



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7468

**Modellierung des
Strömungsverhaltens in einem
HPLWR-Brennelement mit
Drahtwendelabstandshaltern**

S. R. Himmel

Institut für Kern- und Energietechnik

Juni 2009

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7468

**Modellierung des Strömungsverhaltens
in einem HPLWR-Brennelement
mit Drahtwendelabstandshaltern**

Steffen Roman Himmel

Institut für Kern- und Energietechnik

Von der Fakultät für Energie-, Verfahrens- und Biotechnik
der Universität Stuttgart genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2009

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-074686

Modellierung des Strömungsverhaltens in einem HPLWR-Brennelement mit Drahtwendelabstandshaltern

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

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Steffen Roman Himmel
aus Ludwigshafen am Rhein

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

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

Datum der mündlichen Prüfung: 05.12.2008

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

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Institut für Kern- und Energietechnik (IKET)

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit hat die numerische **Modellierung des Strömungsverhaltens in einem HPLWR-Brennelement mit Drahtwendelabstandshaltern** zum Gegenstand. Bei dem HPLWR handelt es sich um eine thermische Variante eines Kernreaktors, wobei überkritisches, leichtes Wasser sowohl als Kühlmedium als auch zur Moderation der Neutronen verwendet wird. Aufgrund der geometrischen und thermohydraulischen Anforderungen werden Drahtwendeln als Abstandshalterkonzept eingesetzt, welche helixförmig um die Brennstäbe gewickelt sind. Somit unterscheiden sich die Brennelemente in ihren Eigenschaften erheblich von denen bestehender Druck- und Siedewasserreaktoren. Die Anwendung von etablierten Unterkanalprogrammen ist nicht vorbehaltlos möglich, da die zur Schließung der vereinfachten, eindimensionalen Erhaltungsgleichungen verwendeten Modelle nicht auf die vorliegende spezielle Brennelementgeometrie kalibriert sind. Dafür wären aufwändige und teure Experimente notwendig. Ferner sind diese Programme mit ihren sogenannten Schließungsgleichungen zum Teil nicht in der Lage, die komplexen Strömungsverhältnisse vollständig zu bestimmen.

Als Alternative zum Stand der Technik wird im Rahmen dieser Arbeit eine innovative Methode zur numerischen Berechnung von Strömungen auf groben Rechengittern konsistent erarbeitet. Sie basiert auf den in kommerziellen Rechenprogrammen (hier: STAR-CD 3.26) gelösten, dreidimensionalen Erhaltungsgleichungen. Da ein räumlich ähnlich grober Diskretisierungsgrad wie bei Unterkanalprogrammen zur Verkürzung der Rechenzeiten Verwendung findet, müssen auch hier integrale, nicht aufgelöste Effekte innerhalb einer Rechengitterzelle in geeigneter Weise über zusätzlich eingeprägte Volumenkräfte berücksichtigt werden. Durch die Anwendung von detaillierten RANS-Simulationen zur Bestimmung der lokalen Strömungsverhältnisse im HPLWR-Brennelement ist die Auswertung der angesprochenen Kräfte numerisch exakt über die Evaluation der auf die Struktur wirkenden Oberflächenkräfte bzw. der Flusskräfte der Strömungsgrößen durch die Kontrollraumbegrenzungsflächen möglich. Die RANS-Methoden wurden mit einem Experiment für hexagonale Stabanordnungen validiert und mit einer LES für die gleiche Geometrie verifiziert. Um die Zusatzinformationen über einen weiten Anwendungsbereich und für beheizte Strömungen zur Verfügung zu stellen, wurden entsprechende Parameterstudien in den RANS-Simulationen vorgenommen und ausgewertet. Die Einsetzbarkeit der vorgestellten Methode wird anhand eines generischen Falles demonstriert.

Abstract

Modeling of the Flow Pattern in a HPLWR Fuel Assembly with Wire Wraps

The subject of the present work is the numerical **modeling of the fluid flow in a HPLWR fuel assembly with wire wraps**. The HPLWR is a thermal design concept where super-critical light water is used for both neutron moderation and cooling. Because of geometrical and thermal-hydraulic requirements, wires were chosen as grid spacers which are helically wrapped around each cladding. Due to this fact, the fuel assemblies differ significantly from typical PWR and BWR designs. The use of well established sub-channel codes is not implicitly possible because the additional empirical or semi-empirical terms acting as closure models for the simplified one-dimensional conservation equations are not calibrated on the present fuel assembly geometry. Due to the lack of existing data, complex and expensive experiments would be needed for this purpose. Furthermore, such codes with their inherent set of equations are to some extent not capable to accurately reproduce the complex flow regimes.

As an alternative approach to the state-of-the-art technology, an innovative and consistent method is developed to numerically determine the flow field on coarse grids. It is based on the three-dimensional conservation equations implemented in the commercial software package STAR-CD 3.26. Since the spatial resolution is similar to sub-channel codes in order to reduce computational costs, integral and not resolved sub-grid effects have to be accounted for in an appropriate way by the introduction of additional volume forces acting as closure terms. With the use of detailed RANS simulations to reproduce the local flow regime in the HPLWR fuel assembly, these forces can be determined in a numerically exact way. For this reason, the loads acting on the solid structure or the fluxes of flow quantities over the borders of the control volumes have to be evaluated. The RANS method is validated against an experiment with hexagonally arranged fuel rods and verified with a LES for the same geometry. In order to ensure a broad applicability of the volume forces also for heated cases, appropriate parametric studies have been performed and evaluated. The applicability of the new method is demonstrated on a generic case.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Einführung	1
1.1.1	HPLWR - ein innovatives Reaktorkonzept der IV. Generation	2
1.1.2	Das Brennelement des HPLWR	6
1.1.3	Das Brennelementbündel des HPLWR	7
1.2	Ziel der Arbeit	10
2	Abstandshalterkonzepte für den HPLWR	12
2.1	Anforderungen an Abstandshalter von Brennstäben	12
2.2	Evaluation von Konzepten zur Quervermischung	14
2.3	Mögliche Abstandshalter für das HPLWR-Brennelement	23
3	Validierung der RANS-Simulationen anhand eines Experiments	27
3.1	Brennelementströmungen mit Drahtwendelabstandshaltern	27
3.1.1	Berechnung der Strömungsverhältnisse mit CFD	28
3.1.2	Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Drahtwendeln	37
3.2	Aufbau des CFD-Modells	44
3.3	Datenextraktion durch Volumenmittelung	47
3.4	Validierung und Sensitivität der Ergebnisse	49
3.4.1	Studie der Netzabhängigkeit	49
3.4.2	Variation der Turbulenzmodelle	52
3.4.3	Vergleich der Strömungsverhältnisse	56
3.4.4	Einfluss der Turbulenzmodellierung	60
3.5	Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Validierung	62

4	Bestimmung der detaillierten Strömungsverhältnisse in repräsentativen Unterkanälen	65
4.1	Simulation der Strömung in Brennelementen	65
4.1.1	Erhaltungsgleichungen in COBRA IIIC	65
4.1.2	Quantifizierung der drahtwendelinduzierten Quervermischung	68
4.2	Modellierung des Fluidraums	78
4.3	Aufbau des CFD-Modells	80
4.4	Fluidaustausch zwischen benachbarten Unterkanaltypen	83
4.4.1	Mathematische Beschreibung der Quervermischung	83
4.4.2	Visualisierung der Strömungsverhältnisse	86
4.4.3	Variation der Ganghöhe	90
4.4.4	Unterschiedliche Stoffwerte	93
4.4.5	Laterale Druckgradienten über Unterkanalquerschnitte	96
4.4.6	Evaluation von Pécletzahlen	98
4.5	Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Fluidvermischung	101
5	Unterkanalanalysen für das HPLWR-Brennelement	102
5.1	Berücksichtigung der Drahtwendeleffekte durch Volumenkräfte	102
5.1.1	Berechnung der induzierten Kräfte über Korrelationen	103
5.1.2	Berücksichtigung der Drahtwendeln über Belastungen der Struktur	107
5.1.3	Bestimmung der Flüsse über die Kontrollraumgrenzen	107
5.1.4	Vergleichende Gegenüberstellung der induzierten Kräfte	109
5.2	Berechnung der Strömung in Unterkanälen des HPLWR-Brennelements	114
5.2.1	Approximation der Geometrie	114
5.2.2	Modellierung der Drahtwendeln als Impulsquelle	117
5.2.3	Aufbau des numerischen Modells	119
5.2.4	Vergleich der Methode mit den RANS-Simulationen	121
5.3	Untersuchung eines Brennelements aus der zweiten Überhitzerstufe	129
5.3.1	Aufbau des numerischen Modells	129
5.3.2	Vergleich ausgewählter Unterkanaltemperaturen	134
5.3.3	Auswertung der allgemeinen Strömungsstruktur	138
5.4	Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Unterkanalberechnungen	142

6 Zusammenfassung und Ausblick	144
Literaturverzeichnis	149
Nomenklaturverzeichnis	163
Abkürzungsverzeichnis	170
Anhang	172
A Evaluation von Turbulenzmodellen für Stabbündelströmungen	172
B Unterkanalanalysen	183
C Modellierung der Stoffeigenschaften von überkritischem Wasser	185
D Dimensionslose Kennzahlen	190

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einführung

Im Jahre 2002 wurden von dem US-amerikanischen **D**epartment of **E**nergy (DOE) und dem **G**eneration IV **I**nternational **F**orum (GIF) die Zielsetzungen für die Forschungs- und Entwicklungstätigkeiten zukünftiger Reaktorsysteme der sogenannten IV. Generation definiert [145]. Diese lassen sich unter den Schlagworten Nachhaltigkeit, Wirtschaftlichkeit, Sicherheit und Zuverlässigkeit sowie Proliferationsschutz zusammenfassen. So sollten diese Kernreaktoren durch eine optimierte Ausnutzung des Brennstoffs Uranoxid ($^{235}\text{UO}_2$) verantwortbar mit kostbaren Ressourcen umgehen und dabei den entstehenden Abfall, im Besonderen die langlebigen Aktinide, minimieren. Ferner müssen solche Systeme im immer härter umkämpften Energiemarkt gegenüber fossilen bzw. erneuerbaren Technologien ihre Rentabilität weiterhin unter Beweis stellen. Durch die Verwendung der neuesten aktiven und passiven Sicherheitseinrichtungen werden bei einer weiteren Verringerung der Ausfallwahrscheinlichkeit ein Maximum an Sicherheit und hohe Standzeiten erreicht. Nicht minder wichtig bei der derzeitigen, weltweiten politischen Lage ist die Gewährleistung der Sicherheit vor terroristischen Attacken sowie der physikalischen Vermeidung der Produktion von waffenfähigem Spaltmaterial.

Im Zuge des 6. Rahmenprogramms der Europäischen Union [140] als Mitglied des GIF wird am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH neben anderen in Europa gelegenen Forschungseinrichtungen eine europäische, thermische Variante eines mit überkritischem Wasser gekühlten Leistungsreaktors konzipiert - der **HPLWR**.

1.1.1 HPLWR - ein innovatives Reaktorkonzept der IV. Generation

Der **H**igh **P**erformance **L**ight **W**ater **R**eactor (HPLWR) stellt unter den sechs innovativen Reaktortypen der IV. Generation ein vielversprechendes Konzept im Hinblick auf eine zukünftige technische Realisierung dar. Dabei handelt es sich um eine konsequente Weiterentwicklung der erfolgreich betriebenen II. Generation von Leichtwasserreaktoren der mittleren Leistungsklasse hin zu höheren Systemdrücken von 25MPa und Frischdampftemperaturen um die 500°C . Wie schon seit geraumer Zeit bei Kohlekraftwerken Stand der Technik, soll zur Verwirklichung dieser herausfordernden Systemparameter überkritisches Wasser als Kühl- und Moderatormedium eingesetzt werden. Auf Basis dieser in der konventionellen Stromerzeugung etablierten Technik kann auf langjährige Betriebserfahrung im Umgang mit dem eingesetzten Fluid zurückgegriffen werden. Da das überkritische Wasser als Arbeitsmedium im gesamten Kreislauf einphasig bleibt, kann im Vergleich zu Siedewasserreaktoren (SWR) auf Dampftrocknung und im Vergleich zu Druckwasserreaktoren (DWR) auf teure Dampferzeuger verzichtet werden. Zusammen mit der im aktiven Kern vorliegenden hohen Energiedichte führt die Einsparung dieser Komponenten zu einer deutlich verringerten Anlagengröße. Weiterhin können bei dem von Schulenberg et al. [132] konzipierten Direktkreislauf mit dreistufiger Aufheizung des Kühlwassers im aktiven Kern Umwälzpumpen eingespart und die Leistung neben den Steuerstäben durch die Hauptkühlmittelpumpen geregelt werden. Diese Faktoren und die durch Bittermann et al. [24] vorgeschlagene Verwendung von bestehender Turbinentechnologie für den HPLWR helfen, die Investitionskosten zu senken. Desweiteren profitiert der hier vorgestellte Reaktortyp von den erweiterten aktiven und passiven Sicherheitskonzepten der zurzeit in Bau befindlichen und als Generation III bezeichneten Reaktoren wie z.B. dem **E**uropean **P**ressurized-**W**ater **R**eactor (EPR). Die nukleare Wärmeerzeugung wird beim derzeitigen HPLWR-Konzept durch thermische oder auch langsam genannte Neutronenspaltung bewerkstelligt. Varianten eines mit überkritischem Wasser gekühlten Reaktors, welche ein schnelles Neutronenspektrum für die Kernspaltungsprozesse favorisieren, wurden z.B. durch Oka et al. [109] untersucht.

$P_{\text{System}}[\text{MPa}]$	η [%]	$P_{\text{el}} [\text{MW}_e]$	$M_{\text{ges}} [\text{kg/s}]$	$\Delta h_{\text{ges}} [\text{kJ/kg}]$
25	≈ 44	1.000	1.160	≈ 1.940

Tabelle 1.1: Thermodynamische Daten des HPLWR.

In Tabelle 1.1 sind die wichtigsten thermodynamischen Eckdaten zusammengefasst.

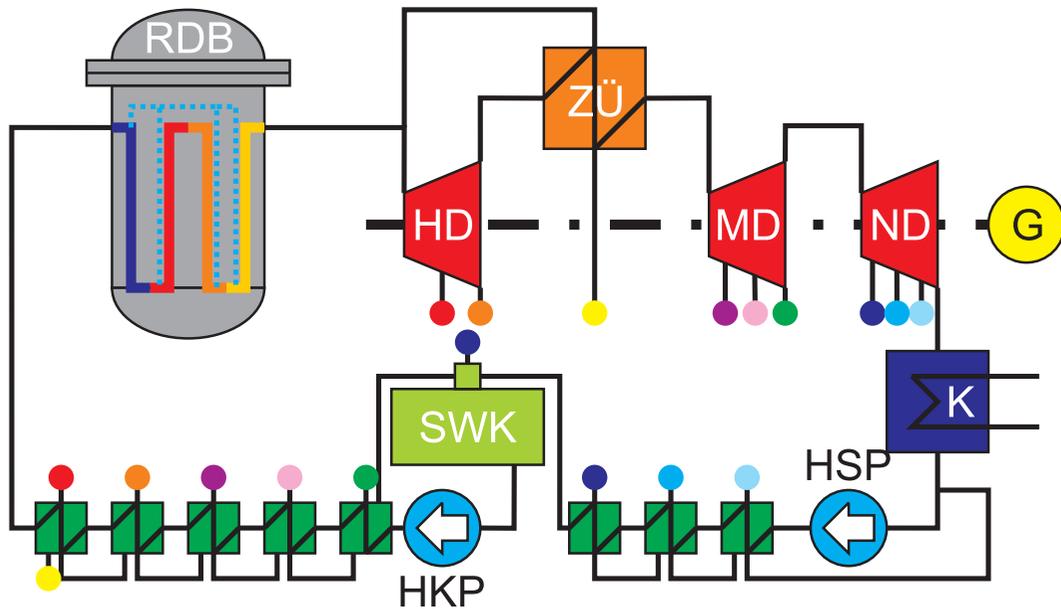


Abbildung 1.1: Anlagenschema des HPLWR.

In Abb. 1.1 ist das allgemeine Anlagenschema des HPLWR dargestellt. Nach dem Austritt aus dem Reaktordruckbehälter (RDB) wird der Frischdampfstrom von $M_{ges} = 1.160 \text{ kg/s}$ geteilt. Ein Teil wird direkt in der Hochdruckturbinen (HD) entspannt, wohingegen der andere Teil durch einen Zwischenüberhitzer (ZÜ) geleitet wird. Dieser dient dazu, den aus der Hochdruckturbinen kommenden Dampf zu überhitzen und den Feuchtegrad des Dampfes vor der weiteren Entspannung in der Mitteldruckturbinen (MD) bzw. der finalen Entspannung in der Niederdruckturbinen (ND) zu verringern. Von dort wird der Dampf im Kondensator (K) kondensiert, um dann von der Hauptspeisewasserpumpe (HSP) über mehrere, durch Anzapfdampf der Niederdruckturbinen gespeiste Vorwärmstufen in den Speisewasserkessel (SWK) gefördert zu werden. Die Hauptkühlmittelpumpe (HKP) erhöht den Systemdruck wieder auf $p_{system} = 25 \text{ MPa}$ und führt schließlich das über Anzapfungen der Hochdruck- bzw. Mitteldruckturbinen und des Zwischenüberhitzers weiter vorgewärmte Wasser zurück in den Reaktordruckbehälter. Die von den Turbinen im Generator (G) erzeugte elektrische Leistung beträgt nominell $P_{el} = 1.000 \text{ MW}_e$ bei einem Anlagenwirkungsgrad von ungefähr 44%.

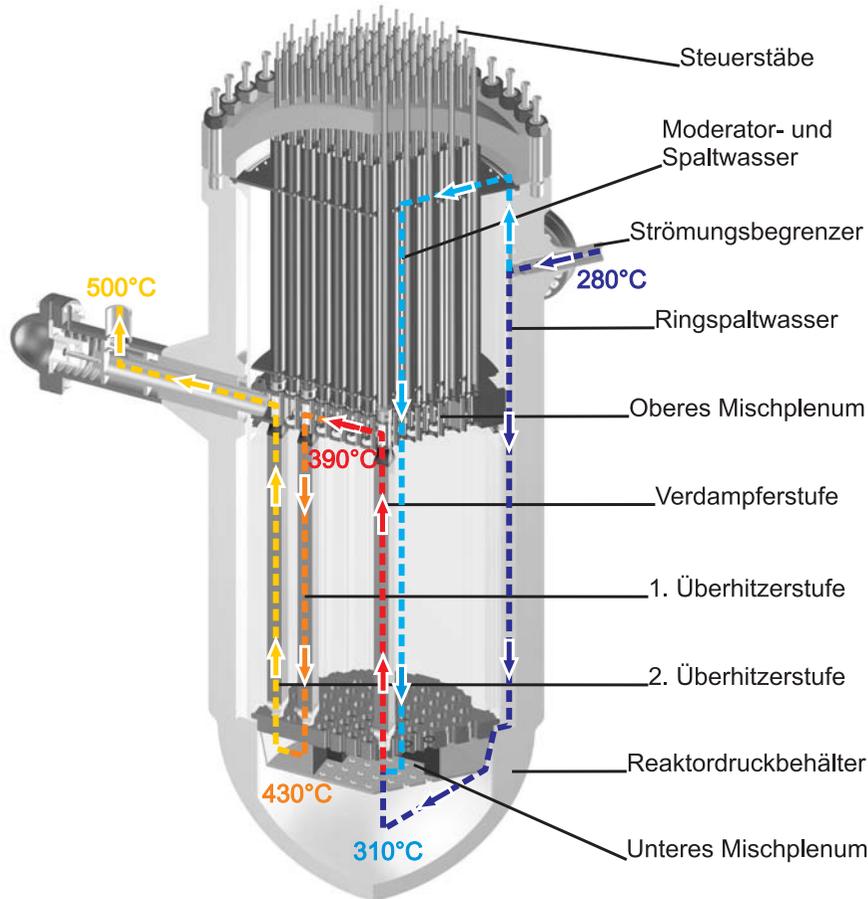


Abbildung 1.2: Strömungsführung nach Schulenberg et al. [132] im Reaktordruckbehälter des HPLWR nach Fischer et al. [51].

Die bereits angesprochene dreistufige Aufheizung des Kühlmittels im Kern des HPLWR ist in Abb. 1.2 in dem Schnitt durch den Reaktordruckbehälter inklusive Kerneinbauten nach Fischer et al. [51] wiedergegeben. Die Grundidee hinter diesem Konzept der Strömungsführung ist, durch den verlängerten Strömungsweg die Aufheizspanne pro Brennelement zu verringern und auftretende, heiße Temperaturstrahlen durch regelmäßiges Vermischen in den beiden Plena zu eliminieren. Das auf 280°C vorgewärmte Wasser wird durch vier um jeweils 90° über dem Umfang versetzt angeordnete Strömungsbegrenzer in den Reaktordruckbehälter eingeleitet. Diese Armaturen beschränken den im postulierten Bruch des kalten Stranges ausströmenden Leckagemassenstrom. Im Reaktordruckbehälter werden dann 75% des Massenstroms als sogenanntes Ringspaltwasser durch den Stahlreflektor geleitet, so dass durch Kühlung die Wandtemperaturen des Reaktordruckbehälters beschränkt werden. Von dort aus strömt es in den Sumpf und danach direkt ins untere Mischplenium. Die übrigen 25% werden oberhalb des oberen Mischplenums in das sogenannte Moderator- und Spaltwasser im Verhältnis 1:3 aufgeteilt. Dabei fließt das Modera-

torwasser in den dafür vorgesehenen Moderatorkästen in den Brennelementen und das Spaltwasser zwischen den einzelnen Brennelementen außerhalb der Brennelementkästen in das untere Mischplenum. Der zur Verdampferstufe gehörende Anteil aus Spalt- und Moderatorwasser wird mit dem aus dem Sumpf einströmenden Wasser vermengt. Diese Ströme haben sich hier bereits auf ca. 310°C erwärmt. Anschließend werden sie zur Kühlung der Brennstäbe durch die Brennelemente der Verdampferstufe aufwärts geleitet, an deren Austritt sie eine Temperatur von ungefähr 390°C erreichen. Nach einer Durchmischung im oberen Plenum strömt das Fluid abwärts durch die Brennelementbündel der ersten Überhitzerstufe und erwärmt sich dabei auf etwa 430°C . Auf die erneute Vermischung im unteren Plenum folgt die Aufwärtsströmung in der zweiten Überhitzerstufe. Danach wird der Kernmassenstrom mit Frischdampftemperaturen von ca. 500°C durch den Auslass zu den Turbinen geleitet.

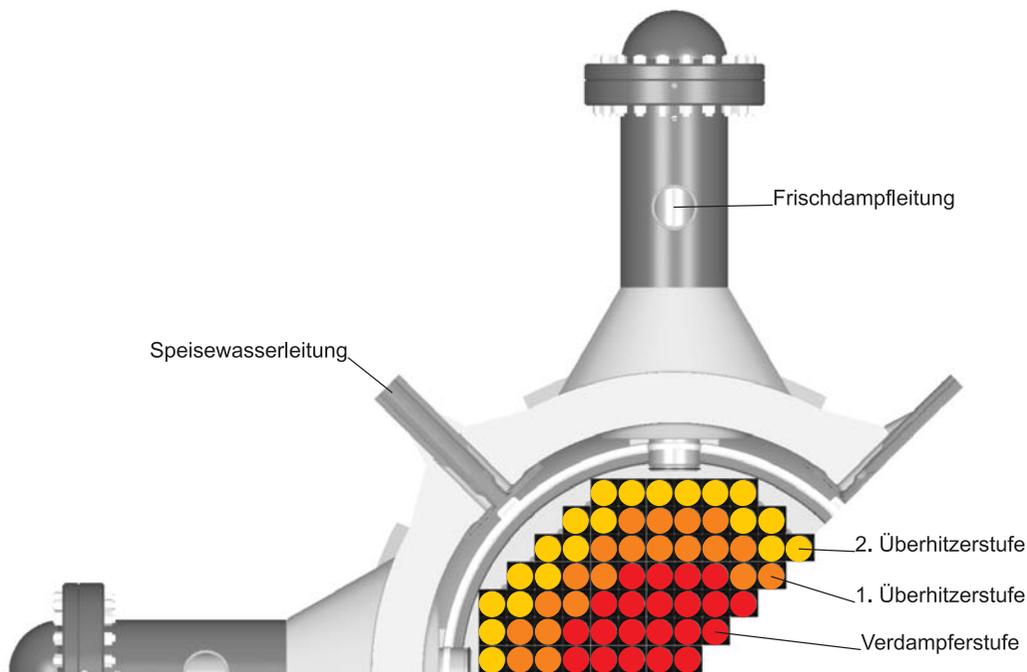


Abbildung 1.3: Draufsicht auf den offenen Reaktordruckbehälter des HPLWR.

In der Draufsicht auf ein Drittel des offenen Reaktordruckbehälters des HPLWR aus Abb. 1.3 lässt sich die gleichmäßige Verteilung der insgesamt 156 Brennelementbündel, hier durch farbige Kreise dargestellt, auf die drei ringförmig angeordneten Zonen zu je 52 Einheiten pro Stufe erkennen. Der gesamte Kern umfasst somit 1.404 einzelne Brennelemente, da jedes Bündel neun Brennelemente umfasst.

1.1.2 Das Brennelement des HPLWR

Grundsätzlich findet die nukleare Energieerzeugung durch Spaltung des Brennstoffs in den sogenannten Brennstäben statt. Diese bestehen aus dünnen Hüllrohren, welche den tablettenförmigen Brennstoff umgeben und als erste Sicherheitsbarriere die radioaktiven Spaltstoffe einschließen. Üblicherweise werden solche Brennstäbe zu Brennelementen zusammengefasst.

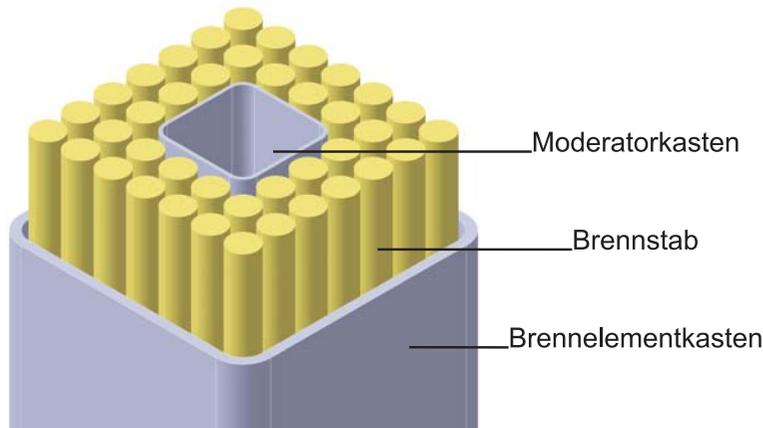


Abbildung 1.4: HPLWR-Brennelement nach Hofmeister et al. [67].

In Abb. 1.4 ist das Konzept des HPLWR-Brennelements nach Hofmeister et al. [67] dargestellt. Hierbei werden die insgesamt 40 Brennstäbe mit einem Außendurchmesser von $D = 8\text{mm}$ in quadratischer 7×7 -Anordnung mit einer Stabteilung von $P = 9,44\text{mm}$ außen durch den Brennelementkasten eingeschlossen. Der zentrale Moderatorkasten ersetzt dabei die innersten neun Brennstäbe. Die Brennstäbe besitzen eine aktiv beheizte Länge von $L_{beh.} = 4.200\text{mm}$. Der nominelle Kühlmittelmassenstrom durch ein solches Brennelement beträgt $M_{BE} = 2,479\text{kg/s}$, welcher durch Verwendung von Blenden noch individuell angepasst werden kann.

1.1.3 Das Brennelementbündel des HPLWR

Abb. 1.5 zeigt das Brennelementbündel des HPLWR nach Fischer [50], welches aus neun Brennelementen aus Abb. 1.4 zusammengesetzt ist. In solch einem Brennelementbündel sind neun Brennelemente durch ein gemeinsames Fuß- sowie Kopfstück zusammengefasst. Dabei werden durch die Fußstücke die abwärts fließenden Moderatorwasserströme aus den Moderatorkästen nach außen zu den ebenfalls abwärts fließenden Strömen aus den Spaltregionen zwischen den äußeren Kästen der einzelnen Brennelemente geleitet. Im unteren Mischplenum vor dem Eintritt in die Verdampferstufe vereinigen sich diese beiden Ströme dann mit dem Kühlmittelstrom, um dann von dort aus in den Fußstücken der Verdampferstufe aus Abb. 1.2 auf die zu einem Brennelementbündel gehörenden Brennelemente verteilt zu werden. Das Kopfstück sammelt dann diese aufgespaltenen Ströme wieder und entlässt sie in das sogenannte obere Mischplenum. In der ersten Überhitzerstufe übernimmt das Kopfstück die Aufteilung des Kühlmittelstroms auf die neun Brennelemente und das Fußstück führt diese wieder zusammen, um sie dann in das untere Mischplenum einzuleiten. Die Güte der Vermischung in den beiden Plena wurde von Wank et al. [151] berechnet. Zur Leistungsregelung des Reaktorkerns sowie zur **Reaktorschnellabschaltung** (Resa) können nach Abb. 1.5 in jeweils fünf kreuzförmig angeordnete Brennelemente Steuerstäbe eingelassen werden, welche Schlagenhauer et al. [128] dimensionierten. Die als Brennelement- und Moderatorkästen bezeichneten Wände trennen das aufzuheizende Kühlwasser innerhalb der Brennelemente von dem möglichst kalt zu haltenden Spalt- und Moderatorwasser. Dies ist notwendig, da ansonsten aufgrund der starken Abnahme der Fluidichte infolge der Aufheizung des Fluids die Moderation von Neutronen im oberen Teil der Brennelemente zu gering wäre. Himmel et al. [64] haben für den Entwurf des Brennelementaußenkastens nach Hofmeister et al. [67] unter Verwendung der durch Waata et al. [149] ermittelten Temperaturverteilung den Festigkeitsnachweis erbracht. Herbell und Himmel [60] haben für das gleiche Bauteil Festigkeitsanalysen für eine Ausführung in Leichtbauweise durchgeführt. Um eine bessere thermische Isolation des Kühlwassers gegenüber dem Spalt- und Moderatorwasser zu erreichen, wurden die massiven Kastenwände durch eine zwischen zwei Deckblechen eingebettete Honigwabenstruktur ausgetauscht, welche mit isolierendem Aluminiumoxid (Al_2O_3) gefüllt ist. Diese Ausführung des Brennelements liegt den mit der Neutronik gekoppelten Thermohydraulik-Rechnungen zur Analyse des gesamten HPLWR-Kerns von Monti et al. [102] bereits zugrunde.

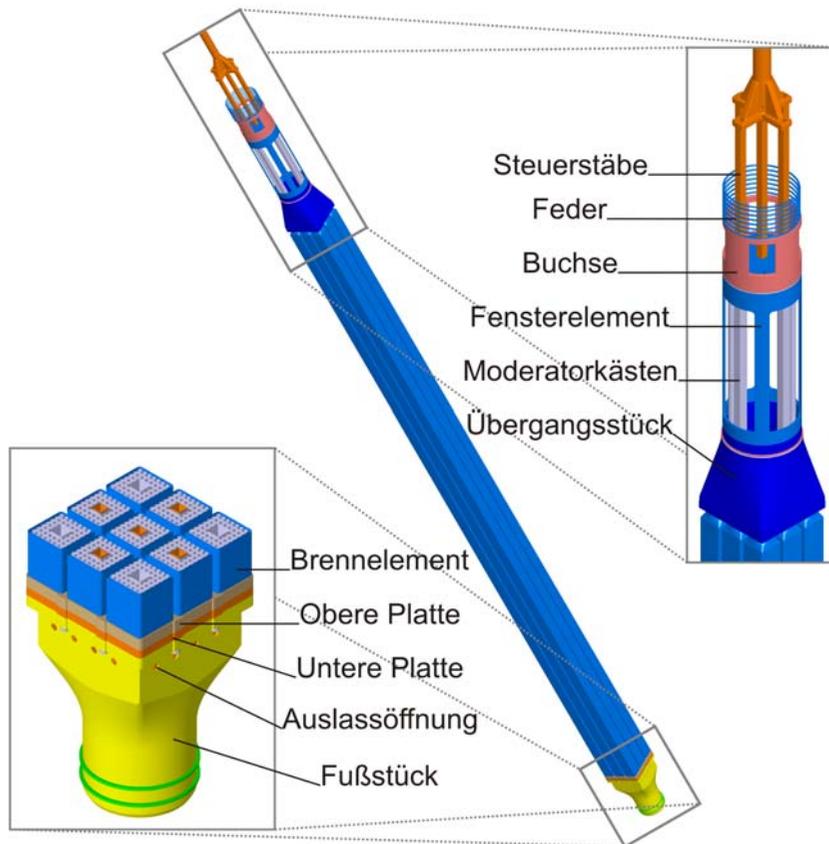


Abbildung 1.5: HPLWR-Brennelementbündel nach Fischer [50].

Aufgrund der thermodynamischen Bedingungen im Kern des HPLWR nach Abb. 1.2 ist bei dem Auslegungsmassenstrom mit sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten des Kühlmittels im Inneren der Brennelemente zu rechnen. Dies ruft resultierende Kräfte auf die Brennstäbe hervor, was zu einem Verbiegen der Stäbe führen kann. Die hohe Energiedichte im Kern des HPLWR und der Neutronenfluss begünstigen ebenfalls solche unzulässigen Deformationen, welche zu lokalem Versagen durch Überhitzung führen könnten. Um dies zu vermeiden, muss stets eine Kühlung der Hüllrohre gewährleistet werden, indem direkter Kontakt und somit die Ausbildung von Stellen mit schlechter Wärmeabfuhr vermieden wird. In der Regel wird dies durch geeignete Abstandhalter realisiert.

Schon in der frühen Phase der Konstruktion des HPLWR-Reaktorkerns ist eine thermohydraulische Auslegung der Brennelemente essentielle Voraussetzung. Als ersten Schritt gilt es, eine geeignete Abstandhalterkonstruktion für das HPLWR-Brennelement zu erarbeiten. Die im Vergleich zu Siede- bzw. Druckwasserreaktoren relativ kleinen Abmessungen des Bauteils in lateraler Richtung, insbesondere in Bezug auf das Stabteilungs-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis P/D ,

stellen Herausforderungen bei dessen Auslegung dar. Nach der Konzeption des Abstandshalters ist es erforderlich, seinen Einfluss auf das thermohydraulische Verhalten des als Kühlmedium verwendeten, überkritischen Wassers zu bestimmen. Eine experimentelle Analyse der Strömungsverhältnisse in einer Brennelementgeometrie ist bei den hier vorliegenden Systemparametern mit sehr großem Aufwand und damit einhergehenden, hohen Kosten verbunden. Darüberhinaus ist die Auslegung eines kompletten Brennelements mit **C**omputational **F**luid **D**ynamics (CFD) auch unter der Verwendung von Hochleistungsrechnern immer noch nicht hinreichend praktikabel. Eine ökonomische Berechnung der Kühlmittelströmung in gesamten Brennelementen mit der RANS-Modellierung (**R**eynolds-**A**veraged **N**avier **S**tokes) turbulenter Strömungen oder gar **L**arge **E**ddy **S**imulation (LES) ist derzeit nicht möglich. Deshalb werden weiterhin etablierte, sogenannte Unterkanalprogramme wie zum Beispiel COBRA-IV-I [153] zur numerischen Strömungssimulation angewendet. Diese Klasse von Strömungssoftware basiert auf vereinfachten, eindimensionalen Erhaltungsgleichungen, welche über semi-empirische Korrelationen geschlossen werden müssen. Die Modellkonstanten in diesen Korrelationen werden zumeist auf bestimmte Geometrien geeicht, was die Übertragbarkeit auf abweichende Anordnungen nicht ohne ergänzende Untersuchungen erlaubt. Einen solchen Sonderfall stellt das HPLWR-Brennelement mit seinem zentralen Moderatorkasten und seiner engen, quadratischen Stabanordnung mit Drahtwendeln als Abstandshalter dar. Da diese Konstellation bisher noch nie untersucht wurde, wären teure Experimente notwendig, um die Modelle der etablierten Unterkanalprogramme entsprechend anzupassen.

1.2 Ziel der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit wird eine innovative Methode zur Auslegung von Brennelementen erarbeitet, welche den bisher erforderlichen, experimentellen Aufwand durch detaillierte CFD-Simulationen von repräsentativen Ausschnitten der Geometrie reduziert. Eine anschließende Berechnung der Strömungsverhältnisse im gesamten Brennelement durch CFD-Rechnungen auf Basis eines groben Gitternetzes mit dem gleichen Softwarepaket wird dadurch ermöglicht.

Solch ein effizientes Auslegungswerkzeug wird besonders in der frühen Designphase benötigt, um schnell und kostengünstig eine Vielfalt technisch möglicher Varianten auf ihre Tauglichkeit hin zu überprüfen. Der Vorteil der hier neu eingeführten Vorgehensweise besteht darin, dass mit der gleichen Software die für anschließende Rechnungen mit grober Diskretisierung notwendigen Detailinformationen bestimmt werden können. Der Anwender kann dadurch mit dem ihm zur Verfügung gestellten Werkzeug zu jedem Stadium des Designprozesses die jeweils erforderlichen Analysen durchführen.

Ferner ist bei Realisierung der Zielsetzung eine Vereinfachung der Berücksichtigung der Strömungs-Struktur-Kopplung z.B. bei der Analyse von Brennstab-schwingungen zu erwarten, da solche Rechnungen entweder direkt durch ein kommerzielles Programm ermöglicht werden oder die auf die Struktur wirkenden, resultierenden Kräfte an entsprechende Software übergeben werden können. Darüber hinaus ist bei den weitverbreiteten, kommerziellen CFD-Programmen die Verwendung neuer, vom Anwender ausgewählter Modelle zur Simulation der Turbulenz oder des Wärmeübergangs bzw. der Wärmezufuhr durch die Einbindung von selbst programmierbaren Unterprogrammen deutlich einfacher als bei Unterkanalprogrammen. Somit wird eine Weiterentwicklung bzw. Optimierung der eingesetzten Programmsysteme erheblich erleichtert. Gerade dann kann man von der optimierten Numerik und dem guten Konvergenzverhalten profitieren, da diese Programme darauf ausgelegt sind, einen Großteil der in der Strömungsmechanik vorkommenden Phänomene erfassen zu können. Die universellen Programme zur Strömungsberechnung werden sowohl in Industrie als auch in der Forschung für die unterschiedlichsten Anwendungen benutzt. Dadurch ist der Umgang mit einem solchen Programm aufgrund breiterer Erfahrungen benutzerfreundlicher und ökonomischer als bei den hoch spezialisierten Unterkanalprogrammen. Durch die dreidimensionale Modellierung der Geometrie ist es möglich, ohne großen Aufwand die Auswirkungen von lokalen Blockaden und Naturkonvektion sowie bei genügend feiner Diskretisierung Sekundärströmungen zu untersuchen. Eine beliebige Erweiterung des bestehenden Modells durch z.B. die Kopplung mehrerer Brennelemente über ein gemeinsames Plenum macht dann erst die Untersuchung eines ganzen HPLWR-Brennelementbündels möglich. Für die Simulation der z.T.

richtungsabhängigen Strömungsverhältnisse in einem Brennelement mit Drahtwendelabstandshaltern sind lediglich Grundkenntnisse des Anwenders über die speziellen Strömungsverhältnisse notwendig, da sich die für die grobe CFD benötigten Informationen direkt aus der Geometrie der vorangegangenen, detaillierten Rechnungen extrahieren lassen. Die Visualisierung der Ergebnisse wird durch das Softwarepaket in der Regel schon bereitgestellt und dadurch die Auswertung erheblich erleichtert und beschleunigt. Diese aufgeführten Beispiele gilt es in weiteren Untersuchungen zu bestätigen.

Das in dieser Arbeit entwickelte, in sich geschlossene Verfahren zur effizienten, thermohydraulischen Auslegung eines in diesem Falle HPLWR-Brennelements unter Verwendung von kommerziellen CFD-Programmen wird im Nachfolgenden zusammenfassend vorgestellt:

1. Das numerische Verfahren zur Ermittlung der benötigten Detailinformationen wird für die individuellen Strömungsverhältnisse mit ausgewählten experimentellen Daten validiert und mit den Ergebnissen einer Grobstruktursimulation verifiziert. (Kapitel 3)
2. Die für das spezielle Design des HPLWR-Brennelements mit seiner quadratischen Stabanordnung und Drahtwendelabstandshaltern benötigten Daten werden mittels detaillierter RANS-Simulationen bestimmt. (Kapitel 4)
3. Ausgehend von den allgemeinen, strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen werden die in den Analysen zu berücksichtigenden Terme evaluiert und diskutiert, wie die durch die Drahtwendeln induzierten Effekte berücksichtigt werden können. (Kapitel 3 bzw. 5.1)
4. Die grobe Diskretisierung der Geometrie des Fluidraums und der numerische Aufbau des Modells werden erarbeitet. (Kapitel 5.2)
5. Schließlich wird die Funktionalität der vorgestellten Methode durch die Berechnung eines generischen Brennelements aus der zweiten Überhitzerstufe demonstriert. (Kapitel 5.3)

Kapitel 2

Abstandshalterkonzepte für den HPLWR

2.1 Anforderungen an Abstandshalter von Brennstäben

Durch geeignete Konstruktionen von Abstandshaltern wird die Einhaltung der gegenseitigen geometrischen Lage in lateraler Richtung dieser mehrere Meter langen Brennstäbe relativ zueinander bzw. zu eventuell umschließenden Kastenwänden gewährleistet. Dies ist zu jedem Zeitpunkt während des Einsatzes im Reaktorkern als auch beim Transport bzw. der Lagerung notwendig, um die Kühlbarkeit der Hüllrohre zu erhalten und ein Versagen durch lokales Überhitzen zu vermeiden. Während des Transports und der Lagerung in horizontaler Lage müssen die Abstandshalterkonstruktionen dem hohen Eigengewicht der mit dem Schwermetalloxid UO_2 gefüllten Brennstäbe standhalten. Weitere laterale Belastungen entstehen durch eventuelle seismische Beschleunigungen als Folge von Erdbeben und, im Falle eines Kühlmittelverluststörfalls oder **Loss Of Coolant Accident (LOCA)**, durch induzierte Querkräfte beim Abblasen des entstehenden Dampfes. Dabei darf sich die Gesamtstruktur nur minimal verformen, damit sich die Steuerstäbe noch einfahren lassen. Ferner müssen strömungsinduzierte Schwingungen der Brennstäbe ausreichend gedämpft werden. Diese Anforderungen werden durch eine Vielzahl von möglichen Feder-Dämpfer-Konzepten umgesetzt. Eine zum Versagen führende Beschädigung des Hüllrohres als zweite Sicherheitsbarriere durch sogenanntes "Fretting" (Reibrost) oder durch scharfe Kanten ist dabei auszuschließen, um eine Kontamination des Kühlmediums zu unterbinden. Zusätzlich zu den strukturmechanischen Anforderungen erfüllt der Abstandshalter auch strömungsmechanische Aufgaben. Durch eine geeignete Modifikation der Geometrie wird eine gute Vermischung des als Kühlmittel verwendeten Fluids realisiert. Hierzu notwendige Deflektoren sind in der Regel stromabwärts des Bereiches, der strukturmecha-

nische Anforderungen erfüllt, zu finden. Da in Realität jeder Brennstab eine unterschiedliche Wärmeentwicklung erfährt, heizt sich das Kühlmedium in den Unterkanälen ungleichmäßig auf. Der Abstandshalter trägt durch entsprechende Strömungsumlenkungen und der damit einhergehenden Quervermischung dazu bei, die Temperaturverteilung im Kühlmittel zu homogenisieren.

Im Falle von Siedewasserreaktoren durchläuft das Kühlmedium Wasser während der Aufheizung in einem Brennelement einen Phasenwechsel von flüssig zu dampfförmig. Drallfähnchen als Bestandteil der Abstandshalter zentrifugieren kälteres, dichteres Fluid auf die Hüllrohroberfläche, um den Wärmeübergang zu verbessern und lokales Versagen durch Überhitzung zu verhindern. Die Beschleunigung der Strömung durch Querschnittsverengung sowie die Erhöhung des Turbulenzgrades durch zusätzliche Verwirbelungen verbessern den Wärmetransport an das Fluid. In jedem Falle ist der resultierende Druckverlust so gering wie möglich zu halten, da dieser direkten Einfluss auf die erforderliche Pumpleistung und somit auf den Gesamtwirkungsgrad des Kraftwerks hat. Weiterhin muss das Strukturmaterial eines Abstandshalter auf ein Minimum reduziert werden, um parasitären Neutronenverlust aufgrund der Absorption durch relativ große Wirkungsquerschnitte der Struktur zu vermindern und somit mit einer niedrigeren Anreicherung des Brennstoffs $^{235}\text{UO}_2$ Betriebskosten einzusparen.

Um konstruktiv verschiedene Ausführungen von Brennelementen zu vermeiden und um eine Neupositionierung im Kernkonzept nach Schulenberg et al. [132] nach einer Revision zu ermöglichen, sollen alle Brennelemente Abstandshalter derselben Bauweise besitzen. Aufgrund der dreimaligen Durchleitung des Kühlmediums durch den aktiven Kern des HPLWR wird dieser Typ Brennelement in Abhängigkeit seiner Positionierung in der Verdampfer-, 1. Überhitzer- bzw. 2. Überhitzerstufe in beiden axialen Richtungen durchströmt. Dies bedingt einen Typ Abstandshalter, welcher in beiden Strömungsrichtungen identische Eigenschaften aufweist. Desweiteren können bei dem überkritischen Kühlwasser schon kleine Temperaturänderungen einen drastischen Einfluss auf die Fluideigenschaften wie Dichte, Viskosität, Wärmekapazität sowie Wärmeleitfähigkeit haben. Eine gute Quervermischung ist deshalb für einen konstanten Betriebszustand zwingend erforderlich.

2.2 Evaluation von Konzepten zur Quervermischung

Abstandshalter für das HPLWR-Brennelement nach Hofmeister et al. [67] müssen für eine ausreichend gute Quervermischung zwischen den unterschiedlichen Unterkanälen innerhalb des Brennelements sorgen, um Heißkanalfaktoren niedriger ansetzen zu dürfen. Solche Sicherheitsfaktoren wurden von Vogt [146] für ein anderes, aber ebenfalls mit überkritischem Wasser gekühltes Kernkonzept angegeben. Aus diesem Grund werden verschiedene Mischungskonzepte zum Queraustausch qualitativ untersucht, indem vereinfachte Wärmebilanzierungen durch Tabellenkalkulation für einen Viertelausschnitt des Brennelements durchgeführt werden.

Die Geometrie eines Viertel-Brennelements mit seinen Unterkanälen, Stäben und Kastenwänden, wie es den Wärmebilanzrechnungen zugrunde gelegt wurde, ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die entsprechenden geometrischen Maße sind Abb. 4.2 zu entnehmen. Gemäß der Verteilung der jeweiligen Massenströme aus Schneider [130] wird ein Axialmassenstrom von $M_{\frac{1}{4}BE} = 0,62kg/s$ in den Unterkanälen des Viertelausschnittes des HPLWR-Brennelements, von $M_{\frac{1}{4}Mod} = 0,052kg/s$ in dem für das Moderatorwasser zur Verfügung stehenden Querschnitt und $M_{\frac{1}{4}Spalt} = 0,103kg/s$ in dem Anteil des Spaltquerschnitts den Rechnungen zugrunde gelegt. Die individuelle Massenstromverteilung unter den verschiedenen Unterkanaltypen wird unter der Annahme bestimmt, dass in jeder axialen Ebene der gleiche Druck vorliegt und somit der Druckverlust in allen Unterkanaltypen identisch ist. Die Höhe der Kontrollvolumen des untersuchten Brennelementausschnitts beträgt $l = 200mm$, da dies aus festigkeitsmechanischen Gründen dem zu erwartenden Abstand zwischen zwei Abstandhaltern entspricht. Die über die Hüllrohrmantelflächen an das Kühlmedium abgegebene Wärme wird als eine mittlere, lineare Stabileistung von $Q_{Stab} = 14,39W/mm$ nach Schulenberg et al. [132] angenommen. Die Stoffwerte von überkritischem Wasser nach Wagner und Kruse [150] werden für die betrachteten Temperaturen des Kühlmediums zu Beginn der Rechnung von $T_{i,Start} = 465^\circ C$ und des Moderator- bzw. Spaltwassers von $T_\infty = 300^\circ C$ als konstant angenommen. Für die zu treffenden, qualitativen Aussagen genügen diese grob gewählten Parameter.

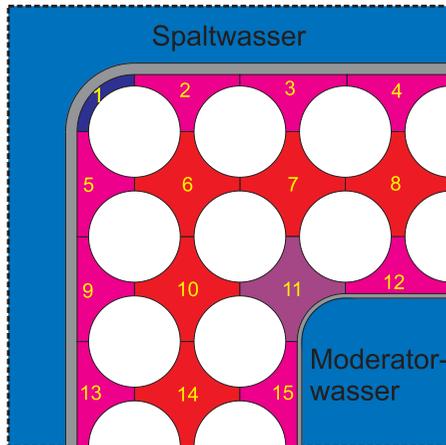


Abbildung 2.1: Unterkanäle im Viertel-Brennelement.

Das Flussdiagramm der zur Bestimmung der stationären Unterkanalendtemperaturen durchzuführenden Berechnungsabfolge ist in Abb. 2.2 wiedergegeben und wird im Nachfolgenden näher erläutert.

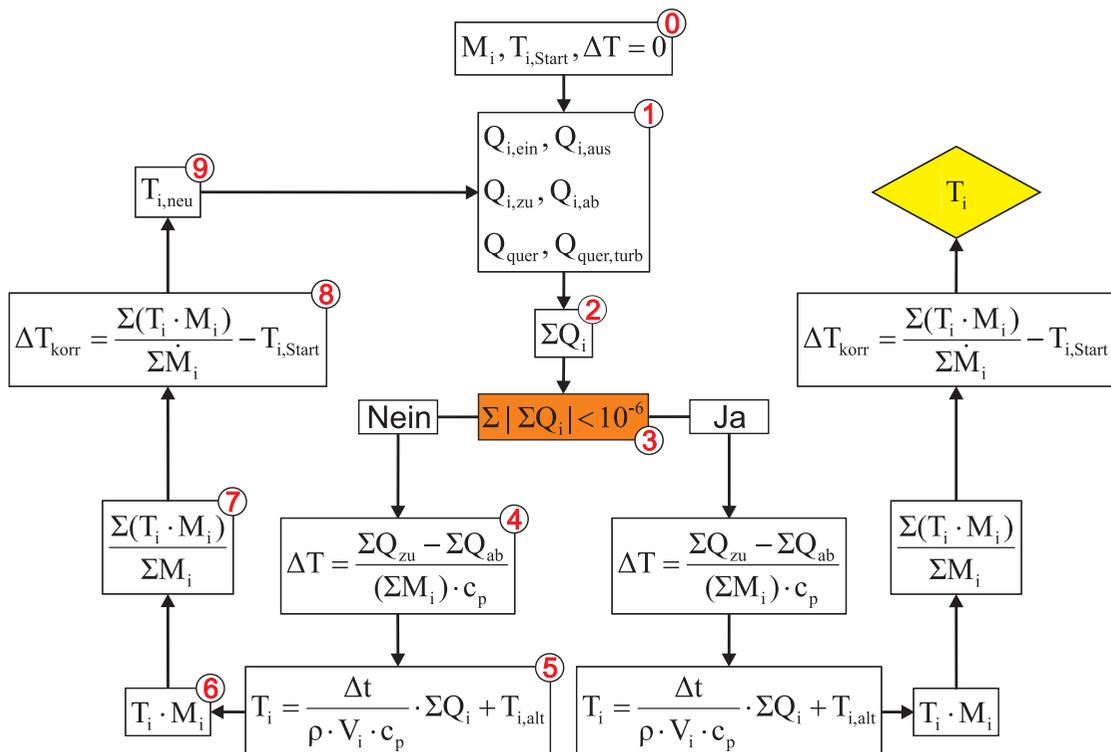


Abbildung 2.2: Flussdiagramm der Wärmebilanzierung im Viertel-Brennelement.

Da der Druck in horizontaler Richtung als konstant angenommen wird, erfährt somit jeder Unterkanal denselben Axialdruckverlust Δp_i , welcher über die nachfolgende Beziehung ermittelt wird:

$$\Delta p_i = f_{Blasius} \cdot \frac{M_i^2}{2 \cdot \rho \cdot A_{ax,i}^2} \cdot \frac{l}{d_{h,i}}, \quad (2.1)$$

mit der Blasius-Formel für den axialen Druckverlustkoeffizienten $f_{Blasius}$:

$$f_{Blasius} = \frac{0,3164}{Re_i^{0,25}}, \quad (2.2)$$

und dem hydraulischen Durchmesser $d_{h,i}$ gemäß:

$$d_{h,i} = 4 \cdot \frac{A_{ax,i}}{U_{be,i}}, \quad (2.3)$$

Darin sind ρ die Fluidichte, $A_{ax,i}$ die axiale Querschnittsfläche des Unterkanals i und $U_{be,i}$ der benetzte Umfang. Daraus lassen sich individuelle, axiale Massenströme M_i bestimmen. Aus oben genanntem Grund werden Druckausgleichsströmungen in lateraler Richtung vernachlässigt.

Die als symmetrisch um die mittlere Unterkanaltemperatur T_i gewählte Temperaturdifferenz ΔT zwischen Eintrittstemperatur $T_{i,ein}$ stromaufwärts und Austrittstemperatur $T_{i,aus}$ stromabwärts der Unterkanalkontrollvolumen ist in Schritt 0 zu Null gesetzt, wird aber im Weiteren dynamisch berechnet. Da von einer Aufheizung um die gleiche Temperaturspanne ausgegangen wird, besitzt sie für alle Unterkanäle den gleichen Wert, obwohl sich die mittlere Unterkanaltemperatur individuell verschieden einstellt. Ausgehend von einer anfänglich einheitlichen Temperaturverteilung $T_{i,start}$ werden in Schritt 1 die berücksichtigten Wärmeströme $Q_{i,ein}$, $Q_{i,aus}$, $Q_{i,zu}$, $Q_{i,quer,turb}$ und evtl. $Q_{i,ab}$ je nach Unterkanaltyp bzw. $Q_{i,quer}$ entsprechend verschiedenen, unten diskutierten Zirkulationskonzepten für jeden Unterkanal berechnet. Dabei berechnet sich der in den Unterkanal axial einströmende Wärmestrom zu:

$$Q_{i,ein} = M_i \cdot c_p \cdot T_{i,ein} = M_i \cdot c_p \cdot \left(T_i - \frac{\Delta T}{2} \right) \quad (2.4)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität c_p und der denselben Unterkanal in axialer Richtung verlassende Wärmestrom gemäß:

$$Q_{i,aus} = M_i \cdot c_p \cdot T_{i,aus} = M_i \cdot c_p \cdot \left(T_i + \frac{\Delta T}{2} \right). \quad (2.5)$$

Der einem Unterkanal anteilig seiner zugehörigen Viertel-Brennstabmantelfläche zugeführte Wärmestrom $Q_{i,\frac{1}{4}Stab}$ ist definiert als:

$$Q_{i,zu} = \sum \left(Q_{i,\frac{1}{4}Stab} \cdot l \right). \quad (2.6)$$

Falls ein Unterkanal an den Moderator- oder Brennelementkasten angrenzt, kann er nach folgender Gleichung über seinen Anteil an der Wandoberfläche $O_{i,ab}$ Wärme an das kältere Moderator- bzw. Spaltwasser abführen:

$$Q_{i,ab} = k_i \cdot O_{i,ab} \cdot (T_i - T_\infty). \quad (2.7)$$

Für die Bestimmung der Wärmedurchgangskoeffizienten k_i sind zunächst die Wärmeübergangskoeffizienten von Kühlmedium an die Wände α_i und von Moderator- bzw. Spaltwasser an die Kästen α_{Mod} und α_{Spalt} zu ermitteln:

$$\alpha_{i/Mod/Spalt} = \frac{Nu \cdot \lambda}{d_{h,i}}, \quad (2.8)$$

mit der Wärmeleitfähigkeit des jeweiligen Fluids λ und den entsprechenden, hydraulischen Durchmessern $d_{h,i}$. Zur Berechnung der Nusseltzahlen wird die Korrelation nach Bishop et al. [23] eingesetzt:

$$Nu = 0,0069 \cdot Re^{0,9} \cdot Pr^{0,66} \cdot \left(\frac{\rho_{Struktur}}{\rho} \right)^{0,43} \cdot \left(1 + 2,4 \cdot \frac{d_h}{l} \right). \quad (2.9)$$

Die Dichte des Strukturmaterials wird zu $\rho_{Struktur} = 8.031 \text{ kg/m}^3$ angenommen. Die Wärmedurchgangskoeffizienten k_i durch die Kastenwände ergeben sich somit zu:

$$\frac{1}{k_i} = \frac{1}{\alpha_i} + \frac{b}{\lambda_{Struktur}} + \frac{1}{\alpha_{Mod/Spalt}}, \quad (2.10)$$

mit der Wandstärke der Struktur b und einer angenommenen Wärmeleitfähigkeit des Strukturmaterials von ca. $\lambda_{Struktur} = 20 \text{ W/mK}$ bei den vorherrschenden Temperaturen.

Der durch Turbulenz und großskalige Wirbel zwischen benachbarten Unterkanälen induzierte, ungerichtete Wärmestrom wird nach Wheeler et al. [153] modelliert als:

$$Q_{ij,quer,turb} = M_{ij,quer,turb} \cdot c_p \cdot \Delta T_{ij} = \beta_{turb} \cdot \frac{(m_i + m_j)}{2} \cdot A_{Spalt} \cdot c_p \cdot \Delta T_{ij}. \quad (2.11)$$

Darin sind $\beta_{turb} = 0,08$ ein turbulenter Austauschkoefizient nach Cheng et al. [38] und m_i bzw. m_j die Massenstromdichten zweier benachbarter Unterkanäle und der Spaltquerschnittsfläche A_{Spalt} .

In den später gezeigten Zirkulationskonzepten spielt der gerichtete Wärmestrom in lateraler Richtung eine zentrale Rolle. Der zur Berechnung dieses Wärmetransfers benötigte, gerichtete Quermassenstrom $M_{i,quer}^*$ von einem mit dem Index * gekennzeichneten Donorkanal zu einem entsprechend angrenzenden Akzeptorkanal wird folgendermaßen repräsentiert:

$$Q_{i,quer} = M_{i,quer}^* \cdot c_p \cdot \Delta T_{ij}, \quad (2.12)$$

mit:

$$M_{i,quer}^* = \xi_{\uparrow/\uparrow/\uparrow/\uparrow} \cdot M_{i,quer,ref}^* \quad (2.13)$$

Die Faktoren $\xi_{\uparrow} = 1$, $\xi_{\uparrow} = 0,75$, $\xi_{\uparrow} = 0,5$ und $\xi_{\uparrow} = 0,25$ sorgen dafür, dass der mit Hilfe von Gl. (2.1) für jedes Kontrollvolumen bestimmte, axiale Massenstrom unverändert bleibt. Dies wird dadurch gewährleistet, dass sich für jeden Unterkanal die Summe der aus dem gerichteten Queraustausch hervorgerufenen ein- und ausfließenden Massenströme aufheben muss. Die Pfeile in den Konzepten aus Abb. 2.3 - 2.9 geben die entsprechenden Richtungen für die Quermassenströme an, um geschlossene Strömungspfade zu realisieren. $M_{i,quer,ref}^*$ stellt einen Referenzwert für die je nach Unterkanalpaarung individuell bestimmten, lateralen Massenströme dar, welcher wie folgt als der kleinste Wert der maximal realisierbaren Quermassenströme pro Unterkanal $M_{i,quer,max}^*$ definiert ist:

$$M_{i,quer,ref}^* = \min(M_{i,quer,max}^*) \quad (2.14)$$

Letztgenannter Wert lässt sich ausdrücken zu:

$$M_{i,quer,max}^* = \rho \cdot s \cdot \overline{v_{quer}^*} \quad (2.15)$$

wobei bzgl. des axialen Verlaufs der vom Abstandshalter induzierten Quergeschwindigkeit, ausgehend von einem Maximalwert direkt hinter dem Abstandshalter $v_{quer,max}$, ein exponentieller Abfall angenommen wird:

$$v_{quer}^*(z) = \int_0^l \left(v_{quer,max}^* \cdot e^{-\frac{2}{l} \cdot z} \right) \cdot dz \Rightarrow \overline{v_{quer}^*} = v_{quer,max}^* \cdot (1 - e^{-2}) \cdot \frac{l}{2}, \quad (2.16)$$

mit:

$$v_{quer,max}^* = 0,2 \cdot v_{i,AH}^* = 0,2 \cdot \frac{M_i^*}{\rho \cdot A_{ax,i}^* \cdot (1 - \Xi_{AH})} \quad (2.17)$$

Dabei ist das Verhältnis der von der Struktur des Abstandshalters versperrten Querschnittsfläche zur jeweiligen Unterkanalquerschnittsfläche ohne Abstandshalter zu $\Xi_{AH} = 0,4$ gewählt. Weiterhin wird davon ausgegangen, dass ein Abstandshalter eine maximale Quergeschwindigkeit von höchstens 20% der Axialgeschwindigkeit im Abstandshalter $v_{i,AH}$ erzeugen kann.

Sind die Wärmeströme für die einzelnen Kontrollvolumen berechnet, werden diese in Schritt 2 für die Unterkanäle aufsummiert. Im stationären Zustand muss diese Summe für jeden Unterkanal Null ergeben.

Nach jeder Iteration wird somit in Schritt 3 entschieden, ob das festgelegte Abbruchkriterium von 10^{-6} erreicht ist oder nicht. Dazu werden die Beträge der einzelnen, unterkanalspezifischen Wärmebilanzen aufsummiert und mit einem

festgelegten Wert verglichen. Ist die Summe größer als das Kriterium, wird die im Weiteren beschriebene Abfolge von Rechenschritten solange wiederholt, bis die Grenze unterschritten wird und Konvergenz erreicht ist. Danach wird erneut die Prozedur durchlaufen und die dann errechneten Temperaturen werden als die sich unter diesen Bedingungen einstellenden, stationären Endtemperaturen aufgefasst.

Die für alle Unterkanäle einheitlich gesetzte Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Austrittstemperatur berechnet sich in Schritt 4 aus der Differenz der über alle Brennstäbe konstant zugeführten Wärme und der von der mittleren Unterkanaltemperatur abhängenden, über die Kastenwände abgeführten Wärme, da diese Wärmedifferenz der effektiven Enthalpiezufuhr des Viertel-Brennelements entspricht.

In Schritt 5 wird eine vorläufige Unterkanaltemperatur aus den in Schritt 2 bilanzierten Wärmeströmen ermittelt. Die konstanten Gleichungen werden über einen Zeitschritt von $\Delta t = 0,005s$ integriert.

Diese Temperaturen der einzelnen Unterkanäle werden in Schritt 6 mit den dazugehörigen, axialen Massenströmen multipliziert, um anschließend in Schritt 7 mit den axialen Massenströmen gewichtet zu werden. Dies ist notwendig, da die mittlere Temperatur aller Unterkanäle dem gesetzten Referenzwert entsprechen muss.

Im noch nicht auskonvergierten Zustand ist dieser Quotient ungleich Null. Deshalb wird in Schritt 8 für die Unterkanalkontrollvolumen eine korrigierende Temperaturdifferenz ermittelt.

Schließlich wird in Schritt 9 die in Schritt 8 errechnete Temperaturabweichung von der in Schritt 5 berechneten, vorläufigen Unterkanaltemperatur abgezogen. Die nach dieser Iteration bestimmte Temperaturverteilung wird dann wiederum in Schritt 1 verwendet, um die individuellen Wärmeströme zu ermitteln.

Durch gezielte Strömungsführung soll der Queraustausch zwischen bestimmten benachbarten Unterkanälen entweder begünstigt oder unterbunden werden. Um den sich aufgrund der stoffwertbedingten, stark ändernden Strömungsverhältnissen Rechnung zu tragen, ist es denkbar, für jede axiale Zone ein entsprechendes Konzept zu wählen und somit die Form der Abstandshalter in einem Brennelement zu variieren.

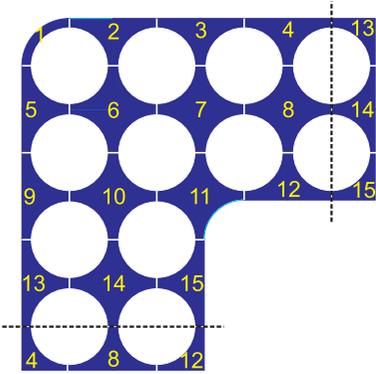


Abbildung 2.3: Kein gerichteter Queraustausch.

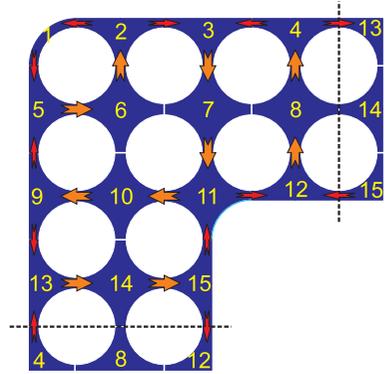


Abbildung 2.6: Umströmung von Zweierpärchen.

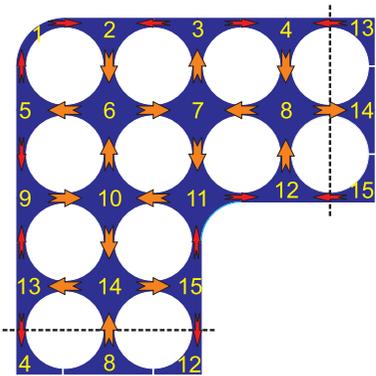


Abbildung 2.4: Gegensinnige Umströmung einzelner Stäbe.

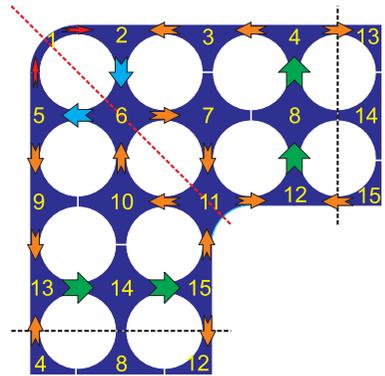


Abbildung 2.7: Zirkulation im Achtel-Brennelement.

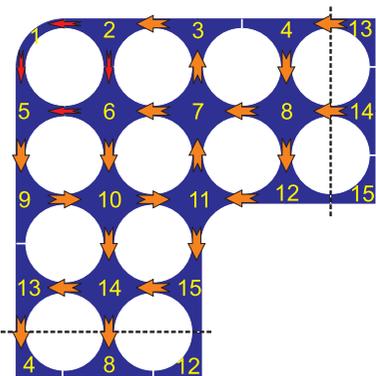


Abbildung 2.5: Gleichsinnige Umströmung einzelner Stäbe.

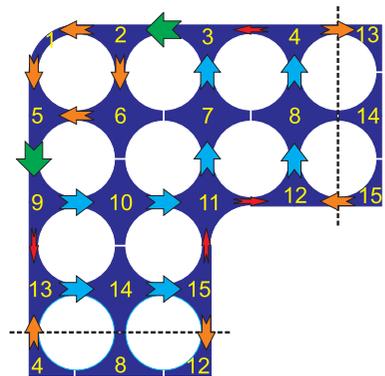


Abbildung 2.8: Zirkulation im Viertel-Brennelement.

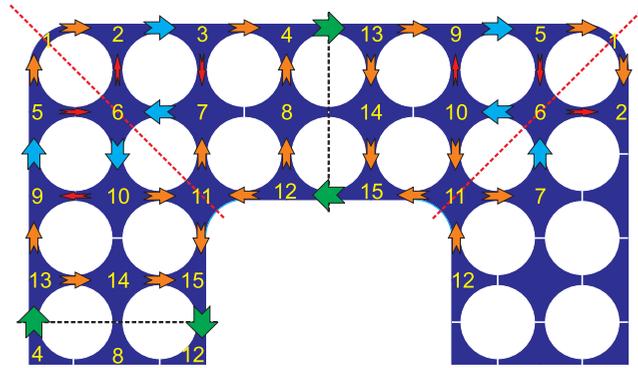


Abbildung 2.9: Zirkulation im längsgeschnittenen Viertel-Brennelement.

Bei den vorgestellten Varianten der lateralen Fluidvermischung dient das in Abb. 2.3 gezeigte Stabbündel ohne jeglichen Abstandhalter als Referenz, da dort lediglich ungerichteter Queraustausch wirksam ist. In Abb. 2.4 ist die gegensinnige Umströmung einzelner Brennstäbe dargestellt und in Abb. 2.5 eine mögliche, gleichsinnige Zirkulation um die Brennstäbe. Durch die Zusammenfassung von Stäben zu Zweierpärchen lässt sich die Strömungsform in Abb. 2.6 erzeugen. Die nächstkleinere Unterteilung ist die Achtersymmetrie aus Abb. 2.7. Die rote Linie dient dabei zur besseren Orientierung. Abb. 2.8 visualisiert die Zirkulation im Viertel-Brennelement und Abb. 2.9 eine ähnliche Variante, bei der das HPLWR-Brennelement der Länge nach in Viertel eingeteilt ist.

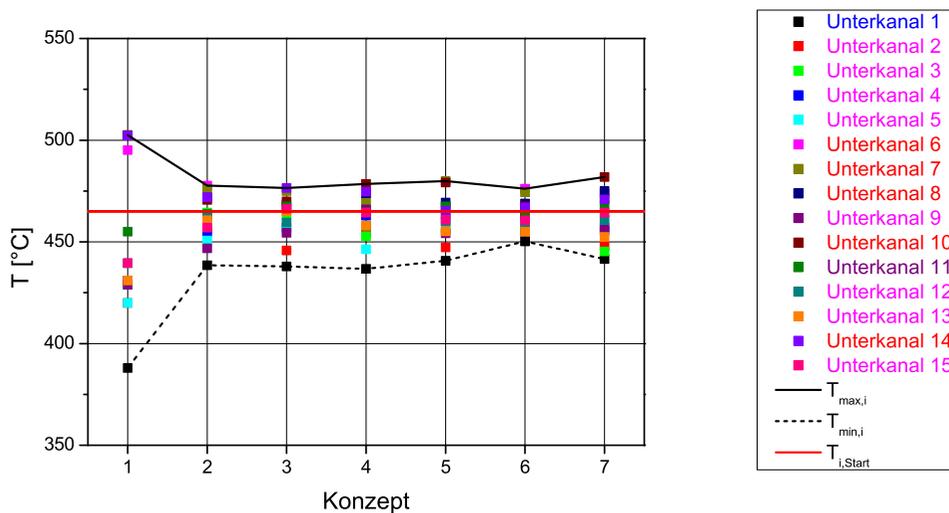


Abbildung 2.10: Stationäre Endtemperaturen der Konzepte aus Abb. 2.3 - 2.9.

In Abb. 2.10 werden die nach dem vorgestellten Berechnungsverfahren ermittelten, stationären Endtemperaturen für die einzelnen Unterkanäle dargestellt. Zu erkennen ist, dass bei den verschiedenen Konzepten die jeweiligen Maximaltemperaturen in unterschiedlichen Unterkanälen auftreten.

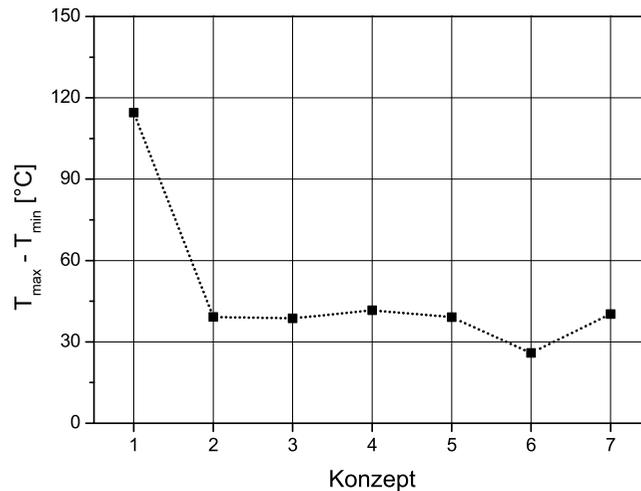


Abbildung 2.11: Maximale Temperaturdifferenzen der Konzepte aus Abb. 2.3 - 2.9.

Um die quantitative Auswertung zu erleichtern, sind in Abb. 2.11 die zu Abb. 2.10 gehörenden Temperaturdifferenzen zwischen den maximalen und den minimalen Werten wiedergegeben. Es ist zu erkennen, dass die untersuchten Konzepte aus Abb. 2.4-2.9 eine erhebliche Verringerung der Temperaturdifferenz im Vergleich zum Fall ohne gerichteten Queraustausch aus Abb. 2.3 bewirken. Als am vielversprechendsten hat sich die Zirkulation im Viertel-Brennelement aus Abb. 2.8 herausgestellt. Man kann daraus schließen, dass ein guter Queraustausch zwischen den Rand- und Zentralkanälen ebenso wichtig für eine Homogenisierung der Unterkanaltemperaturen ist wie eine überlagerte, unilaterale Strömungsführung in den Randkanälen. Dies führt zu deutlich flacheren Temperaturprofilen des Kühlmediums über den Brennelementquerschnitt. Nachfolgend werden einige Beispiele vorgestellt, wie eine derart ideale Vermischung konstruktiv erreicht werden kann.

2.3 Mögliche Abstandshalter für das HPLWR-Brennelement

Das in Abb. 2.12 dargestellte Konzept kombiniert in einer Blechkonstruktion Feder- bzw. Dämpferelemente mit die Strömung umlenkenden Deflektoren. Aufgrund der zur Horizontalen symmetrischen Konstruktionsweise ist der Einfluss auf die Strömung in beiden Durchströmungsrichtungen gleich. Hierbei wird die Strömung in der Spaltregion zwischen zwei Brennstäben durch keilförmige Auswölbungen des Blechs aufgespalten und zu gleichen Teilen den benachbarten Unterkanälen zugeführt. Werden diese Elemente nun abwechselnd 180° um die Längsachse gedreht angeordnet, so induzieren die exzentrisch eingeleiteten Strömungen in den angrenzenden Unterkanälen Drall. Dieser führt zu einer Erhöhung der Turbulenz und einer Auszentrifugation von dichterem Medium an die Hüllrohrmantelflächen.

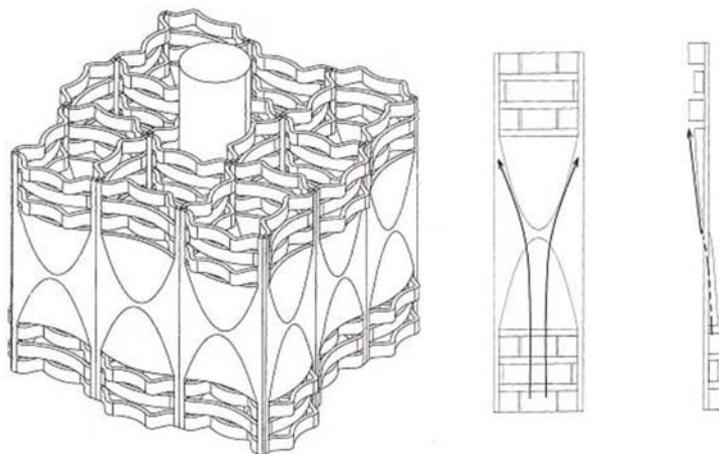


Abbildung 2.12: Abstandshalter mit keilförmigen Deflektoren nach KAERI [82].

Ein weiteres Beispiel für ein in beiden Richtungen durchströmbares Abstandshalterkonzept ist in Abb. 2.13 dargestellt. Die muschelförmigen Deflektoren erfüllen hier sowohl strukturmechanische als auch strömungsmechanische Aufgaben. Sie wirken zum einen in Kombination mit dem mittleren Teil des Abstandshalters als Feder, indem sie mit den Hüllrohren direkt in Kontakt stehen. Zum anderen wird der vorherrschenden, axialen Strömung eine zusätzliche Umfangskomponente überlagert. Dies bewirkt ein Auszentrifugieren von kälterem und somit dichterem Fluid auf die Brennstabmantelflächen. Weiterhin begünstigt die Erhöhung des Turbulenzgrades der Strömung den Wärmeübergang von Hüllrohr an das Kühlmittel.

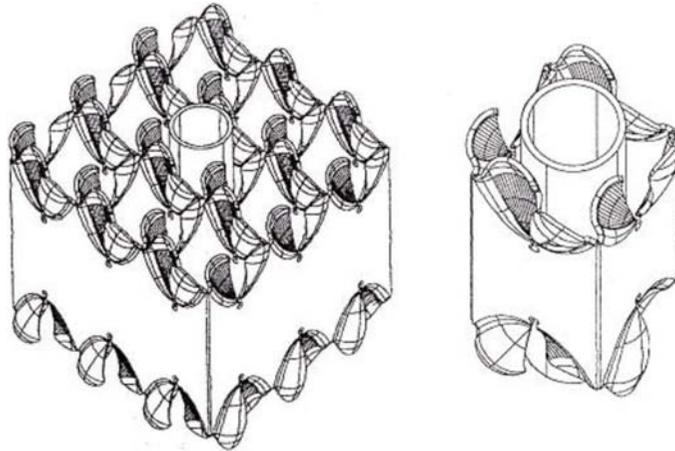


Abbildung 2.13: Abstandshalter mit muschelförmigen Deflektoren nach KAERI [82].

Abb. 2.14 zeigt eine in Form einer Wendeltreppe gestaltete Ausführung eines Abstandshalters. Dieses innovative Design, welches speziell für die quadratische Stab-anordnung mit zentralem Moderatorwasserkasten des HPLWR-Brennelements geeignet ist, wurde von Bastron et al. [19] vorgestellt.

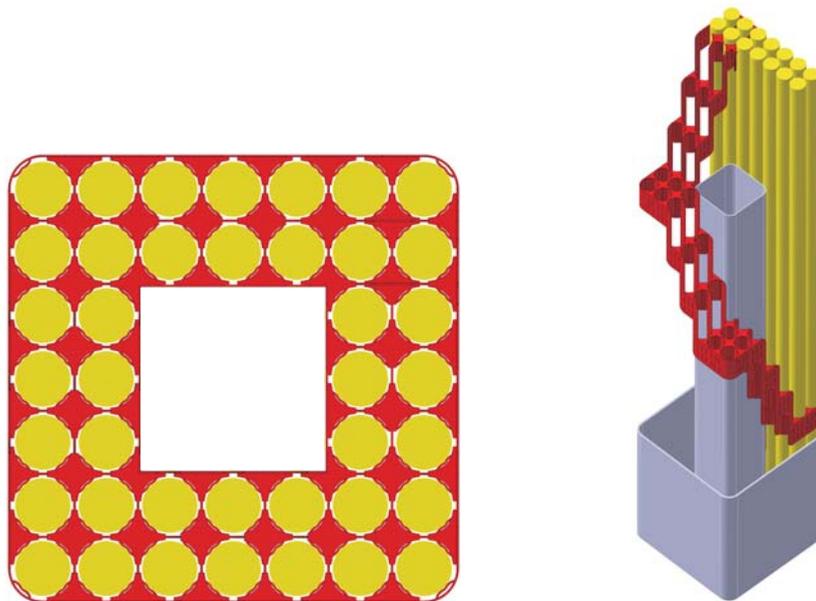


Abbildung 2.14: Wendeltreppenförmiger Abstandshalter nach Bastron [19].

Durch eine geringe Modifikation ist diese Variante auch zur beidseitigen Durchströmung geeignet. Eine gute Fluidvermischung wird hier dadurch erreicht, dass das

Fluid einen möglichst langen Strömungsweg durch das Brennelement zurücklegen muss, indem es helixförmig um den zentralen Wasserkasten geleitet wird. Ein zusätzlicher Vorteil dieser Strömungsführung ist der sehr gute Wärmeübergang an das Fluid durch die Queranströmung der Stabreihen. Sowohl das Aufprallen der Strömung auf die Hüllrohre als auch die sich einstellenden Nachlaufschleppen erhöhen die Turbulenz. Es ist zu beachten, dass die übergeordnete Strömungsführung eine resultierende Kraft auf die Kästen ausübt. Der lange Strömungsweg und die Queranströmung bedingen jedoch einen sehr hohen Druckverlust, weshalb diese Ausführung nicht weiter ausgearbeitet wurde.

Eine weitere Variante sind geeignet deformierte Zylinder aus Abb. 2.15 für den Fluidqueraustausch, wie von Karoutas et al. [80] untersucht wurde, in Kombination mit einem Feder-Dämpfer-System aus Abb. 2.16, welches im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Es ist bezüglich der zu erwartenden Hertz'schen Flächenpressung und den erforderlichen Federsteifigkeiten für Feder- und Dämpferelemente dimensioniert [55]. Die für das HPLWR-Brennelement vorgeschlagenen Feder- und Dämpferelemente entsprechen den für Gitterabstandshalter typischen Werten, welche aus Choi et al. [42] zu entnehmen sind. Ferner ist bei der Dimensionierung die Annahme zugrundegelegt, dass die Feder- bzw. Dämpferelemente nach Song et al. [138] aufgrund von strahlungsinduziertem Spannungsabbau während ihres Einsatzes bis zu 92% ihrer Federkraft verlieren. Eine solche Feder muss dann immer noch eine Kraft von $F_{Feder} = 2N$ auf die Hüllrohre ausüben, um Brennstabschwingungen zu unterbinden.

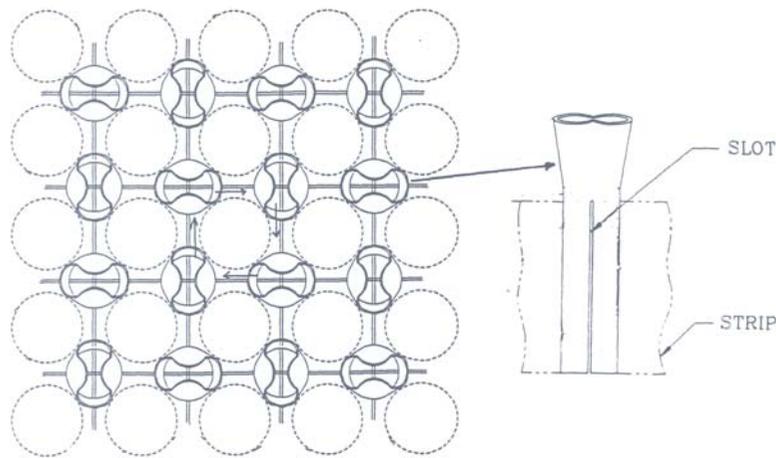


Abbildung 2.15: Gequetschte Röhren nach Karoutas et al. [80].

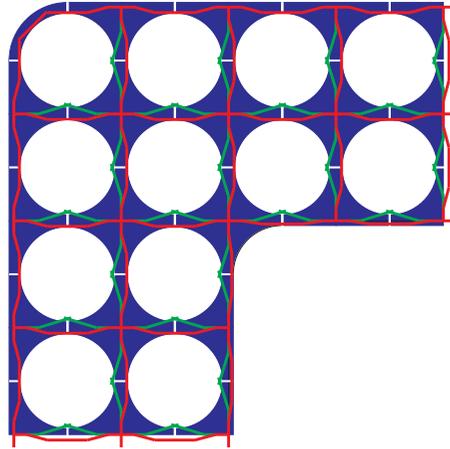


Abbildung 2.16: Konzept eines Feder-Dämpfer-Systems für das HPLWR-Brennelement.

Aufgrund des durch das kleine Stabteilung-zu-Drahtdurchmesser-Verhältnis von $P/D = 1,18$ sehr geringen Bauraumes in den Unterkanälen bzw. zwischen den Brennstäben sind die bisher vorgestellten Abstandshalterkonzepte in der Geometrie der HPLWR-Brennelemente fertigungstechnisch derzeit nicht realisierbar.

Als einfaches, robustes und kompaktes Abstandshaltersystem, mit welchem bereits Betriebserfahrungen in hexagonaler Stabanordnung durch Cushman [45] gesammelt wurden, haben sich Drahtwendelabstandshalter erwiesen. Dieser Typ zeichnet sich zudem besonders durch seine einfache Bauweise und Wartungsfreiheit aus. Besonders durch seinen geringen, benötigten Bauraum ist diese Art Abstandshalter für das HPLWR-Brennelement mit seinem im Vergleich zu Siede- und Druckwasserreaktoren geringeren P/D -Verhältnis ideal. Drahtwendeln erfüllen auch die in Kapitel 2.2 ermittelten Anforderungen bzgl. des Fluidaustausch zur Homogenisierung der Kühlmitteltemperaturen. Die Auswirkungen dieser Variante in quadratischer Stabanordnung ist bisher noch wenig erforscht und wird daher im Folgenden näher untersucht.

Kapitel 3

Validierung der RANS-Simulationen anhand eines Experiments

3.1 Brennelementströmungen mit Drahtwendelabstandshaltern

Auf der Suche nach bisherigen Anwendungsgebieten von Drahtwendelabstandshaltern wurden überwiegend Brutelemente von schnellen Brutreaktoren identifiziert. In Brennelementen ohne gezielte Plutoniumerbrütung ist eine relativ große Stabteilung notwendig, um ausreichend Moderator in der Nähe der Stäbe zu gewährleisten. Hierfür sind neben Drahtwendeln auch andere Abstandshalterkonzepte möglich. In dieser Geometrie werden die bei der Kernspaltung entstehenden Neutronen zu langsamen, thermischen Neutronen abgebremst, welche in den Brennstäben den Brennstoff $^{235}\text{UO}_2$ spalten.

In den Brutelementen dagegen sind die Brennstäbe mit einer kleinen Stabteilung zumeist hexagonal zueinander angeordnet, um eine hohe Leistungsdichte realisieren zu können und nicht zu viele Neutronen durch Moderation im Kühlmedium zu langsamen, thermischen Neutronen abzubremsen. Durch dieses gezielt härtere, schnelle Neutronenspektrum wird zusätzlich Plutonium erbrütet. Die veröffentlichte Literatur zu mit Drahtwendelabstandshaltern versehenen Brennelementen beschränkt sich mit wenigen Ausnahmen auf die hexagonale Ausrichtung der Brennstäbe.

3.1.1 Berechnung der Strömungsverhältnisse mit CFD

Ein typisches Anwendungsgebiet für Drahtwendelabstandshalter waren die mit flüssigem Natrium gekühlten Brennelemente eines schnellen Brutreaktors. Hisida et al. [65] benutzten bereits 1981 die **Finite Differenzen Methode** (FDM) zur numerischen Berechnung der Strömungsverhältnisse in Zentral- und Randkanälen eines hexagonalen Stabbündels mit Drahtwendelabstandshaltern mit einem Ganghöhe-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis von $H/D = 23,08$ und einem Stabteilung-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis von $P/D = 1,22$. Aufgrund der zur damaligen Zeit sehr begrenzten Computerressourcen wurden die Fluidräume der Modelle, welche eine Ganghöhe umfassten, lediglich mit rund 10.000 Hexaederelementen abgebildet. Als Randbedingungen wurden neben der Haftbedingung eine über den Querschnitt konstante Einlassgeschwindigkeit sowie eine Neumann-Bedingung am Auslass implementiert. Natrium bei 500°C diente dabei als Strömungsmedium. Es wurde mit dieser Auflösung gezeigt, dass sich zwischen Zentralkanälen eine sich in der Höhe wiederholende, alternierende Querströmung ausbildet. Ferner wurde eine für Randkanäle typische, unidirektionale Strömung nachgewiesen.

1990 hatten Shimizu et al. [133] im Zuge der Entwicklung des japanischen Schnellen Brutreaktors "Monju" numerische Untersuchungen für ein 7-Stabbündel durchgeführt. Für die Simulation der Strömungsverhältnisse in dieser komplexen Geometrie benutzten sie die **Finite Elemente Methode** (FEM). Die charakteristischen Abmaße waren $H/D = 45,7$ und $P/D = 1,215$. Ein Drahtdurchmesser-zu-Spaltweite-Verhältnis von $d/s = 0,93$ vermeidet einen Kontaktpunkt zwischen Draht und benachbarten Stab, was die Vernetzung der sich über eine Ganghöhe erstreckenden Fluidräume erheblich erleichterte. Auf den Ein- und Auslassquerschnitten wurden jeweils konstante Drücke als Randbedingungen aufgeprägt und auf den Stab- und Drahtoberflächen sowie auf den Kastenwandflächen die Haftbedingung. Als Turbulenzmodell fand ein Mischungswegmodell Anwendung. Die Autoren ermittelten die höchsten Quergeschwindigkeiten in den Randkanälen, welche zur korrespondierenden Drahtquerschnittsposition um 180° phasenverschoben waren. Außerdem wiesen Shimizu et al. [133] für Zentralkanäle nach, dass ein sich auf der stromabwärts der Drahtwendel einstellendes Unterdruckgebiet Fluid aus zwei Spalten saugt, während die Druckseite der Drahtwendel eine Querströmung durch den dritten Spalt induziert.

Ahmad und Kim [3] verwendeten CFD zur Berechnung des Wärmeübergangs in einem mit Flüssigmetall durchströmten 7-Stabbündel. Sie variierten das zur Charakterisierung der geometrischen Verhältnisse in Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern verwendete Stabteilung-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis mit $P/D = 1,178$ und $P/D = 1,256$ bei konstantem Ganghöhe-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis von $H/D = 25$. Das Drahtdurchmesser-zu-Spaltweite-Verhältnis wurde mit $d/s = 0,98$ in beiden Geometrien konstant gehalten. Die Linienkontakte

zwischen Hüllrohren und Drahtwendeln wurden durch Ausrundungen modelliert, um zu kleine Winkel bei den Volumenzellen zu vermeiden. Das numerische Modell umfasste eine axiale Ganghöhe, nach Durchführung einer Netzabhängigkeitsstudie durch rund 880.000 Tetraederzellen wiedergegeben, und wurde in axialer Richtung mit zyklischen Randbedingungen beaufschlagt. Auf den Stab- und Drahtoberflächen wurden ein konstanter Wandwärmestrom und auf den Kastenwänden adiabate Bedingungen implementiert. Das in dieser Studie gewählte Turbulenzmodell war das k - ω -SST-Modell nach Menter [98] in Kombination mit dem Standard-Wandgesetz. Der "SIMPLE"-Algorithmus [110] diente zur Entkopplung von Druck und Geschwindigkeit und räumlich wurde zweite Ordnung genau gerechnet. Zum direkten Vergleich simulierten die Autoren auch ein 7-Stabbündel ohne Abstandshalter. Es wurde festgestellt, dass die Geschwindigkeitsverteilungen in den Unterkanälen des Modells ohne Drahtwendeln den Profilen entsprechen, bei denen die Drähte in dem anderen Modell die jeweiligen Unterkanäle gerade wieder verlassen. In den Zentralkanälen hatten sich Wirbel nach den Drähten ausgebildet und in den Randkanälen, in denen die Axialgeschwindigkeit immer größer als die mittlere Axialgeschwindigkeit im Bündel ist, bildete sich lokal eine Rückströmung entgegen der Wicklungsrichtung der Drähte aus. Im Falle des reinen Stabbündels stellten sich die gleichen, mittleren Temperaturen in den Unterkanälen um den Zentralstab ein, wohingegen die Drahtwendeln einen starken Temperaturgradienten zwischen benachbarten Unterkanälen hervorgerufen haben. Dieser verhielt sich periodisch und war von der lokalen Drahtposition abhängig. Es wurden mehrere, sogenannte "hot spots", also Stellen lokal verschlechterten Wärmeübergangs und somit hoher Hüllrohrtemperaturen, ausfindig gemacht, welche wahrscheinlich Artefakte der Bündelgeometrie waren. Schlussendlich kamen die Autoren zum Ergebnis, dass Drahtwendeln zu einem umso flacheren Temperaturprofil beitragen, je größer die teilweise Versperrung des axialen Strömungsquerschnitts ausfällt.

Im Zuge der Entwicklung eines indischen **Prototype Fast Breeder Reactor** (PFBR) in Kalpakkam hatten Gajapathy et al. [53] numerische Untersuchungen ebenfalls in einem 7-Stabbündel durchgeführt. Die charakteristischen Kenngrößen in der sich über eine axiale Ganghöhe erstreckenden, modellierten Geometrie von $P/D = 1,26$, $H/D = 22,73$ und $d/s = 0,98$ wurden dem des realen 217-Stabbündels angeglichen. Wiederum wurden Ausrundungen zwischen Draht und dazugehörigem Hüllrohr verwendet. Der Fluidraum wurde mit 444.200 Tetraederzellen vernetzt. Als thermische Randbedingungen wurde ein konstanter Wandwärmestrom auf die Stab- und Drahtoberflächen aufgeprägt und die Kastenwände als adiabat angenommen. Im Gegensatz zu Ahmad und Kim [3] verwendeten die Autoren hier als Einlassrandbedingung eine konstante Axialgeschwindigkeit über den Querschnitt und als Auslassrandbedingung erzwangen sie das Verschwinden von Gradienten der Strömung in lateraler Richtung. Als Turbulenzmodell fand das high-Reynolds Standard- k - ϵ -Modell nach Launder und Spalding [88] Anwendung. Der starke Einfluss der gewählten Randbedingungen bewirkte, dass bis zu etwa einem Viertel

der Ganghöhe die Strömung von der Axialgeschwindigkeitskomponente dominiert wurde. Danach erst entwickelten sich die zu erwartenden, typischen Sekundär- und Queraustauschströmungen zwischen den Unterkanälen. Die Autoren schlossen auch im Hinblick auf die Entwicklung der Axialgeschwindigkeiten, dass spätestens nach einem Viertel der Lauflänge von voll ausgebildeten Strömungsbedingungen auszugehen ist. Als Referenzmodell diente bei der thermischen Analyse wiederum die Bündelgeometrie ohne Drahtwendelabstandshalter. Es wurde gezeigt, dass die durch die Verwendung von Drahtwendeln induzierten Querströmungen die sich zwischen Zentral- und Randkanälen einstellenden Temperaturdifferenzen auf ein Viertel derjenigen ohne Drähte reduzieren konnten. Ein deutlicher Temperaturunterschied über den Drahtquerschnitt war ebenfalls festgestellt worden.

Um beim Design von Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern die Wahl einer optimalen Kombination aus Drahtdurchmesser und Ganghöhe zu erleichtern, hatten Raza und Kim [115] verschiedene, numerische Optimierungsverfahren untersucht. Sie variierten dabei das Drahtdurchmesser-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis im Bereich $d/D = 0,16 - 0,31$ und das Ganghöhe-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis in den Grenzen $H/D = 8 - 24$. Die gewählten Kriterien waren Axialdruckverlust und Wärmeübergang. Zum Vergleich der mit diesen Methoden berechneten Ergebnisse dienten die CFD-Simulationen von Ahmad und Kim [3] in geometrischem sowie numerischem Aufbau. In Raza und Kim [114] wurden mit dem sich in [115] als am geeignetsten herausgestellten Verfahren die optimalen Verhältnisse zu $d/D_{opt} = 0,246$ und $H/D_{opt} = 13,55$ bestimmt. Es stellte sich der Trend heraus, dass der Axialdruckverlust mit zunehmendem H/D und sinkendem d/D fällt. Im Vergleich zu einem Referenzmodell mit $H/D = 16$ und $d/D = 0,16$ wurde mit Hilfe von CFD gezeigt, dass die größere Versperrung des Strömungsquerschnitts in Verbindung mit einer größeren Anstellung der Drahtwendel relativ zur Stablängsachse zu besserem Wärmeübergang führt.

Sowohl Ahmad und Kim [3] als auch Gajapathy et al. [53] verifizierten ihre jeweilige, numerische Methode über den Vergleich des numerisch ermittelten Druckverlusts mit experimentell bestimmten bzw. durch Korrelationen errechneten Werten.

Fischer et al. [52] hatten als bisher Einzige die Methode der LES auf Stabbündelströmungen mit Drahtwendelabstandshaltern angewendet. Die modellierte Geometrie entsprach einem Brennstab mit Drahtwendel und den dazugehörigen Anteilen von umgebenden Unterkanälen über eine axiale Ganghöhe. In dieser Konfiguration waren die Brennstäbe mit einem Verhältnis von $P/D = 1,154$ angeordnet und die Drähte entsprachen einem Verhältnis von $d/s = 0,91$. Der dabei entstehende Linienkontakt wurde auch in dieser Studie mit Ausrundungen versehen. Der Einfluss des Anstellwinkels Θ von Drahtwendel zur Stablängsachse wurde evaluiert, indem die Autoren das Ganghöhen-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis

mit den Werten $H/D = 13,4$ und $H/D = 20,1$ variierten. Auf den Schnittflächen der Fluiddomäne wurden zyklische Randbedingungen sowohl in lateraler als auch in axialer Richtung verwendet. Somit wurden in diesem Fall voll eingelaufene, isotherme Strömungsbedingungen simuliert. Auf die erzielten Ergebnisse dieser Studie soll jedoch erst in Kapitel 3.4.4 näher eingegangen werden.

Im Rahmen der Auslegung eines Experiments zur Durchströmung eines 7-Stabbündels mit Mineralöl hatten McCreery et al. [97] zum besseren Verständnis der globalen Strömungsstruktur CFD-Methoden verwendet. Als Ergebnis erhielten sie dabei Hinweise für die spätere Instrumentierung, um die zu erwartenden, relevanten Strömungsphänomene mit optischen Messmethoden zu erfassen. Der zwei Drahtwendelganghöhen umfassende Fluidraum wurde mit ca. 55.700.000 Polyeder- und Hexaederzellen vernetzt, wobei die Wandgrenzschicht aufgelöst wurde, um die Genauigkeit durch eine Vermeidung von logarithmischen Wandgesetzen zu erzielen. Als Turbulenzmodell wurde eine Variante des k - ω -SST-Modells [98] verwendet, welches den kompletten y^+ -Bereich abdeckt. Als Randbedingungen wurden in axialer Richtung eine über den Querschnitt konstante Geschwindigkeit aufgeprägt und am Auslass das Verschwinden von Gradienten der Strömung gefordert. Es wurde ersichtlich, dass sich die Strömungsstruktur nach der ersten Ganghöhe von der in der Auslassebene unterscheidet, was auf Einlaufeffekte zurückzuführen ist. Nicht nachgewiesen war, dass eine hinreichend eingelaufene Strömung vorgelegen hatte. Die hier berechnete, horizontale Verteilung des statischen Drucks in den Randkanälen ist mit den durch Fernandez und Carajilescov [49] experimentell ermittelten Werten konsistent.

3.1.1.1 Erhaltungsgleichungen für Finite Volumen Methode

Im Nachfolgenden werden die dreidimensionalen Bilanzgleichungen für instationäre, turbulente Strömungen, wie sie bei der **Finite Volumen Methode** (FVM) im Programmpaket verwendet werden, vorgestellt. Die für jede Volumenzelle zu erfüllenden Gleichungen sind für inkompressible Fluide formuliert.

Nach dem Reynoldsansatz setzt sich eine Strömungsgröße Ψ aus einem zeitlichen Mittelwert $\overline{\Psi}$ und einem turbulenten Schwankungswert Ψ' zusammen gemäß:

$$\Psi = \overline{\Psi} + \Psi'. \quad (3.1)$$

Der zeitliche Mittelwert wird durch Überstreichen gekennzeichnet und ist folgendermaßen definiert:

$$\overline{\Psi} = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{t} \cdot \int_0^t \Psi \cdot dt \right). \quad (3.2)$$

Auf die Modellierung der Turbulenz über die turbulenten Schwankungsgrößen wird in Kapitel 3.1.1.2 näher eingegangen.

Zuerst sei die zur Erhaltung der Masse notwendige Kontinuitätsgleichung aufgeführt:

$$\underbrace{\nabla \cdot (\rho \vec{v})}_{\langle I-I \rangle} = 0. \quad (3.3)$$

Diese bilanziert die ein- und austretendem Massenströme in einem Volumenelement.

Die Gleichungen für die Erhaltung des Impulses in die verschiedenen Raumrichtungen sind folgendermaßen formuliert:

$$\underbrace{\frac{\partial (\rho \vec{v})}{\partial t}}_{\langle II-I \rangle} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v})}_{\langle II-II \rangle} = \underbrace{-\nabla \bar{p}}_{\langle II-III \rangle} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot \bar{\sigma}}_{\langle II-IV \rangle} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot \sigma_t}_{\langle II-V \rangle} + \underbrace{\vec{F}}_{\langle VI \rangle}, \quad (3.4)$$

mit dem Nabla-Operator ∇ :

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \quad (3.5)$$

und dem auf die mittleren Geschwindigkeiten \vec{v} zurückgeführten Spannungstensor $\bar{\sigma}$:

$$\bar{\sigma} = \mu \cdot \left(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T - \frac{2}{3} \cdot (\nabla \cdot \vec{v}) \cdot \delta_{ij} \right), \quad (3.6)$$

mit dem Kronecker-Delta δ_{ij} . Bei diesen aus insgesamt drei Gleichungen bestehenden Bilanzen spiegelt der erste Term $\langle II-I \rangle$ auf der linken Seite die zeitliche Änderung des Impulses wieder und der zweite Term $\langle II-II \rangle$ die konvektiven Flüsse. Der erste Term auf der rechten Seite $\langle II-III \rangle$ repräsentiert die Divergenz des Druckes. Die Divergenz des Spannungstensors aus Gl. (3.6) im zweiten Term $\langle II-IV \rangle$ beschreibt die diffusiven Flüsse. Er ist verantwortlich für die Fluidvermischung durch Diffusion auf molekularer Ebene und die Reibung im Fluid. Er wird durch den Stokes'schen Reibungsansatz modelliert, nach welchem die Normal- und Schubspannungen als zu den Geschwindigkeitsgradienten proportional aufgefasst werden [107]. Als Proportionalitätskonstante wird die molekulare Viskosität μ als Stoffwert verwendet. Da sich im Falle turbulenter Strömungsverhältnisse sowohl die Fluidvermischung als auch die Fluidreibung erhöhen, kommt bei der RANS-Modellierung ein zusätzlicher, diffusiver Term $\langle II-V \rangle$ hinzu. Nach der Boussinesq-Annahme lässt sich der zusätzliche, auf den aus dem Reynoldsansatz stammenden turbulenten Schwankungsgrößen basierende Spannungstensor σ_t analog zum Stokes'schen Reibungsansatz als proportional zu den Gradienten der mittleren Geschwindigkeiten ausdrücken:

$$\sigma_t = \rho \cdot \overline{\vec{v}' \otimes \vec{v}'} = \mu_t \cdot \left(\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T \right) - \frac{2}{3} \cdot \rho \cdot k \cdot \delta_{ij}, \quad (3.7)$$

mit der turbulenten kinetischen Energie k aus Gl. (3.12). Viele Turbulenzmodelle basieren auf der Modellierung der als Wirbelviskosität bezeichneten Austauschvariablen μ_t . Der letzte Term auf der rechten Seite $\langle II - VI \rangle$ umfasst die auf ein Volumen wirkenden Kräfte, wie z.B. die Schwerkraft. Ihm wird bei der Durchführung von Unterkanalanalysen mit dem CFD-Programm STAR-CD[®] besondere Bedeutung beigemessen, weshalb dieser Vektor der Volumenkräfte in Kapitel 5.1 näher untersucht wird.

Schließlich wird ein Ausdruck für die Erhaltung der Energie im Volumen benötigt, wobei nachfolgende Gleichung wie auch in COBRA IIIC [124] und in STAR-CD[®] [29] über die Enthalpie h formuliert ist:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial (\rho \bar{h})}{\partial t}}_{\langle III-I \rangle} + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \bar{h} \bar{v})}_{\langle III-II \rangle} \\ = & \underbrace{\frac{\partial \bar{p}}{\partial t}}_{\langle III-III \rangle} + \underbrace{\bar{v} \cdot \nabla \bar{p}}_{\langle III-IV \rangle} + \underbrace{\nabla \cdot \bar{\sigma} \bar{v}}_{\langle III-V \rangle} + \underbrace{Q}_{\langle III-VI \rangle} + \underbrace{\nabla \cdot (\lambda + \lambda_t) \nabla \bar{T}}_{\langle III-VII \rangle}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Erneut stehen auf der linken Seite obiger Gleichung ein Ausdruck für die zeitliche Änderung des Energieinhalts in einem Volumen $\langle III - I \rangle$ und ein Term $\langle III - II \rangle$ zur Beschreibung der konvektiv transportierten Energie in Form von Enthalpie aus dem Volumen hinaus bzw. hinein. Auf der rechten Seite steht an erster Stelle die zeitliche Änderung des Druckes $\langle III - III \rangle$ und an zweiter Stelle die mit dem Geschwindigkeitsvektor multiplizierte Divergenz des Druckes $\langle III - IV \rangle$. Der dritte Term $\langle III - V \rangle$ wird als Dissipation bezeichnet und beschreibt die irreversible Umwandlung von kinetischer Energie in Wärmeenergie infolge von Reibung. Q stellt ganz allgemein einen Quell- oder Senkenterm dar. Bei Strömungsberechnungen von Brennelementen wird über diesen Term $\langle III - VI \rangle$ die Wärmezufuhr an das Kühlmedium durch die in den Brennstäben stattfindenden, nuklearen Spaltungsprozesse realisiert. Der letzte Ausdruck $\langle III - VII \rangle$ trägt den Wärmeleitungsvorgängen im Fluid Rechnung. Die Wärmeleitfähigkeit λ als Stoffwert beschreibt dabei die laminaren Vorgänge. In Analogie zur Boussinesq-Annahme werden die sich bei turbulenten Strömungsverhältnissen ergebenden Beziehungen für die Schwankungsterme proportional zu den Gradienten der mittleren Temperatur angenommen. Die dabei eingeführte und als turbulente Wärmeleitfähigkeit bezeichnete Variable λ_t wird in der Regel über Gl. (4.66) durch die turbulente Viskosität μ_t definiert, in der bei auf der Boussinesq-Annahme basierenden Modellen die gesamte Information über die Turbulenz eingearbeitet ist.

Der in diesem Kapitel diskutierte Satz von Erhaltungsgleichungen muss nun noch unter Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes aus Gl. (5.33) auf die spezielle Form der verwendeten Volumenzellen, wie z.B. Hexaeder- oder Tetraederelemente, diskre-

tisiert werden. Durch die Universalität der bei der CFD verwendeten Gleichungen bzgl. der Strömungsrichtung lassen sich nahezu beliebig komplexe Geometrien berechnen, solange sie diskretisierbar sind.

3.1.1.2 Modellierung der Turbulenz durch einen Wirbelviskositätsansatz

Wie bereits in Kapitel 3.1.1.1 diskutiert, stellt die Modellierung der Proportionalitätsvariablen μ_t in Gl. (3.6) durch einen sogenannten Wirbelviskositätsansatz eine etablierte Methode der Turbulenzmodellierung dar. Eine ausführliche Evaluation der am weitesten verbreiteten Turbulenzmodelle bzgl. ihrer Anwendbarkeit auf Stabbündelströmungen durch eine in Anhang A aufgeführte Studie ergibt, dass das anisotrope Strömungsverhalten entweder durch nichtlineare Wirbelviskositätsmodelle oder durch sogenannte Reynolds-Spannungsmodelle wiedergegeben werden kann. In Bezug auf Wirtschaftlichkeit, welche sich durch vergleichsweise geringen numerischen Aufwand und gutes Konvergenzverhalten äußert, ist der algebraische Ansatz der anisotropen Formulierung der "scheinbaren Spannungen" dem der direkten, individuellen Modellierung der einzelnen Terme des Reynolds'schen Schubspannungstensors durch eigene Transportgleichungen bei den entsprechenden Reynolds-Spannungsmodellen deutlich überlegen. Für die hexagonale Stabanordnung mit Drahtwendelabstandshaltern hat sich nach der in Kapitel 3.4.2 durchgeführten Turbulenzmodellvariation das kubisch-nichtlineare nach Baglietto und Ninokata [10] in der High-Reynolds Formulierung als am vielversprechendsten erwiesen. Für die hier zu erwartenden, ähnlichen Strömungsverhältnisse wird davon ausgegangen, dass das Modell in der Lage ist, die auftretenden Phänomene ebenfalls gut zu bestimmen. Das angesprochene Turbulenzmodell wird nachfolgend vorgestellt.

Eine Möglichkeit der Modellierung von Turbulenz ist die Verwendung des sogenannten Prandtl'schen Mischungswegs L_{Pr} als charakteristische Länge. Dieser stellt den zurückgelegten Weg eines Turbulenzballens bis zu seiner vollständigen Vermischung mit seiner Umgebung dar. Diese Strecke kann geschrieben werden als:

$$L_{Pr} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon}. \quad (3.9)$$

Darin steht k für die aus den Schwankungsgeschwindigkeiten \vec{v}' gebildete, turbulente kinetische Energie:

$$k = \frac{1}{2} \cdot \overline{\vec{v}' \otimes \vec{v}'}, \quad (3.10)$$

welche als ein Maß für die Produktion von Turbulenz aufgefasst werden kann.

ϵ stellt die irreversible Dissipation der Turbulenz in Wärmeenergie dar, was durch den Zerfallsprozess der kleinsten Wirbel aufgrund von viskoser Reibung bedingt wird:

$$\epsilon = \frac{\mu}{\rho} \cdot \overline{\nabla v' \cdot \nabla v'}. \quad (3.11)$$

Bei den sogenannten Zwei-Gleichungsmodellen werden für die beiden Größen k und ϵ jeweils eine zu der Formulierung der Reynoldsgleichungen analoge Transportgleichung gelöst, welche üblicherweise als k -Gleichung:

$$\begin{aligned} & \rho \cdot \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \cdot \bar{v} \cdot \nabla k \\ &= \mu_t \cdot \nabla \bar{v} \cdot \left(\nabla \bar{v} + (\nabla \bar{v})^T \right) + \nabla \cdot \left(\mu \cdot \nabla k + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \cdot \nabla k \right) - \rho \cdot \epsilon, \end{aligned} \quad (3.12)$$

wobei das zur turbulenten Prandtl-Zahl analoge Verhältnis zwischen der Wirbelviskosität und dem turbulenten Diffusionskoeffizienten in der Regel zu $\sigma_k \approx 1$ gesetzt wird, und als ϵ -Gleichung:

$$\begin{aligned} & \rho \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho \cdot \bar{v} \cdot \nabla \epsilon \\ &= C_{\epsilon 1} \cdot \frac{\epsilon}{k} \cdot \mu_t \cdot \nabla \bar{v} \cdot \left(\nabla \bar{v} + (\nabla \bar{v})^T \right) + \nabla \cdot \left(\mu \cdot \nabla \epsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \cdot \nabla \epsilon \right) - C_{\epsilon 2} \rho \cdot \frac{\epsilon^2}{k}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

mit den Modellkonstanten der ϵ -Gleichung $C_{\epsilon 1} = 1,44$, $C_{\epsilon 2} = 1,92$ und $\sigma_\epsilon = 1,3$, bezeichnet werden. Sie besitzen ebenfalls Terme für instationäres Verhalten, Konvektion und Diffusion sowie einen Quell- und Senkenterm.

Bei dem linearen Ansatz nach Launder und Spalding [88] werden die Reynoldsspannungen folgendermaßen auf die mittleren Strömungsgrößen \bar{v} zurückgeführt:

$$-\bar{\rho} \cdot \overline{v' \cdot v'} = 2 \cdot \mu_t S_{ij} - \frac{2}{3} (\mu_t \nabla \bar{v} + \rho k) \delta_{ij}, \quad (3.14)$$

wobei S_{ij} den Tensor der mittleren Scherung repräsentiert:

$$S_{ij} = \nabla \bar{v} + (\nabla \bar{v})^T. \quad (3.15)$$

Die Wirbelviskosität μ_t wird aus k und ϵ bestimmt:

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (3.16)$$

mit der in diesem Fall konstanten Variablen $C_\mu = 0,09$. Dieses Turbulenzmodell ist für die Simulation der komplexen Strömungen in engen Stabbündeln nicht geeignet, da es lediglich in der Lage ist, isotropes Verhalten der Turbulenz zu berechnen.

Baglietto und Ninokata [10] drücken hingegen die Reynoldsspannungen in kubisch-nichtlinearer Weise als Funktion der mittleren Scherung und der mittleren Wirbelstärke Ω_{ij} :

$$\Omega_{ij} = \nabla \bar{v} - (\nabla \bar{v})^T, \quad (3.17)$$

aus zu:

$$\begin{aligned} & -\bar{\rho} \cdot \overline{v' \cdot v'} \\ &= k \frac{2}{3} \left(\frac{\mu_t}{k} \nabla \bar{v} + \rho \right) \delta_{ij} - \frac{\mu_t}{k} S_{ij} + C_1 \frac{\mu_t}{\epsilon} \left(S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kl} S_{kl} \right) \\ &+ C_2 \frac{\mu_t}{\epsilon} (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) + C_3 \frac{\mu_t}{\epsilon} \left(\Omega_{ik} \Omega_{jk} - \frac{1}{3} \delta_{ij} + \Omega_{kl} \Omega_{kl} \right) \\ &+ C_4 \mu_t \frac{k}{\epsilon^2} (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} + C_5 \mu_t \frac{k}{\epsilon^2} (S_{kl} S_{kl} - \Omega_{kl} \Omega_{kl}) S_{ij}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

mit den Funktionen C_1 - C_5 gemäß:

$$C_1 = \frac{C_{NL1}}{(C_{NL6} + C_{NL7} \cdot S^3) C_\mu}, \quad (3.19)$$

$$C_2 = \frac{C_{NL2}}{(C_{NL6} + C_{NL7} \cdot S^3) C_\mu}, \quad (3.20)$$

$$C_3 = \frac{C_{NL3}}{(C_{NL6} + C_{NL7} \cdot S^3) C_\mu}, \quad (3.21)$$

$$C_4 = C_{NL4} \cdot C_\mu^2, \quad (3.22)$$

$$C_5 = C_{NL5} \cdot C_\mu^2. \quad (3.23)$$

Im Gegensatz zur durch Launder und Spalding [88] entwickelten und als Standard- k - ϵ -Modell bezeichneten Variante besitzt die Variable C_μ beim kubisch-nichtlinearen Modell nach Baglietto und Ninokata [10] keinen konstanten Wert:

$$C_\mu = \frac{A_0}{A_1 + A_2 \cdot S + A_3 \cdot \Omega}. \quad (3.24)$$

Vielmehr wird sie selbst als Funktion der mittleren Strömungsgrößen über:

$$S = \frac{k}{\epsilon} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot S_{ij} \cdot S_{ij}}, \quad (3.25)$$

und:

$$\Omega = \frac{k}{\epsilon} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \Omega_{ij} \cdot \Omega_{ij}}, \quad (3.26)$$

modelliert.

Tabelle 3.1 fasst die benötigten Modellkonstanten zusammen.

A_0	A_1	A_2	A_3	C_{NL1}	C_{NL2}	C_{NL3}	C_{NL4}	C_{NL5}	C_{NL6}	C_{NL7}
0,667	1,25	1,0	0,9	0,75	3,75	4,74	-10,0	-2,0	1000	1,0

Tabelle 3.1: Modellkonstanten für das kubisch-nichtlineare k - ϵ -Modell nach Baglietto und Ninokata [10].

3.1.2 Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Drahtwendeln

Um Ergebnisse, welche mit Hilfe von numerischen Modellen erzielt werden, auf ihre physikalische Plausibilität zu überprüfen, ist es notwendig, diese mit entsprechenden experimentellen Daten zu vergleichen. Eine Verwendung von CFD zur Bestimmung des Strömungsverhaltens in einem Brennelement bedarf einer sehr feinen räumlichen Diskretisierung der Geometrie, um auch lokale Effekte aufzulösen. Zur Verifikation solcher numerischer Simulationen ist somit auch eine sehr hohe Auflösung der lokalen Strömungsstrukturen im Experiment von zentraler Bedeutung, da sich nur so die mit einer hinreichend feinen Diskretisierung berechneten Daten auf ihre physikalische Richtigkeit überprüfen lassen.

Eine Ausnahme von der überwiegend hexagonalen Anordnung der Brennstäbe stellen die Brennelemente des Enrico-Fermi-Reaktors dar. Homeister et al. [68] untersuchten die strömungsmechanischen Charakteristiken dieser Brennelemente im Jahre 1958 experimentell. Die dem angesprochenen Experiment zugrundegelegten Geometrien hatten Abmessungen, wie sie in Tabelle ?? zusammengefasst sind. Gemessen wurden Axialdruckverluste und Mischungsraten durch Injektion von Tracerfluiden in die Wasserströmung. Integrale Ergebnisse, wie durch Homeister et al. [68] beschrieben, sind zur Validierung der nachfolgend erzielten Ergebnisse ungeeignet, weil der durch die Simulationen gewonnene hohe Detaillierungsgrad verloren ginge. Wichtig für die spätere Modellierung ist die Schlussfolgerung der Experimentatoren, dass der Druckverlust durch Drahtwendelabstandshalter nicht von der Form des Drahtquerschnitts abhängig ist, sondern lediglich vom Anstellwinkel Θ zwischen Drahtmittelachse und Stablängsachse. Dies wurde durch einen direkten Vergleich von einem runden und einem rechteckigen Drahtquerschnitt bei gleichen P/D - und H/D -Verhältnissen gezeigt.

1974 hatten Wheeler et al. [154] mit Hilfe von **Laser-Doppler Anemometrie (LDA)** Wasserströmungen in einem hexagonalen 7-Stabbündel mit Drahtwendeln vermessen. Die geometrischen Abmessungen der Teststrecke sind in Tabelle 3.2

aufgeführt. Die gewonnenen Verteilungen von Axialgeschwindigkeiten, Turbulenzintensitäten und Quergeschwindigkeiten dienen zur Kalibrierung von Konstanten des Unterkanalprogramms COBRA IIIC [124]. Da in dieser kleinen Bündelgeometrie der Einfluss von Wandeffekten nicht zu vernachlässigen ist, die Modellierung der gesamten Geometrie jedoch mit den zur Verfügung stehenden Computerressourcen nicht möglich ist, wird dieses Experiment nicht zur Validierung herangezogen.

Ein Jahr später haben Ohtake et al. [108] ebenfalls mit LDA aufwändige Versuche im hexagonalen 37-Stabbündel mit Luft als Strömungsmedium gefahren. Dabei wurden für die aus Tabelle 3.2 zu entnehmenden Abmaße lokale Axial- sowie Quergeschwindigkeitsverteilungen gemessen. Die hierzu veröffentlichten Daten sind jedoch überwiegend qualitativer Natur und damit eher zur Visualisierung als zum Abgleich mit numerischen Berechnungen geeignet. Die Ermittlung solcher detaillierter Informationen wurde von den Autoren mit Bezug auf Sako et al. [126] als notwendig erachtet, da dort von einer Temperaturerhöhung im Bereich des Linienkontakts zwischen Hüllrohr und Drahtwendel von ca. 40°C im Vergleich zur unbedeckten Hüllrohroberfläche berichtet wird. Die Ermittlung dieses verschlechterten Wärmeübergangs und dessen Berücksichtigung durch sogenannte "Hot-Spot"-Faktoren in der Auslegung von Brennelementen bedarf einer genauen Kenntnis der lokalen Strömungsverhältnisse.

Nach Carelli et al. [28] befinden sich die Stellen höchster Temperaturen bei mit Flüssigmetall gekühlten Brennelementen unter dem Draht, wenn dieser sich genau im engsten Spaltquerschnitt befindet. Für die Brenn- bzw. Brutelemente des **Clinch River Breeder Reactor Plant** (CRBRP), auf welche später in diesem Kapitel noch genauer eingegangen wird, wurden empirische Korrelationen für die Bestimmung der Temperaturen direkt unter den Drähten sowie innerhalb der Hüllrohre in Abhängigkeit der radialen Position ermittelt.

Fenech [47] hat für die typische Geometrie eines mit Gas gekühlten, schnellen Reaktors "Hot-Spot"-Faktoren für die gesamten Unterkanäle in Abhängigkeit der vorherrschenden Reynoldszahl durch beheizte Experimente mit Wasser bestimmt. Dabei waren die einzelnen Drahtwendeln im Vergleich zu denen benachbarter Stäbe um 120° phasenverschoben. Auch hier wurden die Stellen höchster Temperatur in den engsten Spaltquerschnitten erwartet, jedoch in den Unterkanal hinein verschoben gefunden. Dies wurde dem Quermassenstrom über die Spalte zugeschrieben. Der induzierte Queraustausch wird mit zunehmender Reynoldszahl verstärkt und senkt demzufolge die lokale Temperaturerhöhung durch einen verbesserten Wärmeübergang. Ferner wurde berichtet, dass sich vom stromaufwärts befindlichen Staupunkt auf der Druckseite der Drahtwendel über diese hinweg zur stromabwärts gelegenen Saugseite ein scharfer Temperaturabfall aufgrund der dortigen, erhöhten Turbulenz mit dem damit verbundenen, besseren Wärmeübergang einstellte.

Den Experimenten von Arwikar und Fenech [4] lag die gleiche Geometrie wie später bei Fenech [47] zugrunde, also ebenfalls mit phasenverschobenen Drahtwendeln. Es wurde erwähnt, dass sich in einer Stabbündelgeometrie mit Drahtwendelabstandshaltern durch deren kontinuierlichen Einfluss auf das Fluid nirgendwo eingelaufene Strömungsbedingungen einstellen könnten. Die Beobachtung von lokal zugefügtem Tracermittel ergab, dass die Druckseite einer Drahtwendel in einem Randkanal Fluid in den Nachbarkanal verdrängt und es auf der Saugseite zu Strömungsablösung kommt. Es wurde der positive Effekt einer verstärkten Durchmischung innerhalb eines Unterkanals festgestellt, doch blieb die verbesserte Mischung innerhalb einer Ganghöhe auf zwei benachbarte Unterkanäle beschränkt. In dieser Konfiguration herrschte eine deutlich geringere Ausprägung der helixförmigen Strömungsstruktur in den Randkanälen als bei Bündeln mit Drähten in Phase, was die vorangegangene Beobachtung untermauert.

Versuchsdaten aus dem Halbjahresbericht von 1961 zum gasgekühlten Reaktorprojekt der US-amerikanischen Armee [1] belegten, dass Axialdruckverlust und Wärmeübergangskoeffizienten unabhängig von der Windungsrichtung der Drahtwendeln sind. Dort hatten sich die untersuchten Größen nicht verändert, als bei der Hälfte aller Stäbe die Wicklungsrichtung bei einem weiteren Versuchslauf umgedreht wurde.

Zhukov et al. [158] untersuchten experimentell in einem beheizten, hexagonalen 37-Stabbündel die Auswirkungen der Wicklungsrichtung auf die Fluidquervermischung und die Hüllrohrtemperaturen. Es wurde dabei eine Konfiguration realisiert, bei der die Wicklungsrichtungen der Drahtwendeln um einen Zentralstab in Umfangsrichtung alternierten. Der von solchen sechs Stäben umgebene, zentrale Stab war nicht mit einem Draht versehen. Weiterhin wurde eine Anordnung betrachtet, bei der die Wicklungsrichtungen entlang einer Linie benachbarter Stäbe konstant waren. Beim Referenzdesign hatten alle Stäbe die gleiche Wicklungsrichtung. Die geometrischen Abmaße waren dabei $P/D = 1,19$ und $H/D = 12$. In der inneren Region des Bündels entsprach der Drahtdurchmesser einem Verhältnis von $d/D = 0,1875$. Bei den Stäben, welche den Kastenwänden am nächsten waren, war der Drahtdurchmesser halbiert worden und die Querschnittsflächen der Randkanäle demzufolge kleiner als bei anderen Brennelementdesigns. Es konnte gezeigt werden, dass wenn nur der zentrale Stab im Bündel beheizt war, sich bei dem Design mit der gezielt ausgelassenen Umwicklung von Stäben ein deutlich flacheres, radiales Temperaturprofil einstellte als bei der Referenzanordnung. Dieser Effekt wird deutlich ausgeprägter mit zunehmender Wärmezufuhr. Dies lässt sich nur mit signifikanten Unterschieden in der Fluidvermischung erklären. Als beste Konfiguration hat sich die abwechselnd linienweise konstant gehaltene Wicklungsrichtung herausgestellt. Als alle Stäbe beheizt waren, wies besagtes

Design die geringsten Ungleichmäßigkeiten im radialen Temperaturverlauf auf und die einheitliche Wicklungsrichtung die höchsten. Die Überlegenheit im Vergleich zu den beiden anderen Wicklungsarten war besonders in den Randkanälen und etwas geringer in den Eckkanälen ausgeprägt. Die Autoren Zhukov et al. [158] favorisierten somit eine linienweise abwechselnde Wicklungsrichtung, zumal sich diese auch im Hinblick auf den Axialdruckverlust als vorteilhaft erwiesen hatte.

Wei [152] untersuchte mit einem Unterkanalcode, wie sich verschiedene Drahtkonfigurationen bei ansonsten gleicher Wicklungsrichtung und ohne Leistungsgradient auf das Temperaturprofil des hexagonal angeordneten 217-Stabbüdels des CRBRP-Designs auswirken. Bei dem Referenzdesign ($0^\circ-0^\circ-0^\circ$) starteten alle Drähte bei der gleichen Winkelposition und alle Stäbe waren mit Drahtwendeln umwickelt. Ein weiteres Design stellte die sogenannte "versetzte" Anordnung ($0^\circ-30^\circ-60^\circ$) dar. Dabei waren alle Stäbe mit Drähten umwickelt, jedoch waren die Startpositionen der Drähte dreier benachbarter Stäbe wiederkehrend um einen konstanten Winkel von z.B. 30° versetzt. Die sogenannte "versperrte" Variante ($0^\circ-120^\circ-240^\circ$) war analog der "versetzten" Anordnung aufgebaut, nur dass der Winkelversatz hier 120° betrug. Da es hier in bestimmten, axialen Positionen vorkommt, dass sich drei Drahtquerschnitte gleichzeitig in einem Unterkanal befinden, wurde der Drahtdurchmesser hier leicht reduziert, um das P/D -Verhältnis einhalten zu können. Die vierte Konfiguration unterschied sich insofern von allen anderen, als dass in ihr bestimmte, einzelne Stäbe nicht mit Drahtwendeln versehen waren. Sie wurde für die gleiche Startposition aller Drähte untersucht, ließe sich aber auch mit der versetzten Anordnung realisieren. Beim Referenzdesign stützen sich die Stäbe ebenenweise durch die Drähte in einer Linie gegeneinander und gegen die Kastenwände alle Sechstel-Ganghöhe ab. Zwischen diesen Ebenen erfolgt keinerlei Abstützung. Wei [152] wies darauf hin, dass sich im Betrieb der Außenkasten wegen der auf ihn durch die Fluidreibung wirkenden Kräfte helixförmig verwinden würde. Der Autor merkte an, dass bei den drei anderen Konfigurationen eine deutlich geringere Verwindung des Kastens zu erwarten sei, da sich aufgrund der besseren Verteilung der Stützpunkte der Kraftfluss gleichmäßiger einstellt. Es konnte gezeigt werden, dass bis auf die "versperrte" Anordnung alle Konfigurationen ein schiefes Temperaturprofil über den Brennelementquerschnitt am Brennelementausgang aufwiesen. Diese Schiefelage kann von der anfänglichen Startposition der Drahtwendeln abhängen und wurde durch die einseitige Strömungsrichtung in den Randkanälen des Referenzdesigns hervorgerufen. Vor allem beim "versperrten" und in abgeschwächter Weise beim "versetzten" Design ist der die Strömung antreibende Effekt der Drahtwendeln gleichmäßiger über die Kastenwände verteilt und sorgt somit für eine bessere Vermischung innerhalb der jeweiligen Unterkanäle. Dies hat nach Wei [152] den positiven Effekt, dass einige an die Randkanäle angrenzende Zentralkanäle als Senken für lokale Fluktuationen dienen, die beim Beschleunigen der Strömung durch eine im Unterkanal befindliche Drahtwendel auftreten. Als Konsequenz daraus resultiert eine gleich-

mäßigere Quergeschwindigkeitsverteilung in den Randkanälen als bei den anderen untersuchten Konfigurationen. Es bleibt anzumerken, dass diese Studie ohne radiales Leistungsprofil durchgeführt wurde. Liegt ein Leistungsgradient über den Brennelementquerschnitt an, ist zu erwarten, dass starke Querströmungen in den Randkanälen Temperaturspitzen durch Vermischen mit kälteren Regionen abbauen.

Homeister et al. [68] erwähnten auch bei Bündeln mit quadratischer Stabanordnung die Gefahr der Kastenverbiegung aufgrund einer ungleichmäßigen Temperaturverteilung innerhalb des Brennelements. Als Maßnahme zur Vermeidung einer unerwünschten Verwindung der Kastenwände und dadurch des gesamten Brennelements hatten die Autoren eine doppelwandige Ausführung der Seitenwände vorgeschlagen. Diese zwei Kästen sind dabei durch eine helixförmige Drahtwicklung auf Abstand gehalten und erlauben eine Strömung in diesem Kanal in Umfangsrichtung, was zum Temperatenausgleich beiträgt.

In der Versuchsreihe von Fernandez und Carajilescov [49] in einem mit Luft durchströmten, hexagonalen 7-Stabbündel wurden Verläufe des statischen Druckes auf Stab- und Kastenwänden sowie Verteilungen der sich einstellenden Wandschubspannungen auf zwei Stäben ermittelt. In diesem Experiment wurde ein starker Abfall des statischen Druckes in axialer Richtung über den Drahtquerschnitt gemessen, was auf eine Anstauung von Fluid stromaufwärts und ein Nachlaufgebiet mit Strömungsablösung stromabwärts des Drahtes rückschließen lässt. Auf der Druckseite der Drahtwendel wurden hohe Wandschubspannungen ermittelt, was durch die Beschleunigung der Strömung in Wicklungsrichtung der Drahtwendel zu erklären wäre. Wie schon beim Experiment von Wheeler et al. [154] lässt sich die in Tabelle 3.2 näher spezifizierte Geometrie im Rahmen dieser Arbeit nicht modellieren.

Chen et al. [32] haben sehr detailliert beschriebene Messungen mit LDA in einem hexagonalen 61-Stabbündel für zwei verschiedene Drahtwendelganghöhen mit Wasser durchgeführt. In zwei Randkanälen und einem Eckkanal wurden mit hoher lokaler Auflösung Turbulenzintensitäten, Axial- sowie Quergeschwindigkeiten und die Umverteilung der Strömung infolge unterschiedlicher Druckverluste in verschiedenen Unterkanälen in Abhängigkeit der Drahtposition bestimmt. Ferner zeichneten die Autoren Quergeschwindigkeitsprofile über die Spaltquerschnitte auf. Sie berichteten, dass in Bezug auf die Axialgeschwindigkeiten nach der zweiten Ganghöhe bereits von eingelaufenen Strömungsbedingungen auszugehen ist, wohingegen dies für die Quergeschwindigkeitsprofile nicht galt. Chen et al. [32] wie auch Fernandez und Carajilescov [49] gingen davon aus, dass erst nach einer axialen Lauflänge von ca. 40 hydraulischen Durchmessern eines Unterkanals verlässliche Daten ermittelt werden. Es wird auch in naher Zukunft nicht möglich sein, eine Geometrie diesen Ausmaßes mit CFD-Methoden für die vorherrschenden, komplexen Strömungsbe-

dingungen hinreichend genau zu modellieren. Da die drei untersuchten Unterkanäle nicht als unbeeinflusst von den umgebenden Strömungsverhältnissen betrachtet werden können, ist diese Experimenteserie zur Validierung von dreidimensionalen CFD-Rechnungen ungeeignet.

Autor	Anordnung	Stabanzahl	P/D	H/D
Homeister [68]	quadratisch	25	1,09	20,74
Homeister [68]	quadratisch	144	1,28	37,98 & 50,63
Wheeler [154]	hexagonal	7	1,27	55,75
Ohtake [108]	hexagonal	37	1,19	34,81
Fernandez [49]	hexagonal	7	1,2	15
Chen [32]	hexagonal	61	1,25	24 & 48
Patch [111]	hexagonal	48	1,07	7,9
Bartholet [17], [16], [15]	hexagonal	39	1,25	52

Tabelle 3.2: Experimenteserien zur Validierung simulierter Strömungsstrukturen.

1977 hat die **Westinghouse Advanced Reactors Division** (WARD) umfangreiche Experimenteserien für das US-amerikanische, mit Flüssigmetall gekühlte Demonstrationskraftwerk (CRBRP) eines schnellen Brutreaktors mit einer Leistung von $975MW_{th}$ durchgeführt [123]. Die detaillierte Auflösung der Strömungsverhältnisse in dem mit Luft als Strömungsmedium betriebenen Teil eines Brennelements mit Drahtwendelabstandshaltern diente bereits Basehore und George [18] der Kalibrierung und Verifikation von numerischen Rechenprogrammen wie COBRA IV-I, welche in der thermohydraulischen Auslegung von Brennelementen Anwendung finden [153]. Um bei der Verwendung von Drucksonden zur Datenerfassung möglichst viele Messpositionen abzudecken, wurde eine Skalierung von 11:1 für die Brennelementgeometrie [17], [16] und [15] bzw. 5:1 für die Brutelementgeometrie [111] gewählt. Da lediglich die Daten der Experimente im Maßstab 11:1 hinreichend gut dokumentiert sind, werden diese zur Validierung der anvisierten, numerischen Berechnungen herangezogen. Zum Vergleich mit den berechneten Ergebnissen werden die Messungen von Bartholet et al. [17] für ein zentrales Unterkanalpaar benutzt, da nur Zentralkanäle ohne Einfluss von wandinduzierten Effekten mit vertretbarem, numerischen Aufwand modelliert werden. Die in einem Stabteilung-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis von $P/D = 1,25$ hexagonal angeordneten Stabattrappen besitzen einen Außendurchmesser von $D = 63,5mm$. Somit besitzen die Drähte, welche helixförmig mit einer axialen Teilung von $H = 3.300mm$ um jeden Stab gewickelt sind, einen Durchmesser von $d = 15,9mm$. Das Drahtteilung-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis errechnet sich in dieser Konfiguration zu $H/D = 52$. Abb. 3.1 visualisiert die beschriebene Geometrie:

Integriert man die Variable $\Phi(\alpha, z)$ über die Spaltweite s , so folgt:

$$\bar{\Phi}(\alpha) = \frac{1}{s} \cdot \int_s \Phi(\alpha, z) dz = \frac{1}{s} \cdot \int_s \frac{v_n(\alpha, z)}{\langle v_{ax} \rangle \cdot \tan \Theta} dz = \frac{\bar{v}_n}{\langle v_{ax} \rangle \cdot \tan \Theta} \quad (3.28)$$

Der Axialdruckverlust kann im Rahmen der experimentellen Genauigkeit folgendermaßen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl korreliert werden:

$$\Delta p = f \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \langle v_{ax} \rangle^2 \cdot \frac{l}{d_h} \quad (3.29)$$

mit:

$$f = 2,284 \cdot Re^{-0,4183} \quad (3.30)$$

Dabei ist f der in [17] bestimmte Druckverlustkoeffizient und $l = H$ die axiale Länge.

Von den in diesem Kapitel vorgestellten Experimenten sind jene von Wheeler et al. [154], Chen et al. [32] und die Experimenteserie von Bartholet et al. [17], [16] bzw. [15] zur Validierung von errechneten Strömungsstrukturen in Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern am besten geeignet. Begründbar ist dies mit der sehr guten Dokumentation der Messaufbauten, der hohen lokalen Datendichte sowie den entsprechend durchgeführten Bestimmungen der Messfehler. Die bei isothermen Bedingungen gewonnenen Messwerte erlauben eine getrennte Betrachtung der Einwirkung der Drähte auf die Fluidströmung von den kumulativen Einflüssen bei zusätzlicher Wärmezufuhr.

Die Daten von Bartholet et al. [17] für zwei zentrale Unterkanäle in hexagonaler Anordnung aus Abb. 3.1 werden in Kapitel 3.4 zum Vergleich mit den ermittelten, numerischen Ergebnissen herangezogen.

3.2 Aufbau des CFD-Modells

Das kommerzielle Software-Paket STAR-CD[©] 3.26 wird für die Durchführung der numerischen Simulationen gewählt, da diese Plattform eine große Auswahl an bereits implementierten Turbulenzmodellen verfügt. Der Fluidraum besteht aus zwei aneinander angrenzenden, zentralen Unterkanälen (0) und (1), wie sie in Abb. 3.1 dargestellt sind. Diese Anordnung erlaubt wegen der hinreichend weiten Entfernung von der Randregion die Verwendung von zyklischen Randbedingungen in lateraler Richtung, worauf später näher eingegangen werden soll. Die Höhe der modellierten Geometrie umfasst eine gesamte, axiale Ganghöhe der Drahtwendeln, wodurch Deckungsgleichheit der Ein- und Auslassfläche erzielt wird. Da der Winkel zwischen der Brennstabmittelachse und der Drahtmittelachse lediglich $\Theta = 4,33^\circ$

beträgt, wird eine besondere Schnittweise in der Spaltregion gewählt, wie sie der Abb. 3.2 zu entnehmen ist. Mit dieser Methode bleibt das Gesamtvolumen der Geometrie erhalten, jedoch werden zu kleine Zellwinkel zwischen den Drahtoberflächen und Schnittflächen vermieden. Aus dem gleichen Grund wird der Linienkontakt zwischen Drahtwendel und Staboberfläche ausgerundet modelliert. Homeister et al. [68] stellten fest, dass die Form des Drahtes einen vernachlässigbaren Einfluss auf Druckverlust und Mischungsraten hat. Um Punktkontakte zwischen Drahtwendeln und benachbarten Brennstäben zu umgehen, wird in dieser Region ein Spalt von 15% des Drahtdurchmessers gewählt. Dabei wird vom Drahtvolumen eine entsprechende Kuppe abgeschnitten. Dies ist in Abb. 3.2 ersichtlich. Der Einfluss dieser Modifikationen der Geometrie wird als vernachlässigbar angesehen, was im Folgenden näher untersucht wird. Alle zitierten Autoren von numerischen Untersuchungen zu Strömungen mit Drahtwendelabstandshaltern, wie Ahmad et al. [2], Gajapathy et al. [53] und Fischer et al. [52], bedienten sich einer ähnlichen Art der Modifikation der Geometrie.

Die Experimentatoren Bartholet et al. [17] gingen von hinreichend eingelaufenen Strömungsbedingungen aus, da der Druckverlust nach einer Einlaufstrecke von einer halben Ganghöhe nahezu linear zugenommen hat. Aus diesem Grund ist es ausreichend, eine axiale Ganghöhe zu modellieren. Ferner erlaubt dies die Verwendung von partialzyklischen Randbedingungen in axialer Richtung auf den Ein- und Auslassflächen, wie in Abb. 3.2 blau dargestellt. Dabei wird der Massenstrom vorgegeben und über den sich einstellenden Druckverlust iteriert, wobei sich die ansonsten identischen Profile des Druckes auf der Ein- bzw. Auslassebene genau um dieses Inkrement unterscheiden. Skalare Größen wie die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors und turbulente Größen werden ebenfalls gleich gesetzt. Die beiden zentralen Unterkanäle können als hinreichend weit entfernt von den Kastenwänden und somit als von den Wänden induzierten Effekten unbeeinflusst betrachtet werden. Aus diesem Grunde werden in lateraler Richtung "echte", zyklische Randbedingungen aufgeprägt, wobei jeweils die zwei Schnittflächen über die Diagonale ein Paar bilden. Auf diesen Flächen, in Abb. 3.2 hellgrün eingefärbt, wird von allen skalaren Größen Gleichheit gefordert. Auf den rot wiedergegebenen Stab- und Drahtoberflächen gilt die Haftbedingung.

Die eingelaufene Strömung in diesem Fluidraum wird stationär berechnet. Als Iterationsverfahren wird der semi-implizite "SIMPLE"-Algorithmus [110] verwendet, wohingegen bei der räumlichen Diskretisierung die "Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics (QUICK)" [29] Anwendung findet, ein Verfahren dritter Ordnung.

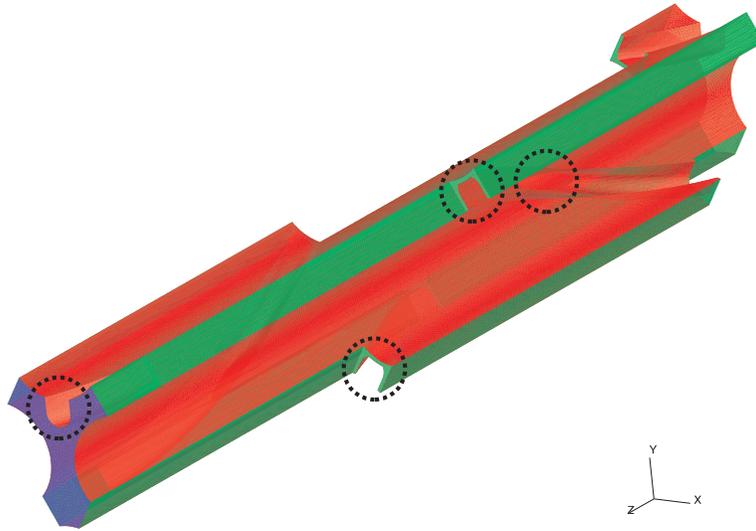


Abbildung 3.2: Fluidraum der 2 Zentralkanäle in hexagonaler Anordnung mit aufgeprägten Randbedingungen.

Aufgrund der komplexen Geometrie des Fluidraums wird von einem blockstrukturierten Rechengitter abgesehen. Den Kern des numerischen Modells bilden sogenannte "trimmed cells". Dabei wird der Fluidraum zunächst grob durch Hexaederelemente angenähert, woraus dann die exakte Geometrie geschnitten wird. Somit entstehen am Rand der Geometrie entsprechend geformte Hexaederelemente. Diese werden in dieser Arbeit von einer einzelnen Schicht Prismenzellen umgeben. Dies vereinfacht die Justierung des dimensionslosen Wandabstands auf Werte von $y^+ \approx 30 - 100$ für die Verwendung von Turbulenzmodellen in der high-Reynolds Formulierung in Verbindung mit Wandfunktionen. Aufgrund der starken, lokalen Beschleunigung der Strömung beim Eintritt des Drahtes in die Spaltregionen kann dieser Wert dort teilweise nicht eingehalten werden. Da die Kopplung zweier Flächen mit vollzyklischen Randbedingungen einer identischen Netztopologie bedarf, wird der Ein- und Auslassbereich jeweils durch eine einzelne Schicht blockstrukturierter Hexaederelemente wiedergegeben, welche an die Prismenschicht gekoppelt sind. Den Berechnungen zugrunde gelegt werden die Stoffwerte $\rho = 1,1918 \text{ kg/m}^3$ und $\mu = 1,827 \text{ kg/ms}$ von Luft bei einer Temperatur von $T = 24^\circ\text{C}$ und der sich daraus für die modellierte Geometrie ergebende Axialmassenstrom von $M_{ax} = 0,084 \text{ kg/s}$. Als Konvergenzkriterium wird eine Änderung der Residuen der berechneten Strömungsgrößen zwischen zwei Iterationen von $Res = 10^{-4}$ festgelegt.

3.3 Datenextraktion durch Volumenmittelung

Zur Quantifizierung der Mischung zwischen benachbarten Unterkanälen ist die Kenntnis des Austauschmassenstroms entlang der axialen Höhe in den einzelnen Spalten zwischen den Brennstäben notwendig. Das unstrukturierte numerische Netz mit der gewählten Schnittweise in den Spaltregionen erschwert jedoch die Bestimmung der Quergeschwindigkeiten im engsten Spaltquerschnitt. Zur Datenextraktion wird eine Gauß'sche Filterfunktion w verwendet, um die in den jeweiligen Zellmittelpunkten gespeicherten Strömungsgrößen gemäß deren Abstand zum engsten Spaltquerschnitt entsprechend zu wichten:

$$w = e^{-\Upsilon c^2} \quad (3.31)$$

mit:

$$c = n - n_0, \quad (3.32)$$

wobei der Parameter Υ , hier in lateraler Richtung zu $\Upsilon_{lat} = 0,05$ gewählt, die Breite der Wichtungsfunktion w justiert und n eine lokale Koordinate senkrecht zum Spalt ist. Sie berücksichtigt den Abstand zwischen Zellmittelpunkt und Spalt. n_0 ist der Abstand des Spaltes in lokalen n -Koordinaten zur globalen z -Achse. Diese Wichtungsfunktion multipliziert die Strömungsgrößen der individuellen Fluidzellen mit einem Wichtungsfaktor entsprechend der jeweiligen Lage des Zellmittelpunkts relativ zum engsten Spaltquerschnitt. Dieser Faktor hat den Wert $w = 1$, falls sich der Mittelpunkt einer Zelle exakt auf dem schmalsten Querschnitt zwischen zwei Stäben befindet, und fällt zu Werten $w = 0$ ab für große n . Abb. 3.3 demonstriert am Beispiel eines Schnittes durch den Fluidraums aus Abb. 3.2 den Effekt der Wichtungsfunktion w .

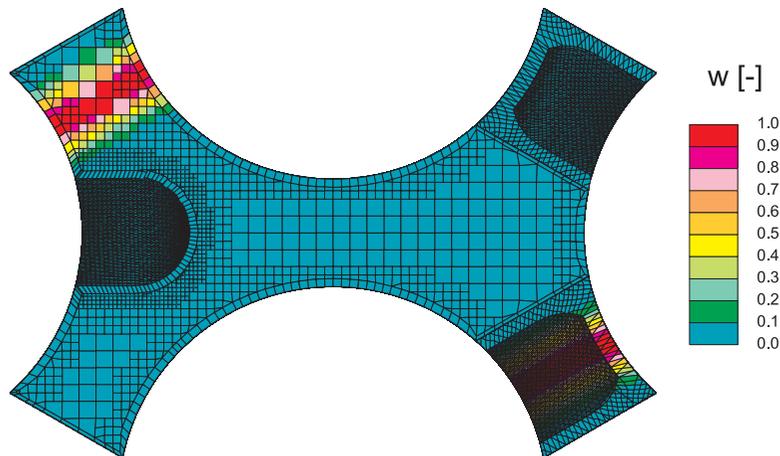


Abbildung 3.3: Gauß'sche Wichtungsfunktion.

Die Integration der Funktion w über die Koordinate n ergibt nach [99]:

$$\int_n w \, dn = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \int_{-\infty}^0 e^{-\Upsilon c^2} \, dn + \int_0^{\infty} e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\Upsilon}} \quad (3.33)$$

mit:

$$\int_{-\infty}^0 e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \int_0^{\infty} e^{-\Upsilon c^2} \, dn = \frac{1}{2} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\Upsilon}} \quad (3.34)$$

Zur Bestimmung der volumengemittelten Quergeschwindigkeiten auf den Spaltflächen wird der Fluidraum in axialer Richtung in äquidistante Kontrollvolumen V unterteilt. Der durch die Drahtwendeln induzierte, mittlere Quermassenstrom pro axialem Kontrollvolumen \widehat{M}_{quer} durch die Spalte zwischen den Brennstäben ist damit über die mittlere Quergeschwindigkeit pro axialem Kontrollvolumen \widehat{v}_n definiert:

$$\widehat{v}_n = \frac{\iiint_V (v_n \cdot w) \, dV}{\iiint_V (w) \, dV} = \frac{\iiint_V (v_n \cdot w) \, dV}{\iint_A \left(\int_n w \, dn \right) \, dA} = \frac{\sum_i (v_{n,i} \cdot w \cdot V_i)}{\frac{\sqrt{\pi}}{\sqrt{\Upsilon}} \cdot s \cdot \Delta z_{ax}}. \quad (3.35)$$

Somit folgt:

$$\widehat{M}_{quer} = \rho \cdot \widehat{v}_n \cdot s \cdot \Delta z_{ax}. \quad (3.36)$$

Hier sind v_n die lokale Quergeschwindigkeit, V_i die Volumen der einzelnen Zellen des Rechengitters, s die Spaltweite, Δz_{ax} die Höhe eines Kontrollvolumens V , welches symmetrisch um die axiale Auswertehöhe gewählt wird, und ρ die Fluidichte.

Die über die gesamte, modellierte Geometrie gemittelte Axialgeschwindigkeit $\langle v_{ax} \rangle$ wird wie folgt bestimmt:

$$\langle v_{ax} \rangle = \frac{\sum_j (v_{ax,j} \cdot V_j)}{\sum_j V_j}, \quad (3.37)$$

mit $v_{ax,j}$ den individuellen Werten für die Axialgeschwindigkeiten in den j Zellvolumen, welche den Fluidraum abbilden.

3.4 Validierung und Sensitivität der Ergebnisse

3.4.1 Studie der Netzabhängigkeit

Bei numerischen Simulationen kann die Gittertopologie einen Einfluss auf die erzielten Ergebnisse haben. Diese Sensitivität gilt es zu quantifizieren, indem eine systematische Netzverfeinerungsstudie durchgeführt wird. Der Aufbau des Rechenetzes ist allen hier untersuchten Modellen gemein und entspricht dem in Kapitel 3.2 beschriebenen Aufbau. Lediglich die Anzahl der Tetraeder- und Prismenzellen wird in dieser Studie variiert. Um eine ausreichend hohe Zelldichte zu garantieren, wird die Fluiddomäne vor der Netzgenerierung auf ein Fünftel der Originalgröße komprimiert. Es ist anzunehmen, dass dies einen vernachlässigbaren Einfluss auf die axiale Strömungsstruktur hat. Alle anderen geometrischen Dimensionen werden konstant gehalten. Insgesamt werden nachfolgend fünf verschiedene Anzahlen an Fluidzellen und die daraus resultierenden Zelldichten untersucht. Die generierten, numerischen Modelle sind aus den in Tabelle 3.3 aufgelisteten Fluidelementen zusammengesetzt. Allen Netzen gemein sind zusätzlich jeweils 1.343 Hexaederzellen an den Ein- und Auslassbereichen.

	<i>Fluidzellen</i>	Prismenzellen	Hexaederzellen
Netz 1	<i>175.190</i>	27.671	147.519
Netz 2	<i>269.657</i>	37.945	231.712
Netz 3	<i>386.657</i>	52.332	334.325
Netz 4	<i>713.577</i>	85.552	628.025
Netz 5	<i>900.203</i>	<i>96.580</i>	<i>803.623</i>

Tabelle 3.3: Zusammensetzung der numerischen Modelle.

Besonderes Augenmerk gilt der Netzauflösung in den Spaltregionen, da der Austauschmassenstrom zwischen benachbarten Unterkanälen der zu untersuchende Parameter ist. Links in Abb. 3.4 werden die jeweiligen Netztopologien dargestellt. Auf der rechten Seite in Abb. 3.4 sind die zum jeweiligen Netz gehörenden Profile der Quergeschwindigkeiten entlang der Koordinate c wiedergegeben. Aufgrund der gewählten, automatischen Vernetzung der Geometrie werden Fluidzellen in der Spaltregion durch die Linie engsten Spaltquerschnitts geschnitten. Demzufolge sind die Werte in den Graphen von Abb. 3.4 rechts nicht die exakten Werte der Spaltmittellinie, weil die Strömungsgrößen innerhalb einer Volumenzelle nicht interpoliert werden. Die beiden Modelle "Netz 4" und "Netz 5" besitzen aufgrund der detaillierteren, räumlichen Diskretisierung eine ausreichend hohe Netzauflösung. Somit stehen mehr Daten zur Verfügung, um einen akzeptablen Quergeschwindigkeitsverlauf zu ermitteln. Die anderen Rechengitter werden als zu grob erachtet, da sie im Bereich der Auswertung über zu wenige Gitterzellen verfügen.

3.4. VALIDIERUNG UND SENSITIVITÄT DER ERGEBNISSE

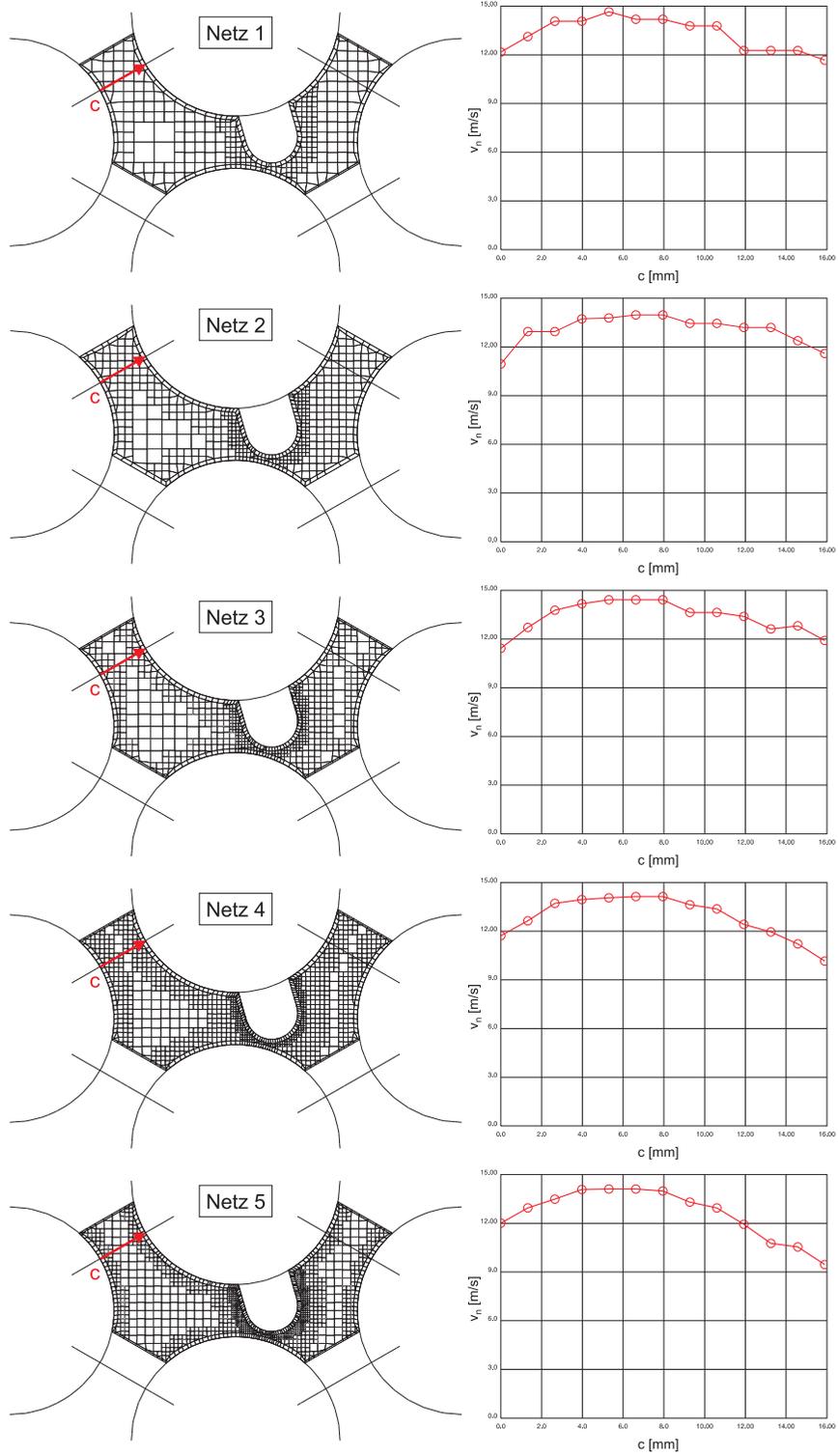


Abbildung 3.4: Verlauf der Quergeschwindigkeit v_n entlang der Koordinate c für $\alpha = 72^\circ$.

Zur Bestimmung der Sensitivität des durch die Drahtwendeln induzierten Quermassenstroms von der Zelldichte ist zunächst die mittlere Zelllänge des Finite Volumen Netzes zu ermitteln. Dazu wird das Gesamtvolumen des Geometriemodells durch die Anzahl der Fluidzellen geteilt, um ein mittleres Zellvolumen zu erhalten. Die mittlere Zelllänge resultiert aus der kubischen Wurzel dieses repräsentativen Zellvolumens. Der sich einstellende Austauschmassenstrom pro halber Drahtwendelganghöhe ist in Abb. 3.5 über der mittleren Zelllänge aufgetragen. Als Turbulenzmodell für diese Berechnungen wird das kubisch-nichtlineare k- ϵ -Modell in der high-Reynolds Formulierung nach Baglietto et al. [14] verwendet.

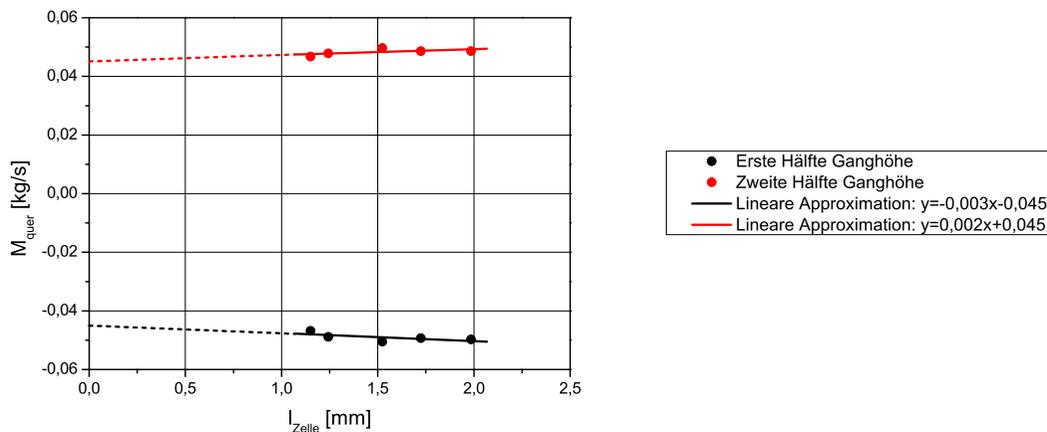


Abbildung 3.5: Durch Drahtwendeln induzierter Quermassenstrom M_{quer} in Abhängigkeit der mittleren Zelllänge l_{Zelle} .

Der vernachlässigbare Gradient in der linearen Näherung weist auf eine geringe Sensitivität des Quermassenstroms von der mittleren Zellgröße und damit von der Netztopologie hin. Durch die Anwendung der "Richardson"-Extrapolation (gestrichelte Geraden in Abb. 3.5) erhält man den gleichen Austauschmassenstrom pro halber Ganghöhe von $M_{quer} = 0,045 kg/s$ für beide Hälften der modellierten Geometrie, was ebenfalls die Netzunabhängigkeit unterstreicht. Nach dieser Extrapolationsmethode wird der sich ergebende Ordinatenwert der linearen Interpolation zwischen den untersuchten, numerischen Modellen als der Wert betrachtet, der sich für eine infinitesimal feine Netzauflösung einstellt.

3.4.2 Variation der Turbulenzmodelle

Die Verwendung von verschiedenen Turbulenzmodellen hat mitunter erheblichen Einfluss auf die Strömungsstruktur. Aus diesem Grund werden im Folgenden unterschiedliche, repräsentative Turbulenzmodelle nach dem RANS-Ansatz in ihrer high-Reynolds Formulierung angewendet, da bei diesen stationären, isothermen Strömungen nicht mit Ablösungen zu rechnen ist. Somit ist die Verwendung von Standard-Wandfunktionen gerechtfertigt. Als Referenzmodell fungiert das isotrope Standard- k - ϵ -Modell nach Launder und Spalding [88]. Das k - ω -SST-Modell nach Menter [98] vermag eventuelle Ablösegebiete genau zu berechnen. Ferner werden das quadratisch-nichtlineare und das kubisch-nichtlineare k - ϵ -Modell nach Baglietto et al. [14] als anisotrope Turbulenzmodelle untersucht, um eventuell auftretende Sekundärströmungen auflösen zu können. Die kubisch-nichtlineare Formulierung ist gerade für Drallströmungen gut geeignet.

Als numerisches Rechengitter wird "Netz 5" gewählt, da es die höchste Zelldichte in der Spaltregion aufweist und eine ausreichend genaue Wiedergabe des Quergeschwindigkeitsprofils erlaubt. Um die gesamte, axiale Länge einer Ganghöhe von $H = 3.300\text{mm}$ mit der in Kapitel 3.4.1 beschriebenen, hohen Auflösung in lateraler Richtung zu simulieren, wird nun das zuvor zu einem Fünftel komprimierte Modell "Netz 5" wieder zur Originallänge gestreckt. Ob diese Methode der Komprimierung mit anschließender Streckung Einfluss auf die numerischen Resultate hat, wird mit einem Referenzmodell überprüft, bei dem der Kern des Fluidraums direkt mit insgesamt 972.256 Zellen (126.206 Prismen- und 846.050 Hexaederzellen) automatisch vernetzt wird. Nach demselben Verfahren wird aus der zu einem Fünftel komprimierten Geometrie zusätzlich ein sogenanntes "Hybrid"-Netz mit insgesamt 513.197 Zellen (112.778 Prismen-, 396.141 Tetraeder-, 1.592 Pyramiden- und 2.686 Hexaederzellen) erzeugt. Da sich bei der späteren Variation der Drahtwendelganghöhe für die Analysen in Kapitel 4 die aus "trimmed-cells" aufgebauten Rechenetze als ungeeignet zur Streckung der bereits vernetzten Geometrie erwiesen, wird dieser Netzaufbau dem bisher verwendeten gegenübergestellt. Für diese Netztopologie wird das zweite Ordnung "**M**onotone **A**dvection and **R**econstruction **S**cheme (MARS)" empfohlen [29]. Ein Vergleich des MARS-Verfahrens mit dem QUICK-Verfahren erlaubt Rückschlüsse auf den Einfluss der Ordnung des verwendeten, räumlichen Diskretisierungsverfahrens. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben, existieren Spalte mit einer Breite von 15% des Drahtdurchmessers an den Stellen, an denen die Drahtwendel mit einem benachbarten Brennstab in Berührung kommen würde. Die in der Realität auftretenden Kontaktpunkte werden in einem weiteren Geometriemodell blockiert, da dies die lokalen Druckverhältnisse in diesen Regionen beeinflusst.



Abbildung 3.6: Geometriemodell mit versperrten Kontaktpunkten zwischen Draht und benachbartem Brennstab.

Wie aus Abb. 3.7 ersichtlich, wird der Druckverlust bei dem Referenzmodell mit dem high-Re Standard- $k-\epsilon$ -Modell, repräsentiert durch das rote Dreieck, im Vergleich zum Experiment viel zu gering berechnet.

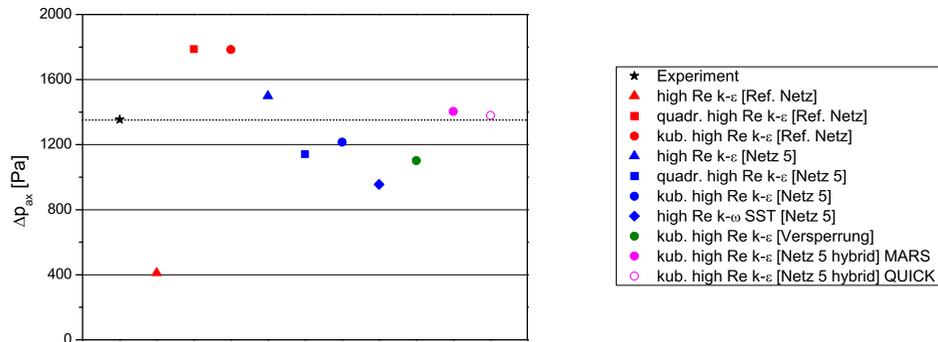


Abbildung 3.7: Axialer Druckverlust Δp_{ax} über eine Ganghöhe.

Im Gegensatz dazu prognostizieren die beiden anisotropen $k-\epsilon$ -Modelle, durch ein rotes Quadrat bzw. einen roten Kreis dargestellt, einen deutlich zu hohen Druckverlust über die Ganghöhe. Generell zeigen die blau wiedergegebenen Ergebnisse, welche mit dem "Netz 5" erzielt werden, weniger Abweichungen vom experimentell ermittelten Druckverlust. Hier weist das $k-\omega$ -SST-Modell mit dem blauen Karo als Symbol die größten Diskrepanzen zum gemessenen Wert. Das kubisch-nichtlineare high-Re $k-\epsilon$ -Modell in Verbindung mit der Standard-Wandfunktion prognostiziert

den Druckverlust mit einer Abweichung von weniger als 10%.

Die Einführung der versperrten Kontaktpunkte führt unter Verwendung des kubisch-nichtlinearen high-Re k - ϵ -Modells zu keinem Gewinn an Genauigkeit bei der Vorhersage des zu erwartenden Axialdruckverlusts, wie der grüne Punkt in Abb. 3.7 zeigt.

Das hybride numerische Modell mit dem ausgefüllten bzw. hohlen, lilafarbenen Kreis als Symbol zeigt die besten Ergebnisse mit nur sehr geringen Abweichungen zwischen numerischem und experimentell ermitteltem Druckverlust.

Daraus folgernd wird diese Netztopologie in Verbindung mit dem kubisch-nichtlinearen high-Re k - ϵ -Modell mit Standard-Wandfunktion für die Bestimmung der Mischungsraten in der Geometrie des HPLWR gewählt.

Wie bereits in Kapitel 3.1.2 erläutert, benutzten Bartholet et al. [17] die dimensionslose Variable Φ , um die Strömung durch die Spalte zwischen den Stäben zu charakterisieren. Abb. 3.8 zeigt Φ als Funktion des Winkels α für den Spalt "g-g" aus Abb. 3.1, wobei α mit zunehmender, axialer Höhe ebenfalls anwächst und somit als Maß für die axiale Position angesehen werden kann. Abb. 3.8 visualisiert den gesamten Queraustausch über den betrachteten Spalt über eine halbe Ganghöhe.

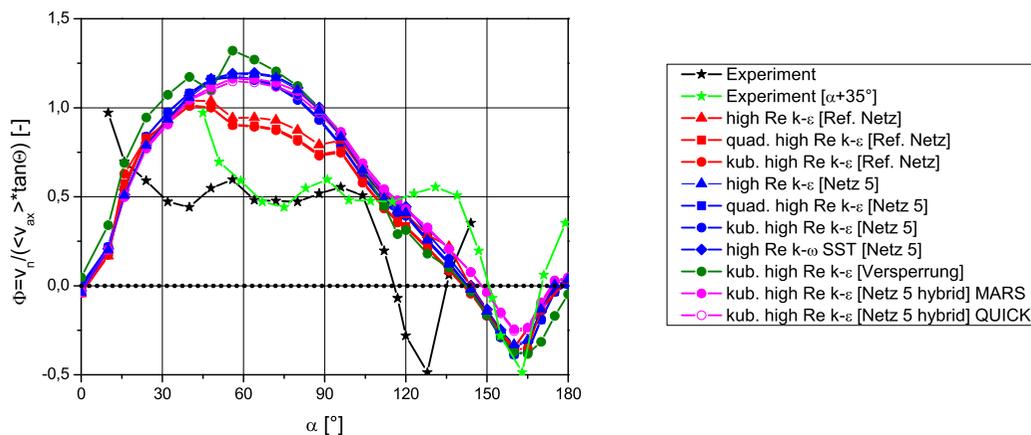


Abbildung 3.8: Variable Φ in Abhängigkeit des Winkels α .

Vergleicht man den in [17] experimentell ermittelten Verlauf mit den numerischen Simulationen, so ist eine relativ große Diskrepanz bemerkbar. Allerdings sind die

numerischen Ergebnisse qualitativ konsistent. Die naheliegende Erklärung hierfür liegt im Unterschied zwischen dem experimentellen Aufbau und dem Geometriemodell für die numerische Analyse begründet. Während die Berechnungen mit dem Softwarepaket STAR-CD[®] voll eingelaufene Strömungszustände voraussetzt, wurden die Messungen im Experiment auf einer Höhe von eineinhalb Ganghöhen durchgeführt. Die Experimentatoren gingen von einer voll eingelaufenen Strömung aus, da der Druckverlust linear angewachsen ist. Obwohl dieser Indikator auf voll ausgebildete Strömungsbedingungen hindeutet, weist deshalb die Strömungsstruktur noch keinen eingelaufenen Charakter auf. Ferner zeigt die Strömung nicht automatisch symmetrische Strukturen, obwohl die geometrischen Randbedingungen symmetrisch sind. Ein bekanntes Beispiel für dieses Phänomen ist die Strömung durch die axialen Verdichterstufen von thermischen Turbomaschinen. Aufgrund der auf den Schnittflächen in den Spaltregionen implementierten, zyklischen Randbedingungen wird die Fluidströmung zur Symmetrie gezwungen.

Nach den in Abb. 3.8 dargestellten, axialen Entwicklungen der Variablen Φ aus Gl. (3.28) über eine halbe Ganghöhe induziert die Drahtwendel über einen großen Wertebereich von α einen Massenstrom, der den betrachteten Unterkanal verlässt. Ab einem gewissen Wert von α setzt Strömungsumkehr ein und ein geringerer Fluidstrom fließt in den Unterkanal zurück. Über die zweite Hälfte der Drahtwendelganghöhe ist die Strömung genau spiegelverkehrt. Somit resultiert kein Netto-Massentransfer.

Vergleicht man die berechneten Verläufe von Φ aus Abb. 3.8 untereinander, so weisen die mit dem Rechengitter "Netz 5" erzielten Ergebnisse tendenziell höhere und qualitativ leicht verschiedene Quergeschwindigkeitsverläufe auf als die mit dem Referenznetz bestimmten Funktionen. In beiden Fällen sind die Unterschiede zwischen den verwendeten, anisotropen Turbulenzmodellen gering. Das isotrope Standard- k - ϵ -Modell sagt beim Referenzmodell geringfügig höhere Werte voraus als die anisotropen Schließungsmodelle. Die versperrten Kontaktpunkte haben keinen Einfluss auf die Austauschströmungen zwischen zwei Unterkanälen, führen jedoch zu den höchsten Quergeschwindigkeiten. Zwischen den untersuchten, räumlichen Diskretisierungsverfahren 2. und 3. Ordnung sind keine Unterschiede festzustellen. Die in diesen beiden Fällen verwendete, hybride Netztopologie erzeugt lediglich marginale Differenzen für $\alpha > 130^\circ$.

3.4.3 Vergleich der Strömungsverhältnisse

Abb. 3.9 visualisiert die Geschwindigkeitskomponenten normal zu dem markierten Spalt in dem untersuchten Teil der Geometrie aus Abb. 3.1 für ausgewählte, axiale Positionen. Diese Ergebnisse stammen vom numerischen Modell "Netz 5", wobei das kubisch-nichtlineare high-Re k - ϵ -Modell verwendet wird.

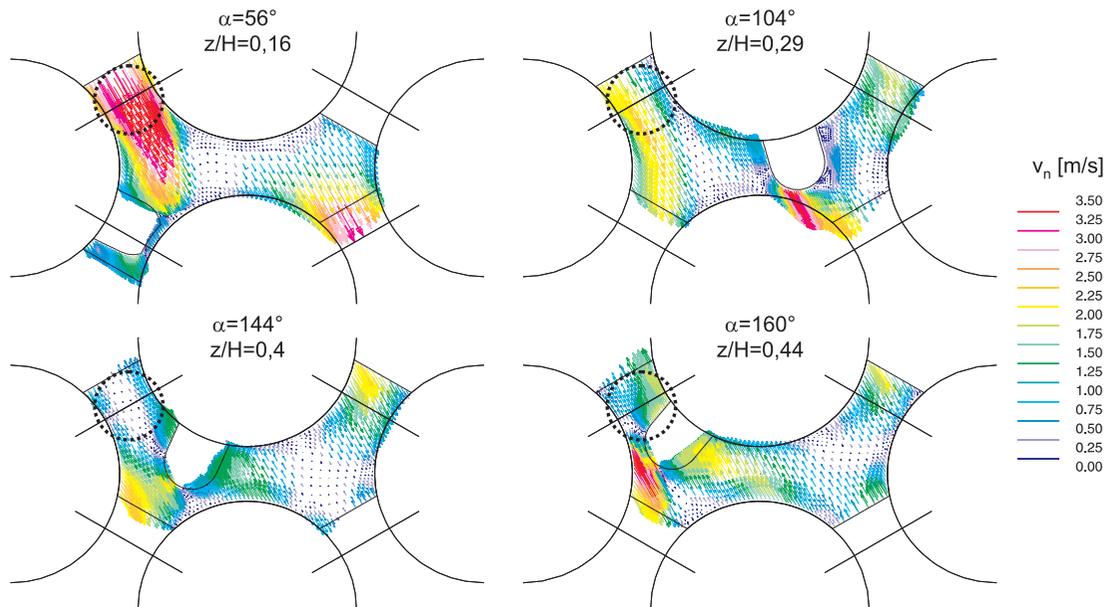


Abbildung 3.9: Laterale Geschwindigkeitsprofile normal zum untersuchten Spalt "g-g" aus Abb. 3.1.

Von besonderem Interesse sind die Quergeschwindigkeiten in der Umgebung des hervorgehobenen Spalts. Durch die bereits beschriebene, besondere Art der Schnittweise in den Spaltregionen befindet sich der besagte Spalt "g-g" im oberen, linken Teil der Fluiddomäne und nicht wie in Abb. 3.1 im unteren, rechten Teil. Bei $\alpha=56^\circ$ wird die maximale Quergeschwindigkeit erreicht. Das Fluid wird aus dem Unterkanal gedrückt, verlässt die Geometrie durch den Spalt rechts unten und strömt wieder durch den Spalt links oben ein. Die Intensität der Einwärtsströmung lässt bei $\alpha=104^\circ$ nach, da der Drahtquerschnitt das Zentrum des Unterkanals passiert und der saugende Effekt der Rückseite des Drahtes der vorherrschenden Strömung entgegenwirkt. Erreicht der Draht die Position $\alpha=144^\circ$, führt dies zu einer lokalen Stagnation der Austauschströmung in der betrachteten Region. Danach kehrt sich die Richtung der Geschwindigkeitsvektoren um und Fluid wird durch den Spalt nach außen gedrückt, veranschaulicht in der Winkelposition $\alpha=160^\circ$.

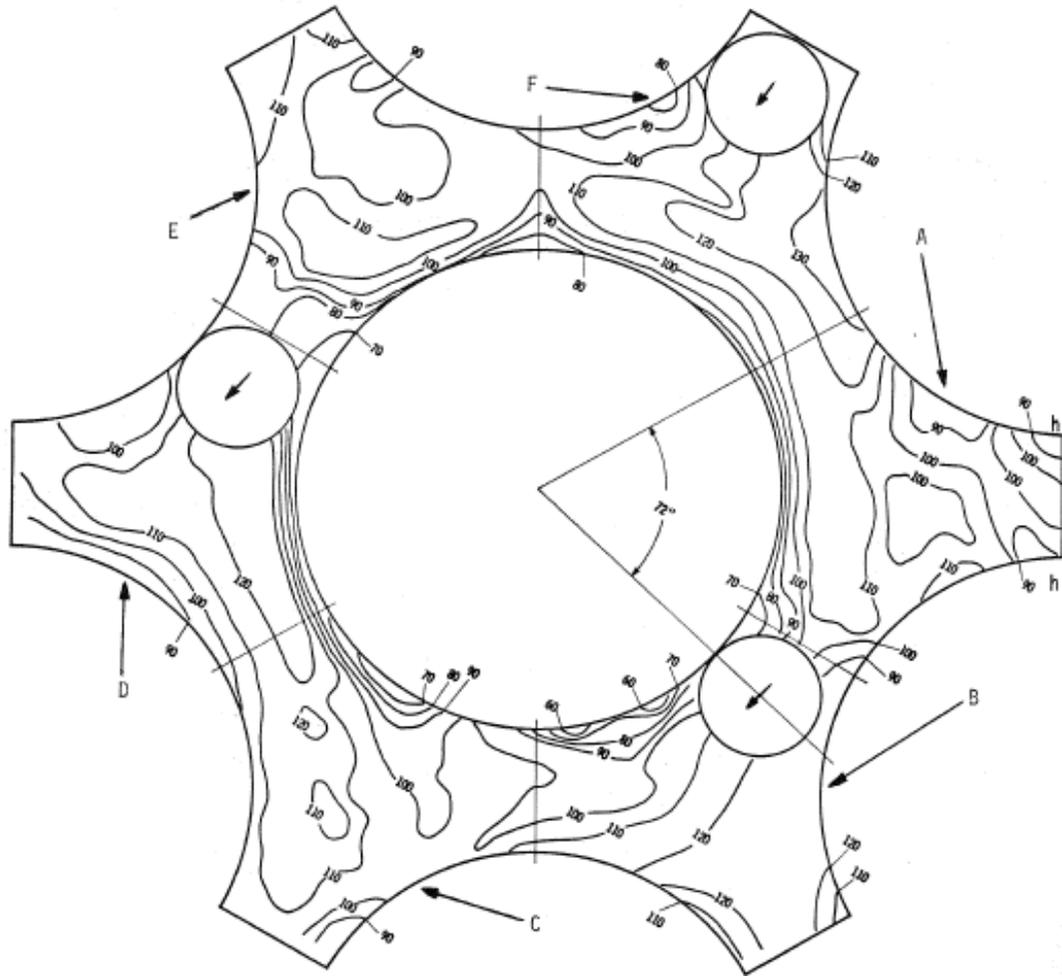


Abbildung 3.10: Instantanes Axialgeschwindigkeitsprofil in [ft/s] für $\alpha=72^\circ$ [17].

Das gemessene, instantane Iso-Geschwindigkeitsprofil für die Drahtposition $\alpha=72^\circ$ ist Abb. 3.10 zu entnehmen. Dabei erfahren die Unterkanäle "A", "C" und "E" sowie die Unterkanäle "B", "D" und "F" die gleichen, geometrischen Randbedingungen. Somit können die in Summe sechs betrachteten Unterkanäle aus Gründen der Symmetrie in drei Unterkanalpaare unterteilt werden. Die Kombinationen "A" und "B", "E" und "D" und "C" sowie "F" bilden besagte Paare. Es ist zu erwarten, dass sich aufgrund der gleichen äußeren Einwirkungen die Strömungsstruktur symmetrisch ausbildet. Nach Abb. 3.10 ist keinerlei Symmetrie in der Durchströmung der sechs Unterkanäle ersichtlich. Die Experimentatoren führen diese Beobachtung auf die möglicherweise nicht präzise, gegenseitige Lage der Stäbe zueinander im experimentellen Aufbau zurück. Ferner waren die Drähte nicht immer exakt in Phase und es gab Schwierigkeiten bei der Positionierung der Pitot-Sonde zur Druckmessung. Lafay et al. [87] konnten nachweisen, dass in lateraler Richtung eine Druckdifferenz von ca. 64% des mittleren Axialdruckverlusts über eine Ganghöhe vorherrscht.

Hervorgerufen wird dies durch die sich in Laufrichtung ändernde Drahtposition innerhalb der jeweiligen Unterkanäle und der daraus resultierenden Asymmetrie in der Bündelkonfiguration pro axialer Ebene. Diese überlagerten Querdruckgradienten wirken sich auf die vorherrschende, axiale Strömung aus und führen zu sehr komplexen Strömungsverhältnissen. Auch Sarno et al. [127] ermittelten aus dem gleichen Grund für alle Unterkanäle im Bündel unterschiedliche Druckverteilungen.

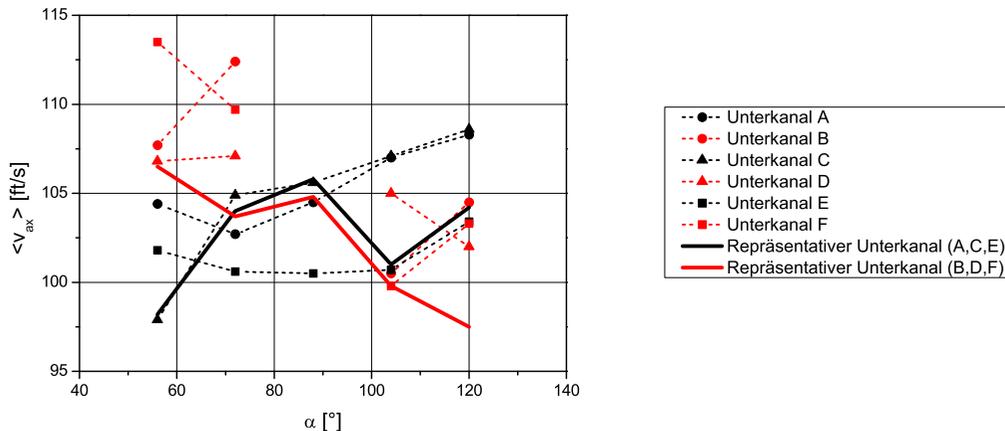


Abbildung 3.11: Gemessene mittlere Axialgeschwindigkeiten in Unterkanälen [17].

Abb. 3.11 bestätigt die Annahme von nicht voll ausgebildeten Strömungsbedingungen. Hier ist die Entwicklung der mittleren Axialgeschwindigkeiten für die sechs Unterkanäle aus Abb. 3.10 für verschiedene Drahtpositionen α aufgeführt.

Indem die gemessenen, instantanen Axialgeschwindigkeitsverläufe der drei bereits genannten Unterkanalpaare aus Abb. 3.10 überlagert werden, können turbulente Schwankungen herausgefiltert werden. Daraus lassen sich sogenannte "repräsentative Unterkanäle" erstellen, wie in Abb. 3.12 beispielhaft für $\alpha=72^\circ$ zu sehen. Diese haben jedoch aufgrund der vorgenommenen Interpolationen interpretierenden Charakter. Dabei entsteht bezüglich der mittleren Geschwindigkeiten in dem aus den Unterkanälen "A", "C" und "E" aus Abb. 3.10 zusammengesetzten rechten Teil des repräsentativen Unterkanalpaares in Abb. 3.12 im Vergleich zu den individuellen Verläufen eine Abweichung von lediglich 2,7%. Der maximale Unterschied bei den Unterkanälen "B", "D" und "F" beträgt zwischen Abb. 3.10 und dem aus diesen Daten gebildeten, linken Teil des Unterkanalpaares von Abb. 3.12 weniger als 4%.

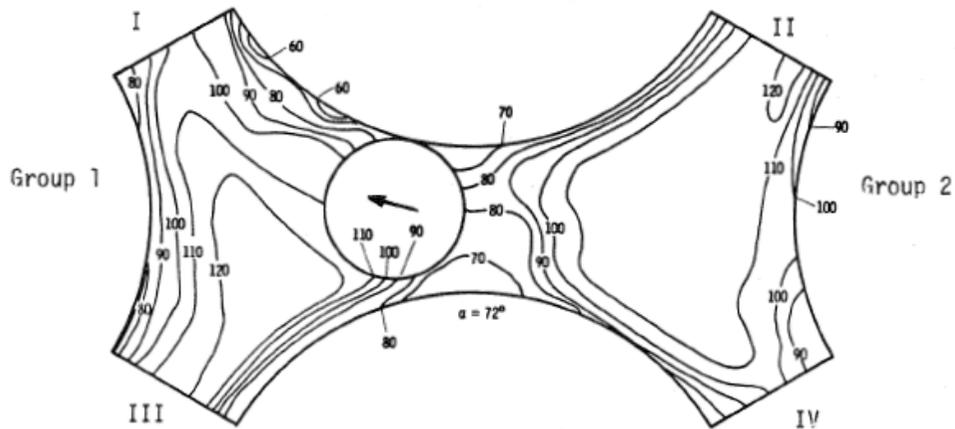


Abbildung 3.12: Iso-Axialgeschwindigkeitsprofil in [ft/s] für ein repräsentatives Unterkanalpaar bei $\alpha=72^\circ$ [17].

Abb. 3.13 zeigt den numerisch ermittelten Iso-Axialgeschwindigkeitsverlauf für die entsprechende Winkelposition von $\alpha=72^\circ$. Diese Ergebnisse beruhen auf der Verwendung des Rechengitters von "Netz 5" und des kubisch-nichtlinearen $k-\epsilon$ Turbulenzmodells. Obwohl sich unterschiedliche Verläufe zwischen Experiment und Simulation erkennen lassen, kann die Grenzschichtdicke zufriedenstellend wiedergegeben werden. Die größten Unterschiede lassen sich in der Nähe des Drahtes beobachten. Jedoch ist dort die Auflösung im Experiment ebenfalls nicht besonders hoch. Die globale Strömungsstruktur wird mit der nötigen Genauigkeit erfasst. Die kleinen Diskrepanzen sind maßgeblich Mängeln bei der Durchführung der Experimente zuzuschreiben.

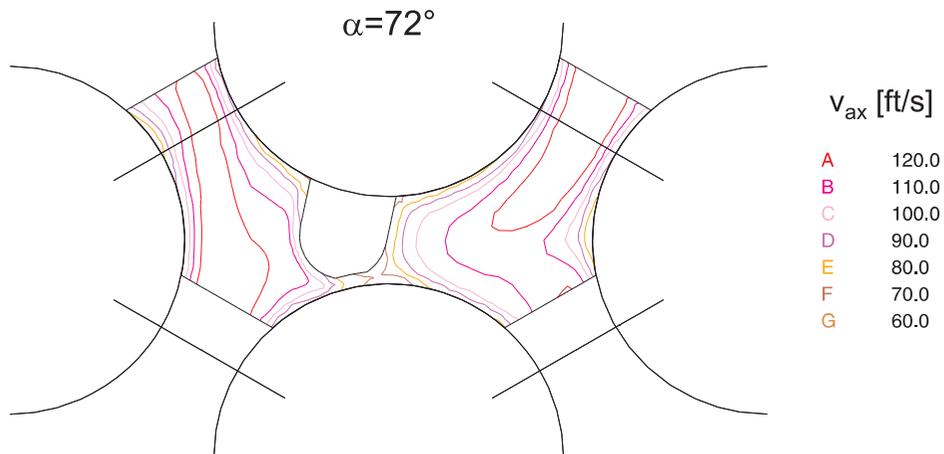


Abbildung 3.13: Berechnete Iso-Axialgeschwindigkeiten im betrachteten Geometrieausschnitt für $\alpha=72^\circ$.

3.4.4 Einfluss der Turbulenzmodellierung

Fischer et al. [52] haben LES zur Berechnung der Strömungsverhältnisse in einem Brennelement unter dem Einfluss von Drahtwendelabstandshaltern verwendet. Die geometrischen Abmaße der modellierten Geometrie sind Kapitel 3.1.1 zu entnehmen. Der Fluidraum entspricht einem Brennstab mit Drahtwendel und den dazugehörigen Anteilen von umgebenden Unterkanälen über eine axiale Ganghöhe, wie es Abb. 3.14 links zu entnehmen ist. Der Linienkontakt ist auch hier mit Ausrundungen versehen. Auf den Schnittflächen der Fluiddomäne werden zyklische Randbedingungen sowohl in lateraler als auch in axialer Richtung verwendet, wie bereits in Kapitel 3.2 beschrieben. Somit wurden hier voll eingelaufene Strömungsbedingungen simuliert.

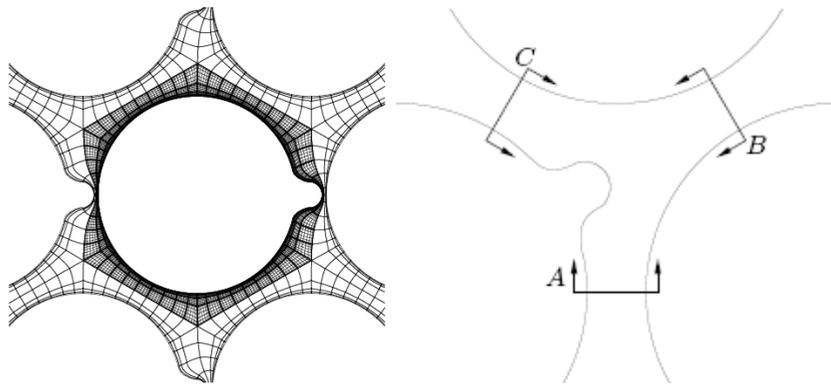


Abbildung 3.14: Netztopologie und ausgewertete Spalte der LES [52].

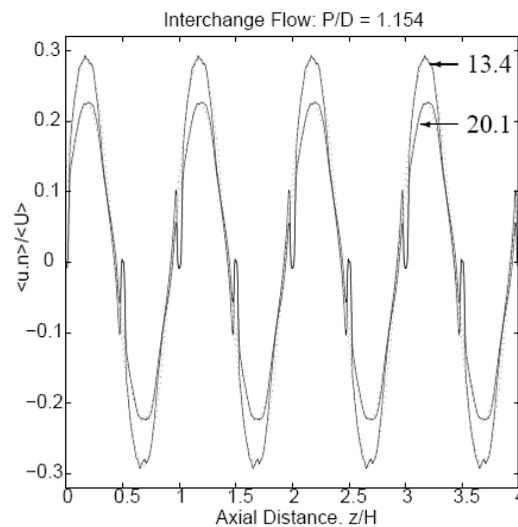


Abbildung 3.15: Normiertes Querschnittsprofil periodisch über vier Ganghöhen expandiert [52].

In Abb. 3.15 ist der zeitlich und räumlich gemittelte Quergeschwindigkeitsverlauf, der mit der Axialgeschwindigkeit normiert ist, über der axialen Höhe aufgetragen und periodisch vierfach fortgeführt. Der abgebildete Verlauf ist der Mittelwert aus den drei sich einstellenden Werten auf den Spaltflächen "A", "B" und "C" in Abb. 3.14 rechts.

Abb. 3.16 stellt ebenfalls den Quergeschwindigkeitsverlauf dar, normiert mit der Axialgeschwindigkeit, über der axialen Höhe für das Modell "Netz 5" mit dem kubisch-nichtlinearen high-Re k - ϵ -Modell. Die sehr gute, qualitative Übereinstimmung der durch LES (Abb. 3.15) und RANS (Abb. 3.16) erzielten Resultate ist offensichtlich.

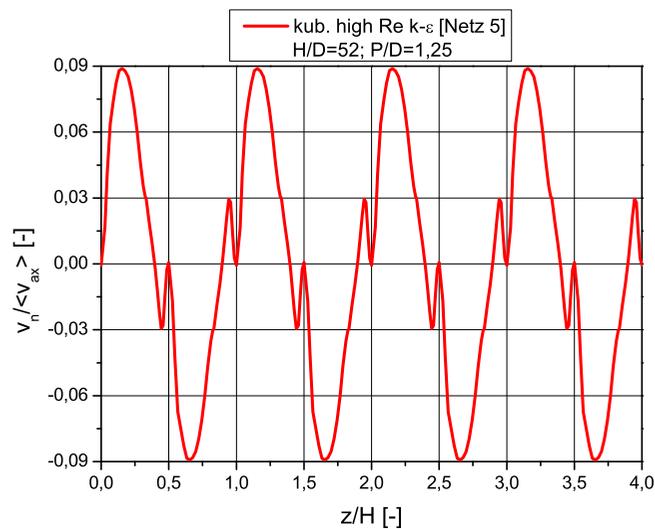


Abbildung 3.16: Normiertes Querschnidigkeitsprofil über vier Ganghöhen periodisch expandiert.

Bezugnehmend auf Abb. 3.1, induziert Draht "A" einen Austauschmassenstrom von Unterkanal (1) nach Unterkanal (2) durch den Spalt "g-g" solange, bis eine Winkelposition von $\alpha \approx 140^\circ$ erreicht wird. Danach wird Fluid in Unterkanal (1) durch Draht "A" gesaugt und die Strömungsrichtung durch den untersuchten Spalt wird umgekehrt. Abb. 3.15 sowie Abb. 3.16 zeigen gleichermaßen, dass die maximale Quergeschwindigkeit des den Unterkanal verlassenden Fluidstroms dreimal höher ist als die bei umgekehrten Strömungsverhältnissen. Das äquivalente, jedoch spiegelverkehrte Phänomen ist für die zweite Ganghöhe zu beobachten. Dort treibt Draht "B" das Fluid zurück von Unterkanal (2) nach (0). Da das Quergeschwindigkeitsprofil nach jeder halben Ganghöhe symmetrisch ist und sich

lediglich die Strömungsrichtung des Drahtes ändert, ist die ausgetauschte Fluidmenge konstant und es stellt sich kein Netto-Massentransfer zwischen benachbarten Unterkanälen ein.

Bei genauerem Vergleich von Abb. 3.15 mit Abb. 3.16 ist eine Ähnlichkeit zwischen den dargestellten Graphen abzuleiten. So lässt sich für hinreichend große H/D-Verhältnisse und unter Vernachlässigung der unterschiedlichen P/D-Verhältnisse zeigen, dass das H/D-Verhältnis der beiden Arten von Turbulenzmodellierung dem Verhältnis der mit der jeweiligen mittleren Axialgeschwindigkeit normierten Quergeschwindigkeit entspricht:

$$\frac{(H/D)_{RANS}}{(H/D)_{LES}} \cdot \left(\frac{v_n}{\langle v_{ax} \rangle} \right)_{RANS} = \frac{52}{20,1} \cdot 0,09 \approx 2,33 = \left(\frac{v_n}{\langle v_{ax} \rangle} \right)_{LES} \quad (3.38)$$

Für kleine H/D-Verhältnisse (H/D=13,4) weicht diese Abschätzung um ca. 15% ab. Qualitativ ähnliche Verläufe der Quergeschwindigkeiten über der axialen Höhe wie in Abb. 3.15 und Abb. 3.16 hatten Hishida et al. [65] unter Verwendung der FDM ermittelt. Auch sie konnten zeigen, dass eine Umkehr der Strömungsrichtung innerhalb einer halben Ganghöhe auftritt und der saugende Effekt der Drahtwendeln zu einem höheren Quermassenstrom führt als die verdrängende Wirkung der Druckseite. Dieses Strömungsprofil wiederholt sich alle halbe Ganghöhe periodisch.

3.5 Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Validierung

In diesem Kapitel wurde eine numerische Methode zur Berechnung von hexagonal angeordneten Stabbündeln mit Drahtwendelabstandshaltern vorgestellt. Um die numerischen Simulationen bewerten zu können, wurden mehrere Experimenteserien zu Strömungen in Brennelementen mit Drahtwendeln evaluiert. Dieser Literaturstudie zufolge musste mangels Experimenten für quadratische Stabanordnungen ein Versuch mit hexagonaler Anordnung zur Validierung herangezogen werden. Der Vergleich erfolgte mit den experimentellen Daten von Bartholet et al. [17] und den durch LES gewonnenen Resultaten von Fischer et al. [52].

Die Konsequenzen aus der Validierung mit einem Experiment und der Verifikation mit einer anderen numerischen Simulation für die im Anschluss durchgeführten Detailrechnungen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Eine Netzabhängigkeitsstudie der numerischen Ergebnisse weist eine vernachlässigbar geringe Sensitivität des Quermassenstroms von der Netztopologie auf, sofern die Spalte hinreichend aufgelöst werden. Für die Evaluation der

Quergeschwindigkeitsprofile sollte die räumliche Diskretisierung vor allem in lateraler Richtung so fein wie möglich gewählt werden. Dies wird durch die Vernetzung des axial komprimierten Fluidraums und dessen anschließender Streckung realisiert.

- In Bezug auf den sich einstellenden Axialdruckverlust zeigt nach einer Variation von sowohl isotroper als auch anisotroper Turbulenzmodelle das kubisch-nichtlineare k - ϵ -Modell nach Baglietto et al. [14] beste Ergebnisse mit einer Abweichung von 10% vom experimentell ermittelten Wert. Zuvor wurde eine umfangreiche Literaturstudie bzgl. der bisher verwendeten Turbulenzmodelle bei Stabbündelströmungen durchgeführt. Das so identifizierte Turbulenzmodell wird in dieser Arbeit somit für alle weiteren numerischen Simulationen verwendet.
- Die Verwendung von Spalten anstelle von Kontaktpunkten zwischen Drähten und Nachbarstäben hat nahezu keinen Einfluss auf die globale Strömungsstruktur. Dies ergibt der Vergleich von Quergeschwindigkeitsprofilen mit denen einer entsprechend modifizierten Geometrie.
- Der Vergleich von numerisch berechneten mit experimentell ermittelten Quergeschwindigkeitsprofilen lässt signifikante Unterschiede erkennen. Diese qualitativen und quantitativen Diskrepanzen werden der Asymmetrie im experimentellen Aufbau sowie den nicht voll eingelaufenen Strömungsbedingungen im Experiment zugeordnet. Die Experimentatoren gingen bereits von einer voll ausgebildeten Strömungsstruktur aus, als der Druckverlust linear angewachsen war. Diese Annahme ist jedoch anzuzweifeln.
- Beim Vergleich der Rechnungen für das ausgewählte Experiment ist die Übereinstimmung der hier durchgeführten RANS-Simulationen mit den durch LES gewonnenen Daten qualitativ sehr gut. Beide Arten der Turbulenzmodellierung liefern den qualitativ gleichen, axialen Verlauf der Quergeschwindigkeiten auf der Spaltquerschnittsfläche im Verlauf einer Ganghöhe. Diese gute Übereinstimmung ergibt sich, da die gleichen Randbedingungen implementiert werden.
- Der Vergleich der Rechnungen mit den Interpolationen gemessener Isolinien der Axialgeschwindigkeiten ergibt, dass die numerischen Rechnungen in der Lage sind, die übergeordnete Strömungsstruktur zu reproduzieren und die Grenzschichtdicke mit ausreichender Genauigkeit vorherzusagen.

Die in diesem Kapitel beschriebene, numerische Methode wird damit als validiert und verifiziert erachtet und deshalb im Folgenden zur Ermittlung der Mischungsraten zwischen den Unterkanälen im quadratisch angeordneten HPLWR-Brennelement mit Drahtwendelabstandshaltern angewendet.

Falls für andere Anwendungen detailliertere Simulationen als notwendig erachtet werden sollten, ist die modellierte Fluiddüse sowohl in axialer als auch in lateraler Richtung zu expandieren. Dadurch ließe sich der Einfluss der Randbedingungen minimieren und die zu erwartende, instationäre Strömungsstruktur auflösen.

Kapitel 4

Bestimmung der detaillierten Strömungsverhältnisse in repräsentativen Unterkanälen

4.1 Simulation der Strömung in Brennelementen

4.1.1 Erhaltungsgleichungen in COBRA IIC

Im Nachfolgenden werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie vorgestellt, wie sie im etablierten Unterkanalprogramm COBRA IIC [124] gelöst werden. Auf eine Herleitung dieser Gleichungen wird an dieser Stelle verzichtet und ist [124] zu entnehmen.

Die Kontinuitätsgleichung zur Massenerhaltung ist wie folgt implementiert:

$$\underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot A_{ax,i})}{\partial t}}_{\langle 1-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i} \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 1-2 \rangle} + \underbrace{\sum_j \rho^* \cdot v_{quer} \cdot s}_{\langle 1-3 \rangle} = 0. \quad (4.1)$$

Der Index i bezeichnet den individuellen Unterkanal, für den die Gleichungen gerade numerisch gelöst werden und der Index j für die mit Unterkanal i kommunizierenden Unterkanäle. Strömungsgrößen und Stoffeigenschaften, welche mit einem "*" Stern versehen sind, besitzen die entsprechenden Werte des Donorkanals. s steht hierbei für die Spaltweite zwischen zwei Brennstäben bzw. zwischen einem Stab und einer Kastenwand.

Der erste Term $\langle 1 - 1 \rangle$ beschreibt die zeitliche Änderung der Masse in dem Kontrollvolumen und die Terme $\langle 1 - 2 \rangle$ und $\langle 1 - 3 \rangle$ bilanzieren die axialen und lateralen Massenströme. Diese beiden Terme sind analog zu $\langle I - I \rangle$ aus Gl. (3.3) zu sehen.

Bei den Impulsbilanzgleichungen wird die axiale Richtung von der lateralen Richtung gesondert beschrieben. Die Gleichung für das erstgenannte Kräftegleichgewicht lautet:

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i} \cdot A_{ax,i})}{\partial t}}_{\langle 2-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i}^2 \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 2-2 \rangle} \\
 & + \underbrace{\rho^* \cdot (v_{ax,i} - v_{ax,j}) \cdot v'_{quer} \cdot s}_{\langle 2-3 \rangle} + \underbrace{\rho^* \cdot v_{ax}^* \cdot v_{quer} \cdot s}_{\langle 2-4 \rangle} \\
 = & - \underbrace{\frac{\partial (p_i \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 2-5 \rangle} - \underbrace{\rho_i \cdot g \cdot A_{ax,i} \cdot \cos \theta}_{\langle 2-6 \rangle} - \underbrace{\rho_i \cdot v_{ax,i}^2 \cdot A_{ax,i} \cdot \left(\frac{f_i}{2 \cdot d_{h,i}} + \frac{\zeta_{ax,i}}{2 \cdot \Delta z} \right)}_{\langle 2-7 \rangle},
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

worin v'_{quer} eine turbulente Quergeschwindigkeit repräsentiert, welche den Einfluss der Turbulenz berücksichtigt und geeignet modelliert werden muss. Üblicherweise wird diese Größe als proportional zu den axialen Massenstromdichten zweier benachbarter Unterkanäle gesetzt. Die Proportionalitätskonstante wird als turbulenter Austauschkoefizient β_{turb} bezeichnet. Über diesen Parameter wird auch das ungerichtet periodische Mischen zwischen Unterkanälen, mit Ausnahme des gerichteten Austausches zwischen zwei Randkanälen, beim Einsatz von Drahtwendeln eingearbeitet. Δz beschreibt die axiale Höhe eines Kontrollvolumens. Der Winkel Θ stellt die Neigung der Unterkanäle relativ zur Senkrechten dar, wird aber außer bei der Berechnung von deformierten Brennelementen zu Null gesetzt. Die Variablen f_i und $\zeta_{ax,i}$ beschreiben Koeffizienten für durch Reibung bzw. Form induzierten, axialen Druckverlust und werden durch experimentell bestimmte Korrelationen bereitgestellt. Kommen Drahtwendelabstandshalter zum Einsatz, können diese einzeln oder zusammengefasst wie bei Rehme [116] angegeben werden. Der erste Term auf der linken Seite $\langle 2 - 1 \rangle$ berücksichtigt die zeitliche Änderung und die folgenden drei Terme $\langle 2 - 2 \rangle$, $\langle 2 - 3 \rangle$ und $\langle 2 - 4 \rangle$ beschreiben die konvektiven Anteile. Der erste Term auf der rechten Seite $\langle 2 - 5 \rangle$ ist die axiale Änderung des Druckes. Die folgenden Terme beschreiben auf das Kontrollvolumen wirkende Volumenkräfte, hervorgerufen durch Erdschwere $\langle 2 - 6 \rangle$ und Druckwiderstände durch Reibung und Form $\langle 2 - 7 \rangle$.

Die Bilanzgleichung für Unterkanal i in Querrichtung ist implementiert gemäß:

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\frac{\partial (\rho^* \cdot v_{quer} \cdot s)}{\partial t}}_{\langle 3-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho^* \cdot v_{quer} \cdot v_{ax}^* \cdot s)}{\partial z}}_{\langle 3-2 \rangle} \\
 = & \underbrace{\frac{s}{l} \cdot (p_i - p_j)}_{\langle 3-3 \rangle} - \underbrace{\frac{s}{l} \cdot \zeta_{lat} \cdot \frac{\rho^* \cdot |v_{quer}| \cdot v_{quer}}{2}}_{\langle 3-4 \rangle},
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

wobei ζ_{lat} einen im Falle der Verwendung von Drahtwendelabstandshaltern, z.B. durch Suh und Todreas [141] experimentell bestimmten Koeffizienten, für Formdruckverlust in lateraler Richtung ausdrückt. Erneut repräsentiert der erste Term auf der linken Seite der Gleichung $\langle 3-1 \rangle$ die zeitliche Änderung im Kontrollvolumen und der zweite $\langle 3-2 \rangle$ die Konvektion. Die beiden Terme auf der rechten Seite beschreiben den lateralen Druckunterschied zwischen zwei Unterkanälen $\langle 3-3 \rangle$ und den auftretenden Formdruckverlust $\langle 3-4 \rangle$.

Da es sich bei Strömungen entlang enger Stabbündel um axial dominierte Strömungen handelt, ist die Impulsbilanz in lateraler Richtung gemäß Gl. (4.3) weniger aufwändig modelliert als die entsprechende Bilanz in Hauptströmungsrichtung aus Gl. (4.2).

Schließlich wird zusätzlich eine Energieerhaltungsgleichung gelöst:

$$\begin{aligned} & \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot h_i \cdot A_{ax,i})}{\partial t}}_{\langle 4-1 \rangle} + \underbrace{\frac{\partial (\rho_i \cdot v_{ax,i} \cdot h_i \cdot A_{ax,i})}{\partial z}}_{\langle 4-2 \rangle} \\ & + \underbrace{\rho^* \cdot v_{quer} \cdot h^* \cdot s}_{\langle 4-3 \rangle} + \underbrace{\rho^* \cdot v'_{quer} \cdot (h_i - h_j) \cdot s}_{\langle 4-4 \rangle} = \underbrace{Q_{Stab}}_{\langle 4-5 \rangle} - \underbrace{\lambda \cdot (T_i - T_j)}_{\langle 4-6 \rangle}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

Auch hier besteht die linke Seite der Gleichung aus einem Term $\langle 4-1 \rangle$ für die zeitliche Änderung des Enthalpieinhalts eines Kontrollvolumens und je einem Term für die Konvektion der Enthalpie in axialer $\langle 4-2 \rangle$ und lateraler $\langle 4-3 \rangle$ Richtung. Der vierte Term $\langle 4-4 \rangle$ beschreibt den turbulenten Enthalpieaustausch zwischen benachbarten Unterkanälen. In diesem Falle wird die turbulente Quergeschwindigkeit v'_{quer} verwendet, um den durch Turbulenz induzierten Wärmestrom zu modellieren. Eine andere Methode besteht in einem Wirbelviskositätsansatz, welcher z.B. den Effekt thermischer Strahlen berücksichtigen kann. Wie schon in der axialen Impulsbilanzgleichung werden in diese Beziehung die entsprechenden Effekte eingearbeitet, welche bei der Präsenz von Drahtwendeln die Kühlmitteltemperaturen homogenisieren. Auf der rechten Seite stehen ein Wärmequellterm $\langle 4-5 \rangle$ und ein Ausdruck $\langle 4-6 \rangle$ für Wärmeleitungsprozesse zwischen zwei Unterkanälen.

Generell sind die reduzierten Erhaltungsgleichungen nach dem Ansatz der konventionellen Unterkanalberechnung aus Gl. (4.1)-(4.4) im Vergleich zu den in der Finite Volumen Methode verwendeten Bilanzgleichungen aus Gl. (3.3)-(3.8) stark gekürzt. Durch die bei der Formulierung der Gleichungen bereits hineingesteckten Vereinfachungen wird demzufolge auch die sich als Ergebnis einstellende Strömungsform beeinflusst. Zur Schließung dieser Gleichungen sind physikalische Modellannahmen notwendig. Diese hierfür verwendeten, empirischen bzw. semi-empirischen Korrelationen enthalten für das jeweilige Modell spezifische, in der Regel nur durch

aufwändige Experimente zu ermittelnde Parameter. Solche Ansätze können niemals alle physikalischen Phänomene abbilden. Deshalb hängt die Güte der erzielten Ergebnisse in hohem Maße von der Erfahrung des Anwenders von Unterkanalprogrammen bei der Auswahl der zur Verfügung stehenden Korrelationen ab, indem er ihre Stärken und Schwächen abzuschätzen weiß.

4.1.2 Quantifizierung der drahtwendelinduzierten Quervermischung

Wie bereits in Kapitel 3.1 erläutert, existieren nur sehr wenige Daten über das Mischungsverhalten der Kühlmittelströmungen in quadratisch angeordneten Brennstabgeometrien mit Drahtwendelabstandshaltern. Existierende, empirische Korrelationen zur Quervermischung sind zumeist auf hexagonale Anordnungen beschränkt. Cheng [36] hatte 122 bis zum Jahre 1984 durchgeführte Experimente zur Fluidvermischung evaluiert und auf der Basis dieser Daten Modelle für Axialdruckverlust und Quervermischung aufgestellt. Die Übertragbarkeit dieser gewonnenen Korrelationen auf die quadratische Stabreihenordnung im Design des HPLWR ist jedoch fraglich. Weiterhin besitzt das HPLWR-Brennelement nach Hofmeister et al. [67] durch seine relativ kleinen Abmessungen und dem zentralen Moderatorkasten einen hohen Anteil an Rand- und Eckkanälen. Damit unterscheidet es sich erheblich von den in der Regel großen, hexagonalen Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern.

Nach Bishop und Todreas [22] kann man numerische Rechenprogramme zur Unterkanalanalyse in zwei Klassen unterteilen: Codes der COBRA-Familie, wie z.B. COBRA IIIC [124], lösen die gekoppelten Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung für die einzelnen Kontrollvolumen. Dabei werden in der Regel der sich einstellende Axialdruckverlust für die verschiedenen Unterkanaltypen sowie der durch die Drahtwendeln induzierte Queraustausch zwischen den Unterkanälen durch empirische bzw. semi-empirische Korrelationen berücksichtigt. Im Gegensatz dazu lösen Programme wie COTEC und ENERGY ausschließlich die Energieerhaltungsgleichung. Sie benötigen ebenfalls Korrelationen für die durch Drahtwendeln hervorgerufene Fluidvermischung zwischen den unterschiedlichen Unterkanälen. Es müssen bei diesem Ansatz zusätzlich die individuellen Massenströme durch die einzelnen Unterkanäle bestimmt werden. Ein sogenannter Massenstromverteilungsfaktor X_k gibt dabei das Verhältnis des jeweiligen Massenstroms eines spezifischen Unterkanals vom Typ k im Verhältnis zum Gesamtmassenstrom durch das Brennelementbündel an. Zumeist wird für die Berechnung des Massenstromverteilungsfaktors eine Korrelation für den Axialdruckverlust des gesamten Stabbündels benutzt.

4.1.2.1 Korrelationen zum axialen Druckverlust in den Unterkanälen

Die Energiegleichung lässt sich gemäß Chiu et al. [41] folgendermaßen formulieren:

$$X_i \cdot \rho_i \cdot A_{ax,i} \cdot \overline{v_{ax,B}} \cdot \frac{\partial h_i}{\partial z} = \sum_j (-w_{ij} \cdot h_i + w_{ji} \cdot h_j) + \frac{\kappa \cdot \lambda \cdot s}{\eta} \cdot (T_j - T_i). \quad (4.5)$$

Dabei sind ρ_i die Fluidichte im Unterkanal i , $A_{ax,i}$ die axiale Querschnittsfläche, $\overline{v_{ax,B}}$ die mittlere Axialgeschwindigkeit im gesamten Bündel und $\frac{\partial h_i}{\partial z}$ die Änderung der Enthalpie h_i mit der axialen Höhe z . w_{ij} ist der Austauschmassenstrom pro Länge mit den j benachbarten Unterkanälen, welcher alle zum Queraustausch beitragenden Effekte der Drahtwendeln und der turbulenten Vermischung beinhaltet. λ ist die Wärmeleitfähigkeit des Fluids, s die Spaltweite zwischen zwei Brennstäben, η der Abstand der Mittelpunkte der Unterkanäle und T_i bzw. T_j sind Fluidtemperaturen. Die Variable κ ist ein Formfaktor zur Berücksichtigung der Geometrie bei der Wärmeleitung:

$$\kappa = 0,66 \cdot \left(\frac{P}{D}\right) \cdot \left(\frac{s}{D}\right)^{-0,3} \quad (4.6)$$

Zwar wurde die Herleitung für Stabbündel ohne Abstandshalter durchgeführt, aber laut Cheng und Todreas [34] behält sie aufgrund des geringeren Einflusses von Wärmeleitungsprozessen im Vergleich zu konvektivem Queraustausch auch bei der Verwendung von Drahtwendelabstandshaltern ihre Gültigkeit. Gemäß den Autoren dominieren im Bereich niedriger Reynoldszahlen Umverteilungsprozesse den Queraustausch, bei Mischkonvektion, in der Auftriebseffekte eine Rolle spielen, geschieht der Fluidtransfer durch heiße Strähnen und bei turbulenten Strömungsbedingungen mit $Re > 6000$ überwiegt der verdrängende bzw. saugende Effekt der Drahtwendeln.

Nachfolgend wird die Bestimmung des Massenstromverteilungsfaktors X_k nach Cheng und Todreas [35] näher erläutert.

$$X_k = \frac{v_{ax,k}}{\overline{v_{ax,B}}} \quad (4.7)$$

Dieser Faktor errechnet sich für den Unterkanaltyp k aus dem Verhältnis von Axialgeschwindigkeit $v_{ax,k}$ zur mittleren Axialgeschwindigkeit im Brennelement $\overline{v_{ax,B}}$. Hierbei beschreibt der Index $k = 1$ einen Zentralkanal, $k = 2$ einen Randkanal und $k = 3$ einen Eckkanal. Unter der Voraussetzung, dass der Druckverlust über alle drei Unterkanaltypen gleich ist und somit dem Druckverlust für das gesamte Bündel entspricht, lässt sich dieser schreiben als:

$$\Delta p_B = \Delta p_k = f_k \cdot \frac{l}{d_{h,k}} \cdot \frac{\rho \cdot v_{ax,k}^2}{2} + \rho \cdot g \cdot l, \quad (4.8)$$

mit den spezifischen Druckverlustkoeffizienten f_k , l der axialen Länge, den individuellen, hydraulischen Durchmessern $d_{h,k}$ und der Erdbeschleunigung g .

Unter Verwendung von Gl. (4.7) ergibt sich:

$$\frac{f_B}{d_{h,B}} = \frac{f_1}{d_{h,1}} \cdot X_1^2 = \frac{f_2}{d_{h,2}} \cdot X_2^2 = \frac{f_3}{d_{h,3}} \cdot X_3^2. \quad (4.9)$$

Die verschiedenen Druckverlustkoeffizienten f_k lassen sich durch einen Exponentialansatz folgendermaßen ausdrücken:

$$f_k = \frac{C_{f,k}}{Re_k^m}, \quad (4.10)$$

worin $C_{f,k}$ und m von der Geometrie und den Strömungsverhältnissen abhängige Konstanten sind. Cheng [36] hat auf der Grundlage von 122 Experimenten den mittleren Wert des Exponenten zu $m = 0,18$ bestimmt.

Aufgrund der Massenerhaltung muss folgende Bedingung erfüllt sein:

$$S_1 \cdot X_1 + S_2 \cdot X_2 + S_3 \cdot X_3 = 1 \quad (4.11)$$

mit:

$$S_k = N_k \cdot \frac{A_{ax,k}}{A_{ax,B}}. \quad (4.12)$$

N_k ist dabei die Anzahl der jeweiligen Unterkanaltypen, $A_{ax,k}$ deren axiale Querschnittsflächen und $A_{ax,B}$ die Querschnittsfläche des Bündels.

Der mittlere Druckverlustkoeffizient für das gesamte Brennelement lässt sich mit nachfolgender Gleichung darstellen:

$$C_{f,B} = d_{h,B} \cdot \left[\sum_{k=1}^3 S_k \left(\frac{d_{h,k}}{d_{h,B}} \right)^{\frac{m}{(m-2)}} \left(\frac{C_{f,k}}{d_{h,k}} \right)^{\frac{1}{(m-2)}} \right]^{(m-2)} \quad (4.13)$$

Durch Umstellen von Gl. (4.11) erhält man:

$$X_2 = \frac{1}{\left(S_2 + \left(\frac{X_1}{X_2} \right) \cdot S_1 + \left(\frac{X_3}{X_2} \right) \cdot S_3 \right)} \quad (4.14)$$

Mit Kenntnis der Konstanten $C_{f,1}$, $C_{f,2}$ und $C_{f,3}$ lassen sich die Massenstromverteilungsfaktoren für die drei Unterkanaltypen bestimmen zu:

$$\frac{X_1}{X_2} = \left(\frac{d_{h,1}}{d_{h,2}} \right)^{\frac{(1+m)}{(2-m)}} \left(\frac{C_{f,2}}{C_{f,1}} \right)^{\frac{1}{(2-m)}} \quad (4.15)$$

und:

$$\frac{X_3}{X_2} = \left(\frac{d_{h,3}}{d_{h,2}} \right)^{\frac{(1+m)}{(2-m)}} \left(\frac{C_{f,2}}{C_{f,3}} \right)^{\frac{1}{(2-m)}}. \quad (4.16)$$

Cheng und Todreas [35] berücksichtigten für ihre Formulierung des Druckverlustkoeffizienten $C_{f,1}$ für die Zentralkanäle Form- und Reibungswiderstände. Für $C_{f,2}$ und

$C_{f,3}$ in den Rand- und Eckkanälen ist aufgrund der unilateralen Strömungsrichtung der Formdruckverlust im Vergleich zum reibungsinduzierten Druckverlust zu vernachlässigen.

Novendstern [106] verwendete analoge Beziehungen für Gl. (4.7) und Gl. (4.11) für den Massenstromverteilungsfaktor wie Cheng und Todreas [35], jedoch benutzte er einen Wert $m = 0,25$ anstelle von $m = 0,18$. Anstatt für die drei verschiedenen Unterkanaltypen individuelle Korrelationen zu verwenden, bezog er den Druckverlust des gesamten Bündels auf den eines Zentralkanals. Um diesen zu bestimmen, hatte er den Druckverlustkoeffizienten nach Blasius [129] für Strömungen in einem glatten Zylinder eingesetzt, wobei die Effekte der Drahtwendeln durch einen zusätzlichen Multiplikator N_{Draht} berücksichtigt wurden.

$$\Delta p_1 = f_{Blasius} \cdot N_{Draht} \cdot \frac{H}{d_{h,1}} \cdot \frac{\rho \cdot v_{ax,1}^2}{2} \quad (4.17)$$

mit:

$$f_{Blasius} = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (4.18)$$

und:

$$N_{Draht} = \left[\frac{1,034}{\left(\frac{P}{D}\right)^{0,124}} + \frac{29,7 \cdot \left(\frac{P}{D}\right)^{6,94} \cdot Re^{0,086}}{\left(\frac{H}{D}\right)^{2,239}} \right]^{0,885} \quad (4.19)$$

Unter der vereinfachenden Annahme, dass die drei Konstanten $C_{f,1}$, $C_{f,2}$ und $C_{f,3}$ den gleichen Wert haben, ließen sich unter Verwendung der Gl. (4.14), (4.15) und (4.16) die Massenstromverteilungsfaktoren X_k bestimmen und schließlich mit Gl. (4.7) die jeweiligen Axialgeschwindigkeiten. Somit waren lediglich die genauen Strömungsverhältnisse in einem Zentralkanal zu ermitteln.

Carajilescov [27] hatte halbempirische Formeln für die Druckverluste der drei Unterkanaltypen vorgestellt, welche eine Abhängigkeit zusätzlich zu den Verhältnissen H/D und P/D von der Stabanzahl im Brennelement berücksichtigten und somit allgemeingültiger waren.

Die verschiedenen Autoren unterscheiden sich in der Formulierung der verschiedenen Druckverlustkoeffizienten f_k . Sowohl für hexagonale als auch für quadratische Stabarrangierungen lassen sich die Formeln für die Druckverlustkoeffizienten nach Rehme [116] aus Gl. (4.53) anwenden. Setzt man das Verhältnis $(U_{be,Stab\&Draht}/U_{be,B}) = 1$ in Gl. (4.52), so lassen sich die Axialdruckverluste für die einzelnen Unterkanaltypen bestimmen. Darauf soll jedoch erst in Kapitel 4.2 näher eingegangen werden.

Chun und Seo [43] kamen nach einer vergleichenden Untersuchung der etablierten Druckverlustkorrelationen nach Cheng und Todreas [35], Novendstern [106] und

Rehme [116] zu dem Schluss, dass die Formulierungen der erstgenannten Autoren sowohl bei laminaren und turbulenten Strömungsbedingungen als auch im Übergangsbereich die besten Resultate im Vergleich zu Experimenten erzielen.

Den lateralen Druckverlust für Stabbündel mit Drahtwendelabstandshaltern haben Suh und Todreas [141] experimentell und Shimizu et al. [133] auf numerischem Wege evaluiert.

4.1.2.2 Modelle zum Fluidqueraustausch

Es wurde bereits erwähnt, dass beide Gruppen von Unterkanalprogrammen Informationen über die durch die Drahtwendeln initiierte Fluidquervermischung benötigen. Nach Bishop und Todreas [22] lassen sich verschiedene Arten von Modellen für die gerichtete Strömungsstruktur in den Randkanälen unterscheiden. Nachfolgend entspricht die Spaltweite s dem Drahtdurchmesser d . So kann die Querströmung wie bei Fenech und Bennett [48] durch einen von der axialen Höhe und der Geometrie abhängigen, lokalen Impuls auf die Strömung modelliert werden:

$$\frac{M_{quer}}{s} = \pi \cdot (D + d) \cdot \frac{M_{ax}}{A_{ax}} \cdot \frac{\Delta z_{ax}}{H}, \quad (4.20)$$

mit dem Quermassenstrom M_{quer} und dem Axialmassenstrom M_{ax} . Die axiale Höhe eines Kontrollvolumens Δz_{ax} ist zu einem Sechstel der Ganghöhe H zu wählen. Dabei liegt die Annahme zugrunde, dass die Drahtwendel nur einen Quermassenstrom induziert, wenn sich der Drahtquerschnitt genau im Spalt zwischen zwei Stäben befindet.

Des Weiteren wird bei anderen Modellen evaluiert, welchen Anteil des Axialmassenstroms die Drahtwendeln in einen benachbarten Unterkanal transferieren. Bei dem von Chen et al. [31] beschriebenen Modell werden sechs Positionen unterschieden, bei denen sich der Drahtquerschnitt vollständig in einem der sechs einen Brennstab umgebenden Zentralkanälen befindet. Dabei wird davon ausgegangen, dass eine Änderung des hydraulischen Durchmessers Fluid gleichmäßig über die drei Spalte in die angrenzenden Unterkanäle verdrängt. Der hierbei pro axialer Länge, in diesem Fall dem Sechstel einer Ganghöhe, ausgetauschte Massenstrom w_{ij} lässt sich angeben als:

$$w_{ij} = \frac{M_{quer}}{\Delta z_{ax}} = \frac{\frac{1}{3} \cdot \rho \cdot (A_{ax,0} \cdot v_{ax,0} - A_{ax,c} \cdot v_{ax,c})}{\frac{1}{6} \cdot H}, \quad (4.21)$$

wobei A_{ax} die axiale Querschnittsfläche und v_{ax} die Axialgeschwindigkeit sind. Dabei bedeutet der Index "0", dass sich der Drahtquerschnitt nicht im Unterkanal befindet, und der Index "c", dass der Draht im Unterkanal präsent ist. Das Verhältnis aus Quermassenstromdichte zu Axialmassenstromdichte wird durch die die Mischung

beschreibende Stanton-Zahl St_{ij} beschrieben:

$$St_{ij} \cdot \rho \cdot \overline{v_{ax}} = \frac{w_{ij}}{d}, \quad (4.22)$$

mit:

$$\overline{v_{ax}} = \frac{(v_{ax,0} + v_{ax,c})}{2}. \quad (4.23)$$

Diese dimensionslose Kennzahl lässt sich je nach Anwendungsgebiet auf verschiedene Weise definieren, wird aber in der Regel zur Charakterisierung oszillierender Prozesse verwendet. Sie lässt sich durch Umformen und Einsetzen mit den vorangegangenen Gleichungen ausdrücken als:

$$St_{ij} = \frac{4 \cdot A_{ax,0} \cdot \left[1 - \left(\frac{A_{ax,c} \cdot v_{ax,c}}{A_{ax,0} \cdot v_{ax,0}} \right) \right]}{H \cdot d \cdot \left[1 + \left(\frac{v_{ax,c}}{v_{ax,0}} \right) \right]}. \quad (4.24)$$

Unter der Annahme eines gleichmäßigen Druckgradienten über den Bündelquerschnitt und eines Druckverlustkoeffizienten nach Gl. (4.10) ergibt sich folgendes Verhältnis der Axialgeschwindigkeiten:

$$\frac{v_{ax,c}}{v_{ax,0}} = \left(\frac{d_{h,c}}{d_{h,0}} \right)^{\frac{(1-m)}{(2+m)}}. \quad (4.25)$$

Die Stanton-Zahl St_{ij} ist dann in nachfolgender Formulierung ausschließlich von der Geometrie abhängig:

$$St_{ij} = \frac{4 \cdot A_{ax,0}}{H \cdot d} \cdot \left[1 - \frac{A_{ax,c}}{A_{ax,0}} \left(\frac{d_{h,c}}{d_{h,0}} \right) \right]^{\frac{(1-m)}{(2+m)}} \cdot \left[1 + \left(\frac{d_{h,c}}{d_{h,0}} \right) \right]^{-\frac{(1-m)}{(2+m)}}. \quad (4.26)$$

Häufig wird auch eine sogenannte Effektivität δ verwendet, um die von der Drahtwendel verursachte Querströmung zu ermitteln. Sie stellt eine Beziehung zwischen dem sich einstellenden Strömungswinkel φ und dem Anstellwinkel Θ der Mittelachse der Drahtwendel relativ zur Stabmittelachse her. Hoffmann und Baumgärtner [66] geben nachfolgende Formel zur Beschreibung der Strömung in den Randkanälen an:

$$\frac{w_{ij}}{M_{ax}} = \delta \cdot \frac{\pi \cdot D}{A_{ax}} \cdot \frac{s}{H}. \quad (4.27)$$

Diese lässt sich umformen zu:

$$\frac{v_{quer}}{v_{ax}} = \delta \cdot \frac{\pi \cdot D}{H}. \quad (4.28)$$

Mit den Definitionen des Strömungswinkels φ :

$$\tan \varphi = \frac{v_{quer}}{v_{ax}} \quad (4.29)$$

und des Anstellwinkels Θ :

$$\tan \Theta = \frac{\pi \cdot D}{H} \quad (4.30)$$

folgt:

$$\tan \varphi = \delta \cdot \tan \Theta. \quad (4.31)$$

Wei [152] benutzt bei der Darstellung des Quermassenstroms im FULMIX-Code:

$$M_{quer} = \delta \cdot \pi \cdot d \cdot (D + d) \cdot \frac{\Delta z_{ax}}{H} \cdot \frac{M_{ax}}{A_{ax}} \quad (4.32)$$

eine geringfügig andere Definition des Anstellwinkels Θ :

$$\tan \Theta = \frac{\pi \cdot (D + d)}{H}. \quad (4.33)$$

Die Repräsentation des Austauschmassenstroms im Programm COBRA IIIC [124] ist auf die axiale Höhe eines Kontrollvolumens bezogen:

$$w_{ij} = \frac{M_{quer}}{\Delta z_{ax}} = \delta \cdot \pi \cdot (D + d) \cdot \frac{s}{\Delta z_{ax}} \cdot \frac{M_{ax}}{A_{ax}} \quad (4.34)$$

Sie unterscheidet sich aber ansonsten nicht von den obigen Definitionen.

Heinecke [131] verwendet das Verhältnis der von der Drahtwendel versperrten Querschnittsfläche A_{Draht} in rot zu der cyanfarbenen, unversperrten Querschnittsfläche eines Unterkanals ohne Draht gemäß Abb. 4.1 für seinen Ausdruck des Quermassenstroms:

$$M_{quer} = \delta \cdot \frac{A_{Draht}}{A_{ax}} \cdot \frac{M_{ax}}{0,25 \cdot H}. \quad (4.35)$$

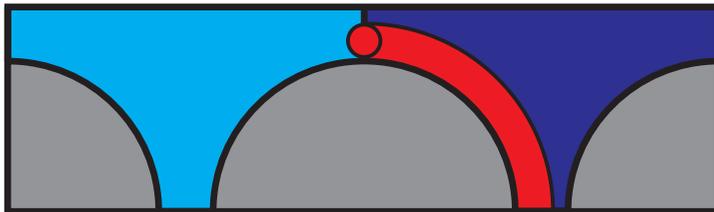


Abbildung 4.1: Skizze zur Definition des Quermassenstroms nach Heinecke [131].

Magee [96] benutzt eine zu Gl. (4.35) im Aufbau analoge, jedoch leicht abweichende Formulierung:

$$M_{quer} = \delta \cdot M_{ax} \cdot \frac{A_{Draht}}{A_{ax}} \cdot \frac{\Delta z}{H}. \quad (4.36)$$

Weiterhin kann der Quermassenstrom kontinuierlich und von der lokalen Winkelposition des Drahtes abhängig beschrieben werden. Graves und Catton [54] gehen ebenfalls davon aus, dass die Drahtwendeln mit ihrer stromaufwärts gelegenen Druckseite Fluid durch die übrigen beiden Spalte in die benachbarten Unterkanäle verdrängen, wenn sie in einen Unterkanal eindringen. Im Gegensatz zu auf spezielle axiale Positionen limitierten, lokalen Impulse wird mit der nachfolgenden Formel die Quergeschwindigkeit $v_{quer,Zentral}$ zwischen zwei Zentralkanälen kontinuierlich und in ihrer Intensität von der Höhe abhängig beschrieben:

$$v_{quer,Zentral} = \delta \cdot v_s \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi}{H} \cdot z + \gamma\right) \quad (4.37)$$

mit der durch die Druckseite des Drahtes induzierten Quergeschwindigkeitskomponente v_s :

$$v_s = \pi \cdot \frac{D + d}{H} \cdot \overline{v_{ax,B}}. \quad (4.38)$$

γ ist ein für die drei Spalte jeweils verschiedener Phasenwinkel.

Wie bereits diskutiert, bildet sich stromaufwärts der Drahtwendel ein Gebiet erhöhten Druckes aus und aufgrund des Druckverlusts, wenn die Strömung über den Draht fließt, stromabwärts eine Region geringeren Druckes. Nach Hanson und Tordreas [58] ist die Druckabsenkung ungefähr dreimal stärker als der Druckaufbau. Chiu et al. [40] entwickelten deshalb ein Modell, welches die saugende Wirkung des Nachlaufgebietes als maßgeblichen Effekt für die Querströmung berücksichtigt. Mit der Annahme, dass der Formdruckverlust über die Drahtwendel dem lateralen Druckgradienten zwischen zwei Unterkanälen entspricht, erhielten die Autoren folgende Beziehung:

$$= C_{Chiu} \cdot \left(\frac{A_{Draht,ell.}}{A_{ax,0}}\right)^{0,5} \cdot \left(\frac{P - D}{P}\right)^{n_{Chiu}} \cdot \frac{\frac{w_{ij} \cdot H}{M_{ax}} \cdot P}{\sqrt{(\pi \cdot P)^2 + H^2}} \cdot \frac{(P - D) \cdot H}{A_{ax,0}}. \quad (4.39)$$

Hierbei sind $A_{Draht,ell.}$ die projizierte, elliptische Querschnittsfläche des Drahtes und $A_{ax,0}$ die axiale Querschnittsfläche des Unterkanals ohne Berücksichtigung des Drahtes. In Tabelle 4.1 sind die jeweiligen Werte für die Konstanten C_{Chiu} und n_{Chiu} für den Austausch zwischen zwei Zentralkanälen bzw. zwischen zwei Randkanälen aufgelistet. Diese Konstanten haben Gültigkeit für $1,06 < P/D < 1,31$ und $4 < H/D < 52$.

	Zentral \Leftrightarrow Zentral	Wand \Rightarrow Wand
C_{Chiu}	0,562	10,5
n_{Chiu}	-0,5	0,35

Tabelle 4.1: Experimentell bestimmte Konstanten für Gl. (4.39) nach [40].

Graves und Catton [54] lösen in ihrem Programm zur Unterkanalanalyse ausschließlich die nachfolgend aufgeführte Formulierung der Energiegleichung mit der Enthalpie als der zu erhaltenden Größe:

$$\nabla \cdot (\rho \cdot \vec{v} \cdot h) = \nabla \cdot (\lambda + \rho \cdot c_p \cdot \epsilon_h) \nabla T + Q. \quad (4.40)$$

Unter Vernachlässigung der Wärmeleitung in axialer z-Richtung lässt sich Gl. (4.40) in differentieller Schreibweise ausdrücken als:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \cdot v_{ax} \cdot h)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial x}(\lambda + \rho \cdot c_p \cdot \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}(\lambda + \rho \cdot c_p \cdot \epsilon_h) \frac{\partial T}{\partial y} \\ &- \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot v_{quer,x} \cdot h) - \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v_{quer,y} \cdot h) + Q, \end{aligned} \quad (4.41)$$

mit dem Ausdruck für die kinematische Wirbelviskosität ϵ_h :

$$\epsilon_h = (B_1 \cdot Re^{B_2} + B_3) \cdot \overline{v_{ax}} \cdot (P - D) \quad (4.42)$$

Dabei sind B_1 , B_2 und B_3 empirische Konstanten und $\overline{v_{ax}}$ die mittlere Axialgeschwindigkeit. Die Quergeschwindigkeiten für die Zentralkanäle $v_{quer,Zentral}$ berechnen sich nach Gl. (4.37) und die Daten für die Randkanäle zu:

$$v_{quer,Rand} = \sum B_4 \cdot v_{quer,Zentral} + B_5. \quad (4.43)$$

Durch die Summation wird der Tatsache Rechnung getragen, dass in Abhängigkeit der Lage der jeweiligen Unterkanäle entweder Fluid vom Zentrum in die Randregion geleitet wird oder umgekehrt. Von den beiden Konstanten justiert B_4 die Quergeschwindigkeit und B_5 sorgt dafür, dass eine gewisse Mindestgeschwindigkeit vorherrscht.

Nach Cheng und Todreas [35] besitzt die von ihnen verwendete, dimensionslose Wirbelviskosität ϵ^* aus Gl. (4.57) die gleiche physikalische Bedeutung wie die Stanton-Zahl nach Todreas und Turi [143]:

$$\epsilon^* = St_{ij} = \frac{w_{ij}}{m_i \cdot s}. \quad (4.44)$$

Der häufig für die Beschreibung des ungerichteten Queraustauschs infolge Turbulenz oder makroskopischer Pulsationen zwischen benachbarten Unterkanälen verwendete Austauschkoefizient β_{turb} lässt sich für die durch Drahtwendeln induzierten, alternierenden Querströmungen ein analoger Koeffizient β_{Draht} über w_{ij} oder St_{ij} definieren als:

$$\beta_{Draht} = \frac{w_{ij}}{\frac{1}{2} \cdot (m_i + m_j) \cdot s} = St_{ij} \cdot \frac{m_i}{\frac{1}{2} \cdot (m_i + m_j)} \quad (4.45)$$

Dabei gilt $\beta_{Draht} = St_{ij} = St_{ji}$ für den Austausch zwischen 2 Zentralkanälen, da hier $m_i = m_j$ gilt. Jedoch ist $\beta_{Draht} \neq St_{ij} \neq St_{ji}$ für den Austausch zwischen

einem Zentral- und einem Randkanal, da dann $m_i \neq m_j$ ist.

Auf Millhollen und Sutey [101] geht die einzige Korrelation für β_{Draht} zurück, welche während des Betriebs eines Reaktors, in diesem Fall dem EBR-II (**E**xperimental **B**reeder **R**eactor), ermittelt wurde:

$$\beta_{Draht} = 0,0124 \cdot \frac{d_h}{s} \cdot Re^{-0,1} \quad (4.46)$$

Rogers und Tarasuk [122] führen nachfolgende Formel für die Stanton-Zahl ein:

$$St_{ij} = \left(4 \cdot \frac{f_i}{\zeta_{lat}} \cdot \frac{y_{ij}}{d_{h,i}} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (4.47)$$

mit dem axialen Druckverlustkoeffizienten f_i , der Distanz zwischen den zwei Mittelpunkten benachbarter Unterkanäle y_{ij} und einem lateralen Druckverlustkoeffizienten ζ_{lat} gemäß:

$$\zeta_{lat} = K_1 \cdot \left(\frac{H}{D} \right)^{K_2}. \quad (4.48)$$

K_1 und K_2 sind von der Geometrie abhängige Konstanten. Suh und Todreas [141] haben experimentell laterale Druckverluste für quadratische und hexagonale Anordnungen bestimmt.

Besonders bei vorherrschender Mischkonvektion werden thermische Strahlen dominant. Nishimura et al. [105] hatten folgende Wirbelviskosität ϵ_M für die Berücksichtigung solcher Strahlen angegeben:

$$\epsilon_M = \epsilon_M^* \cdot v_{ax} \cdot \eta_{lat}, \quad (4.49)$$

mit der lateralen Mischungslänge η_{lat} und der dimensionslosen Wirbelviskosität ϵ_M^* :

$$\epsilon_M^* = 0,1 \cdot \left(\frac{s}{D} \right)^{-0,5} \cdot \left(\frac{Gr_{\Delta T}}{Re_B} \right). \quad (4.50)$$

Dazu wurde die Reynolds-Zahl des gesamten Bündels Re_b verwendet und die Auftriebseffekte charakterisierende, dimensionslose Grashof-Zahl in der nachfolgenden Schreibweise:

$$Gr_{\Delta T} = \frac{g \cdot \rho^2 \cdot \beta_{th} \cdot \left(\frac{\Delta T_B |_0^L}{L} \right) \cdot d_{h,B}^4}{\mu^2}. \quad (4.51)$$

β_{th} ist in diesem Fall der thermische Ausdehnungskoeffizient des Fluids, g die Erdbeschleunigung und $\Delta T_B |_0^L$ der axiale Temperaturgradient über das gesamte Bündel.

4.2 Modellierung des Fluidraums

Drahtwendeln als Abstandshalterkonzept beeinflussen die Formgebung eines Brennelements. So muss der Spalt zwischen einem Brennstab und einer Kastenwand die gleichen Abmessungen haben wie der Spalt zwischen zwei benachbarten Stäben. Eine Konsequenz davon ist, dass die durchströmte, axiale Querschnittsfläche in den Randkanälen etwas größer ist als notwendig. Demzufolge stellen sich in den Randkanälen im Vergleich zu den Zentralkanälen geringere Axialdruckverluste ein. Als Folge davon wird Fluid in die Randkanäle gesaugt und erhöht damit den Massenstrom in diesen Regionen. Diese Umverteilung der Strömung und die zusätzlichen Wärmeverluste durch die Brennelement- bzw. Moderatorkastenwände bewirken eine geringere Aufheizung des Kühlmittels in den Randkanälen als in den Zentralkanälen.

Um diesem Nachteil bei der Verwendung von Drahtwendeln im HPLWR-Brennelement entgegenzuwirken, wird ein Design mit zu den Brennstäben hin eingewölbten Kastenwänden vorgeschlagen. Dieses inhärente Problem ist bei quadratischer Stabanordnung gravierender als bei der hexagonalen Variante, da hier die Unterschiede in den Querschnittsflächen zwischen Rand- und Zentralkanälen größer sind als im letzteren Fall. Bereits in der Entwicklung von Brüterbrennelementen wurden eingewölbte Kastenwände untersucht, wie die Geometrien zeigen, welche der Arbeit von Cevolani [30] zugrunde lagen. Bei der den numerischen Untersuchungen von Dearing et al. [46] mit zwei verschiedenen Unterkanalprogrammen in einem mit Natrium gekühlten Brennelement zugrundeliegenden Geometrie wurden ebenfalls die Querschnittsflächen der Randkanäle durch gezielte Einwölbungen angepasst. Yang et al. [156] konnte zeigen, dass sich eine gleichmäßigere Kühlmitteltemperaturverteilung durch die Einführung von zusätzlichen Blockaden, welche den durchströmten Querschnitt verringern, erwirken lässt.

In dieser Arbeit wird der hydraulische Durchmesser und damit einhergehend die Querschnittsfläche der Randkanäle entsprechend modifiziert, um den sich dort gemäß der Druckverlustkorrelation von Rehme [116] einstellenden Druckverlust dem der Zentralkanäle anzugleichen. Diese für hexagonale wie für quadratische Anordnungen gleichermaßen gültige, empirische Korrelation ist nachfolgend aufgeführt:

$$\Delta p_{ax} = f_{Rehme} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{l}{d_h} \cdot \overline{v_{ax,B}}^2 \cdot F_{Rehme} \cdot \frac{U_{be,Stab\&Draht}}{U_{be,B}} \quad (4.52)$$

mit:

$$f_{Rehme} = \frac{64}{Re'} + \frac{0,0816}{Re'^{0,133}} \quad (4.53)$$

und

$$Re' = \overline{v_{eff}} \cdot \frac{\rho \cdot d_h}{\mu} = \overline{v_{ax,B}} \cdot \frac{\rho \cdot d_h}{\mu} \cdot \sqrt{F_{Rehme}}. \quad (4.54)$$

Dabei beschreiben Δp_{ax} den axialen Druckverlust, f_{Rehme} einen Druckverlustkoeffizienten, welcher über eine modifizierte Reynoldszahl Re' definiert ist. Diese lässt sich mit einer mittleren, effektiven Geschwindigkeit $\overline{v_{eff}}$, der Fluidichte ρ , dem hydraulischen Durchmesser d_h und der dynamischen Viskosität μ des Fluids berechnen. Die effektive Geschwindigkeit $\overline{v_{eff}}$ wird aus dem Produkt der mittleren Axialgeschwindigkeit im Bündel $\overline{v_{ax,B}}$ und der Wurzel eines Geometriefaktors F_{Rehme} gebildet. In diesen Faktor:

$$F_{Rehme} = \left(\frac{P}{D}\right)^{0,5} + \left[7,6 \cdot \frac{P}{H} \cdot \left(\frac{P}{D}\right)^2\right]^{2,16} \quad (4.55)$$

gehen als charakteristische Größen die Stabteilung, der Stabdurchmesser und die Ganghöhe der Drahtwendel ein. Die axiale Länge ist in diesem Fall gleich der Ganghöhe, $U_{be,Stab\&Draht}$ ist der benetzte Umfang des Stabbündels (Stäbe und Drähte) und $U_{be,B}$ der gesamte, benetzte Umfang des Brennelements einschließlich der Kastenwände.

Abb. 4.2 links präsentiert das HPLWR-Brennelement mit geraden Seitenwänden nach Hofmeister et al. [67] mit Drahtwendelabstandshaltern, Abb. 4.2 rechts die Geometrie mit den vorgeschlagenen, eingewölbten Kastenwänden. Bei dem gewellten Design sind die axialen Querschnittsflächen der Randkanäle auf ca. 75% der entsprechenden Querschnittsflächen aus Abb. 4.2 links reduziert und der sich in Abb. 4.2 rechts einstellende, hydraulische Durchmesser ist somit ca. 27% geringer als beim Referenzdesign mit geraden Wänden.

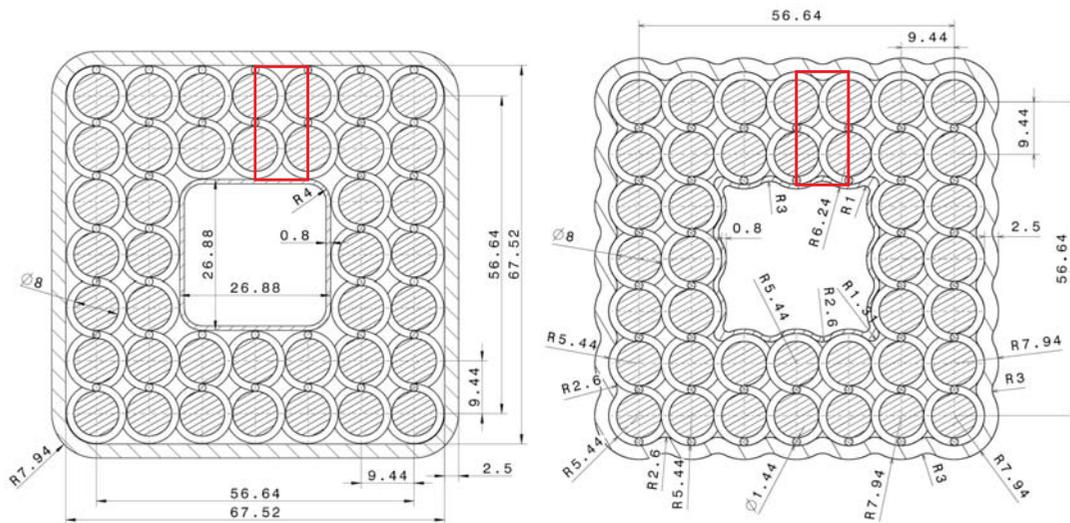


Abbildung 4.2: Links: Referenzdesign mit geraden Kastenwänden; Rechts: Vorgeschlagenes Design mit gewellten Kastenwänden.

P [mm]	D [mm]	H _{ref} [mm]	d [mm]	P/D	H _{ref} /D	d/D	
9,44	8	200	1,34	1,18	25	0,168	4,58

Tabelle 4.2: Geometrische Daten des HPLWR-Brennelements.

Tabelle 4.2 fasst die wichtigsten, geometrischen Daten und Verhältnisse des HPLWR-Brennelements mit Drahtwendelabstandshaltern zusammen.

In den nachfolgenden Untersuchungen werden die jeweils markierten Ausschnitte der beiden vorgeschlagenen Bündelgeometrien aus Abb. 4.2 links und Abb. 4.2 rechts für das HPLWR-Brennelement verwendet.

4.3 Aufbau des CFD-Modells

Die im Folgenden modellierten Fluidräume bestehen aus jeweils einem zwischen zwei Randkanälen eingebetteten Zentralkanal. Hierbei sind die Stäbe mit einem Durchmesser von $D = 8\text{mm}$ bei einer Stabteilung von $P = 9,44\text{mm}$ quadratisch angeordnet. Dies resultiert in einer Spaltweite von $s = 1,44\text{mm}$ und $P/D = 1,18$. Da es während des Betriebes zu Wärmedehnungen und strahlungsinduziertem Schwellen der Drähte und Hüllrohre kommt, wird der Drahtdurchmesser zu $d = 1,34\text{mm}$ etwas kleiner als die Spaltweite gewählt, um ein Verklemmen zu vermeiden. Da sich das Drahtdurchmesser-zu-Spaltweite-Verhältnis mit $d/s = 0,93$ als kleiner ergibt, ist es im Gegensatz zu den in Kapitel 3.2 beschriebenen Modellen nicht notwendig, Kuppen an der Stelle aus dem Draht zu schneiden, an der ein Draht einen Nachbarstab berühren würde. Wiederum ist der Übergang zwischen Draht- und Staboberfläche vereinfacht wiedergegeben, um zu kleine Zellwinkel in diesen Regionen zu vermeiden. Die axiale Länge erstreckt sich über eine axiale Ganghöhe der Drahtwendeln, welche in Kapitel 4.4.3 variiert wird. Für die Referenzganghöhe von $H_{ref} = 200\text{mm}$ errechnet sich ein Verhältnis von $H_{ref}/D = 25$. Wie schon im Falle der Simulationen zur Verifikation der numerischen Methode wird großer Wert auf eine möglichst hohe Zelldichte in lateraler Richtung gelegt. Dies dient der genauen Reproduktion der Quergeschwindigkeitsprofile auf den Spaltquerschnittsflächen. Mit ihrer Kenntnis lassen sich die Mischungsraten zwischen den untersuchten Unterkanälen quantifizieren. Dazu wird zunächst analog zu Kapitel 3.2 die Geometrie auf ein Fünftel der axialen Referenzlänge komprimiert. Ein hybrides Volumennetz, bestehend aus Tetraederzellen im Kern, umgeben von einer einzelnen Schicht Prismenzellen, wird anschließend automatisch erzeugt. Diese Netztopologie bietet im Gegensatz zu "trimmed cells" Vorteile beim Strecken einer bereits vernetzten Geometrie, wie es bei einer Variation der Ganghöhe erforderlich wird. Auf die Ein- und Auslassflächen sowie hier auch auf die seitlichen Schnittflächen in den Spaltregionen

wird zusätzlich jeweils eine blockstrukturierte Hexaederschicht gekoppelt. Die Netztopologie sowie die aufgeprägten Randbedingungen sind identisch für das Design mit geraden Seiten wie für die gewellte Variante. Tabelle 4.3 fasst den Aufbau der beiden beschriebenen Fluiddomänen zusammen:

	Fluidzellen	Tetraeder	Prismen	Hexaeder
gerade Wände	948.311	839.853	89.178	19.280
gewellte Wände	794.198	686.074	88.496	19.628

Tabelle 4.3: Aufbau der untersuchten numerischen Modelle.

Die Prismenschicht ist notwendig, um die y^+ -Werte im Hinblick auf die Verwendung des kubisch-nichtlinearen high-Reynolds Turbulenzmodells nach Baglietto et al. [14] in Verbindung mit der Standard-Wandfunktion entsprechend einzustellen. Dieses Schließungsmodell hat sich in Kapitel 3.4.2 als am geeignetsten herausgestellt, die Strömungsstruktur und insbesondere den Axialdruckverlust akkurat wiederzugeben.

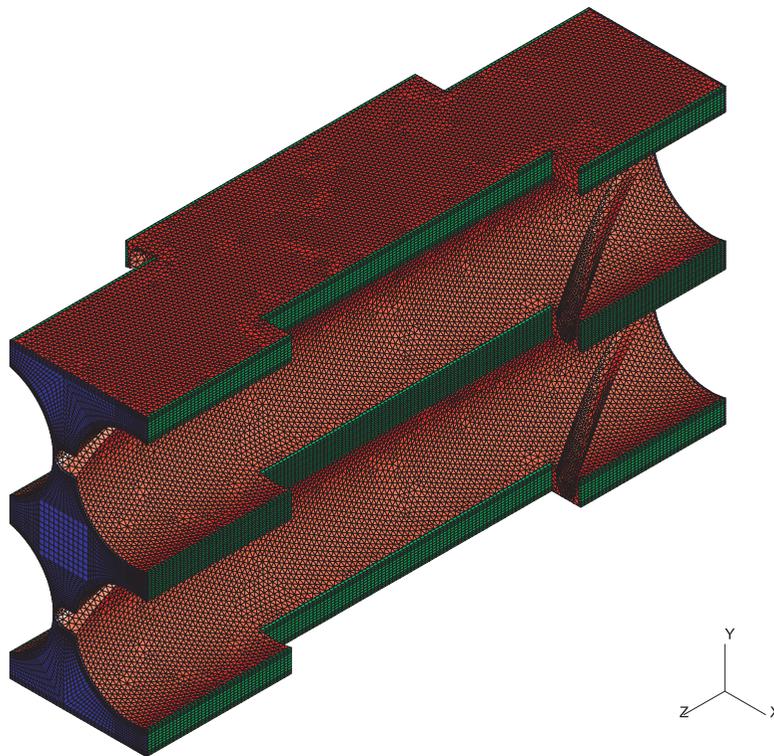


Abbildung 4.3: Zelltypen des numerischen Rechengitters am Beispiel des Modells mit geraden Kastenwänden.

In Abb. 4.3 sind die verschiedenen Zelltypen entsprechend eingefärbt. Rot wiedergegeben sind die Prismenzellen um den Tetraederkern, blau die Hexaederzellen. Grün

dargestellt sind die seitlich angeordneten blockstrukturierten Hexaederzellen, welche die Implementierung von partialzyklischen Randbedingungen ermöglichen.

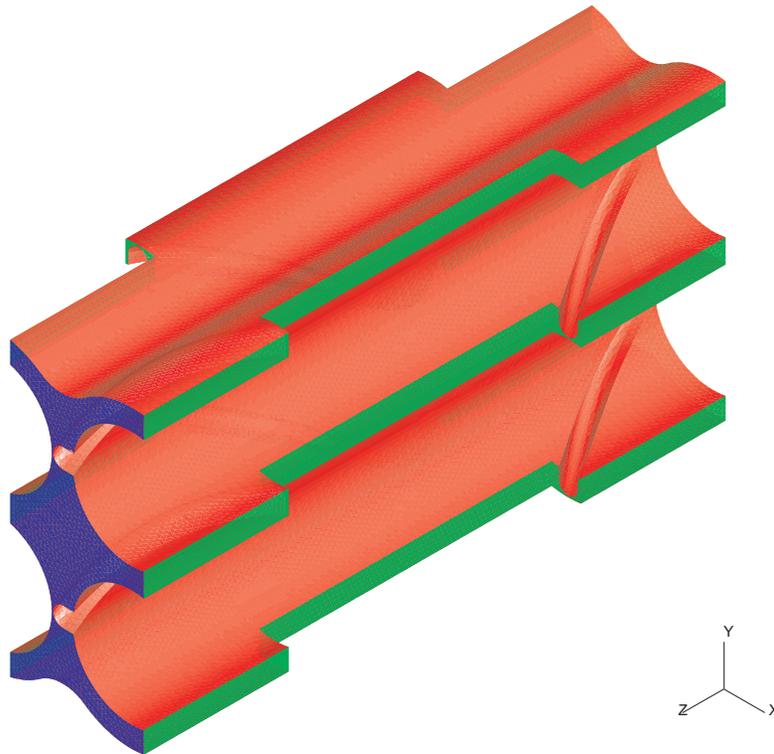


Abbildung 4.4: Implementierte Randbedingungen am Beispiel des Modells mit gewellten Kastenwänden.

Die farblich gekennzeichneten Randbedingungen sind Abb. 4.4 zu entnehmen. Rot sind die Stab- und Drahtoberflächen sowie die Kastenwände zu erkennen, auf denen die Haftbedingung gilt. Die Ein- und Auslassflächen mit ihren partialzyklischen Randbedingungen sind blau hinterlegt. Für sie wird in Analogie zu Kapitel 3.2 der eintretende bzw. der austretende Massenstrom vorgegeben und damit stellt sich der Axialdruckverlust im Fluidraum entsprechend ein. Um den Einfluss lateraler Druckgradienten auf die vorherrschenden Strömungsverhältnisse untersuchen zu können, sind die grün hervorgehobenen Schnittflächen in den seitlichen Spaltregionen ebenfalls mit partialzyklischen Randbedingungen beaufschlagt. Über sie lässt sich damit eine beliebige Druckdifferenz, analog zu dem vorgegebenen Massenstrom in axialer Richtung, anlegen. Somit besitzen die gegenüberliegenden Seitenflächen identische skalare Größen wie Geschwindigkeitskomponenten und turbulente Größen sowie gleiche, sich lediglich um die angelegte Druckdifferenz unterscheidende Druckprofile.

Für diese stationären Berechnungen wird wie schon in Kapitel 3.2 der "SIMPLE"-Algorithmus zur zeitlichen Diskretisierung verwendet. Zur räumlichen Diskreti-

sierung findet das MARS-Verfahren Anwendung, wie vom Benutzerhandbuch der Software STAR-CD[©] empfohlen [29].

Als Kriterium, bei dem von einer konvergierten Lösung ausgegangen werden kann, wird eine Änderung der Residuen der berechneten Strömungsgrößen zwischen zwei Iterationen von $Res = 10^{-4}$ festgesetzt. Eine deutliche Herabsetzung dieses Kriteriums um zwei Größenordnungen führt zu einem schwingenden Verhalten der Residuen im Bereich der Größenordnung $Res = 10^{-6}$. Dieses Verhalten ist auf die Verwendung der großen Anzahl an Tetraederzellen zurückzuführen und es ist zu erwarten, dass das Konvergenzkriterium bei ausschließlicher Verwendung von Hexaederzellen weiter gedrückt wird. Die jeweils erzielten Ergebnisse unterscheiden sich jedoch nur marginal und demzufolge wird für die nachfolgenden Sensitivitätsstudien eine Änderung der Residuen von $Res = 10^{-4}$ als ausreichend erachtet.

Die Stoffeigenschaften sind als konstant angenommen, was insbesondere für die Überhitzerregionen eine akzeptable Vereinfachung darstellt. In Verdampferbrennelementen ist es nahe dem pseudo-kritischen Punkt eine eher grobe Abschätzung. In allen nachfolgenden Simulationen wird die modellierte Geometrie aus einem Zentralkanal mit zwei benachbarten Randkanälen von einem konstanten Massenstrom von $M_{tot} = 0,124 kg/s$ durchströmt. Etwaige Modifikationen in der Massenstromverteilung, hervorgerufen durch die Einführung von Blenden an den Brennelementeintritten, werden in der vorliegenden Arbeit nicht berücksichtigt.

4.4 Fluidaustausch zwischen benachbarten Unterkanaltypen

4.4.1 Mathematische Beschreibung der Quervermischung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Modelle zur Evaluation der Kühlmittelvermischung zwischen aneinandergrenzenden Unterkanälen benötigen detaillierte Quergeschwindigkeitsverläufe über den Spaltflächen. Da wie schon zur Verifikation der numerischen Methode unstrukturierte, numerische Rechengitter Anwendung finden, wird die in Kapitel 3.3 beschriebene Methode der Volumenmittelung zur Datenextraktion benutzt.

Nach Cheng und Todreas [35] kann der Wärmetransport zwischen zwei Unterkanälen durch die nachfolgende Gleichung approximiert werden:

$$q_{ij} \cdot s = \overline{M_{quer}} \cdot (h_i - h_j) = \frac{\rho \cdot s \cdot \epsilon \cdot (h_i - h_j)}{P}. \quad (4.56)$$

Dabei ist q_{ij} die Wärmestromdichte durch die Spaltquerschnittsfläche, $\overline{M_{quer}}$ ein Quermassenstrom pro axialer Länge, welcher aus den Mittelwerten der Quermassenströme $\widehat{M_{quer}}$ aus Gl. (3.36) gebildet wird, und h die Enthalpie des Fluids. Die durch die Drahtwendel verbesserte Durchmischung der Strömung wird durch eine erhöhte Wirbelviskosität ϵ modelliert. Diese lässt sich als ϵ^* dimensionslos schreiben zu:

$$\epsilon^* = \frac{\epsilon}{\langle v_{ax} \rangle \cdot P} = \frac{\overline{M_{quer}}}{\rho \cdot \langle v_{ax} \rangle} \begin{cases} > 0 \text{ für : } \overline{M_{quer}}^+ \\ < 0 \text{ für : } \overline{M_{quer}}^- \end{cases} \quad (4.57)$$

mit:

$$\overline{M_{quer}} = \begin{cases} \overline{M_{quer}}^+ = \frac{\rho \cdot s}{k^+ \cdot \Delta z_{ax}} \cdot \left(\sum_k \max(0, \widehat{v_{n,k}}) \cdot \Delta z_{ax} \right) \\ \overline{M_{quer}}^- = \frac{\rho \cdot s}{k^- \cdot \Delta z_{ax}} \cdot \left(\sum_k \max(0, -\widehat{v_{n,k}}) \cdot \Delta z_{ax} \right). \end{cases} \quad (4.58)$$

Der Tatsache, dass die Strömungsrichtung durch die Spaltquerschnitte über der Höhe alterniert, wird durch positive und negative Werte für ϵ^* Rechnung getragen. Das Vorzeichen von ϵ^* ist abhängig vom Vorzeichen der Quermassenströme $\overline{M_{quer}}^+$ und $\overline{M_{quer}}^-$ in den lokalen Koordinatensystemen der modellierten Geometrien aus Kapitel 4.3. Diese Massenströme lassen sich bestimmen, indem man zunächst den Fluidraum in axialer Richtung in äquidistante Kontrollvolumen der Anzahl k unterteilt. Die nachfolgend definierten Variablen k^+ und k^- bestimmen dabei die Kontrollvolumen der jeweilig vorherrschenden Strömungsrichtung:

$$k^+ = \sum_k \max(0, \text{sgn}(\widehat{v_{n,k}})) \quad (4.59)$$

bzw.

$$k^- = \sum_k \max(0, \text{sgn}(-\widehat{v_{n,k}})). \quad (4.60)$$

$\overline{\langle v_{ax} \rangle}$ ist die über die gesamte Anzahl der Kontrollvolumen gemittelte Axialgeschwindigkeit:

$$\overline{\langle v_{ax} \rangle} = \frac{1}{k} \cdot \sum_k (\langle v_{ax} \rangle_k), \quad (4.61)$$

gebildet aus den volumengemittelten Werten $\langle v_{ax} \rangle$ für die jeweiligen Kontrollvolumen k , ermittelt gemäß:

$$\langle v_{ax} \rangle = \frac{\sum_i (v_{ax,i} \cdot V_i)}{\sum_i V_i} \quad (4.62)$$

aus den individuellen Werten der Axialgeschwindigkeiten v_{ax} in den Zellvolumen.

In den Randkanälen erzeugen die Drahtwendeln eine übergeordnete, helixförmige Strömung. Da sich hier keine alternierenden Strömungen einstellen, ist die Transferate C ein Maß für den innerhalb einer Ganghöhe transferierten Netto-Massenstrom über die entsprechenden Spalte zwischen zwei Randkanälen:

$$C = \frac{\widehat{v}_n}{\langle v_{ax} \rangle} \quad (4.63)$$

mit den analog zu Gl. (4.61) gemittelten Werten für die volumengemittelten Quergeschwindigkeiten \widehat{v}_n für die Kontrollvolumen.

In längsdurchströmten Stabbündeln ohne Abstandshalter induzieren die aufgrund von Reibung hervorgerufenen Wandschubspannungen Sekundärströmungen. Renk-sizbulut und Haller [118] hatten dieses Phänomen für eine der hier verwendeten Geometrie sehr ähnlichen Konfiguration aus Rand- und Zentralkanälen experimentell untersucht. Dass solche Strömungsstrukturen auch im HPLWR-Brennelement ohne Abstandshalter zu erwarten sind, konnten Laurien und Wintterle [89] numerisch nachweisen.

Rogers und Tahir [121] hatten den Zusammenhang zwischen Sekundärströmungen innerhalb von Unterkanälen und Strömungspulsationen über Spaltquerschnitte studiert. Die als Sekundärströmungen bezeichneten Strömungszirkulationen begünstigen die Fluidvermischung innerhalb eines Unterkanals, indem sie Turbulenz vom Inneren des Unterkanalquerschnitts zur Spaltregion transportieren und auf dem Rückweg den Wärmeübergang von dem Hüllrohr an das Kühlmedium verbessern. Dabei wird jedoch der engste Spaltquerschnitt nicht überquert. Vonka [148] hatte diese Sekundärwirbel in einem hexagonalen Stabbündel mit LDA experimentell nachweisen können. Maßgeblich zum Queraustausch zwischen benachbarten Unterkanälen tragen periodische Pulsationsströmungen bei, wie Rowe et al. [125] nachweisen konnten. Diese Querströmungen werden durch großskalige Wirbelballen hervorgerufen, die sich an einer Grenzfläche, hier dem engsten Spaltquerschnitt zwischen zwei Stäben bzw. einem Stab und einer Wand, abschälen und somit einen Fluidaustausch zur Folge haben. Diese Grenzflächen trennen Gebiete verschiedener Relativgeschwindigkeit, basierend auf unterschiedlicher Reibung oder durch ungleiche Wärmezufuhr entstehende Dichteunterschiede in benachbarten Unterkanälen. Beide dieser für Stabbündel typischen Phänomene treten verstärkt bei kleinen Spaltweite-zu-Stabdurchmesser-Verhältnissen auf und reduzieren nach Rogers und Tahir [121] die Länge des axialen Mischungswegs. In den Experimenten von Meyer [100] gelang es, diese Wirbelstraßen visuell aufzulösen. Baglietto [8] sowie Vogt et al. [147] hatten dieses Strömungsverhalten mit Hilfe von URANS-Simulationen (**U**nsteady **R**eynolds **A**veraged **N**avier **S**tokes) analysiert.

In der vorliegenden Arbeit soll der Einfluss dieser turbulenten Fluktuationen durch

die Verwendung einer Péceltzahl Pe bewertet werden. Diese dimensionslose Kennzahl beschreibt das Verhältnis aus konvektiv transportierter Wärme Q_{konv} zum durch turbulente Wärmeleitung induzierten, diffusiven Wärmetransport Q_{diff} :

$$\begin{aligned}
Pe &= \frac{Q_{konv}}{Q_{diff}} \\
&= \frac{\rho \cdot \left(\frac{1}{k^+} \cdot \sum_k \max(0, \widehat{v}_{n,k}) \right) \cdot A_{Spalt} \cdot c_p \cdot \Delta T}{\overline{\lambda}_t \cdot \left(\frac{A_{Spalt}}{P} \right) \cdot \Delta T} \\
&\quad + \frac{\rho \cdot \left(\frac{1}{k^-} \cdot \sum_k \max(0, -\widehat{v}_{n,k}) \right) \cdot A_{Spalt} \cdot c_p \cdot \Delta T}{\overline{\lambda}_t \cdot \left(\frac{A_{Spalt}}{P} \right) \cdot \Delta T} \\
&= \frac{P}{\overline{a}_t} \cdot \left(\frac{1}{k^+} \cdot \sum_k \max(0, \widehat{v}_{n,k}) + \frac{1}{k^-} \cdot \sum_k \max(0, -\widehat{v}_{n,k}) \right).
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Die Variable A_{Spalt} ist dabei die engste Spaltquerschnittsfläche, c_p die spezifische Wärmekapazität des Fluids, ΔT eine Temperaturdifferenz und \overline{a}_t die über den Fluidraum gemittelte, turbulente, thermische Diffusivität. Sie lässt sich gemäß nachfolgender Gleichung als Funktion der turbulenten Wärmeleitfähigkeit $\overline{\lambda}_t$ ausdrücken:

$$\overline{a}_t = \frac{\overline{\lambda}_t}{\rho \cdot c_p} = \frac{\overline{\mu}_t}{\rho \cdot Pr_t}. \tag{4.65}$$

Mit der als konstant angenommenen, turbulenten Prandtlzahl $Pr_t = 0,9$ lässt sich $\overline{\lambda}_t$ aus der turbulenten dynamischen Viskosität $\overline{\mu}_t$ bestimmen:

$$\overline{\lambda}_t = \frac{\overline{\mu}_t \cdot c_p}{Pr_t}. \tag{4.66}$$

$\overline{\mu}_t$ stellt den Mittelwert aus den volumengemittelten Werten $\widehat{\mu}_t$ für die einzelnen Kontrollvolumen dar und wird gemäß Gl. (4.61) ermittelt. Die für die Berechnung von $\widehat{\mu}_t$ notwendigen Daten der lokalen, turbulenten Viskositäten μ_t sind analog der Methode der Volumenmittelung Gl. (3.35) extrahiert worden. Die Werte dieser Strömungsgrößen sind direkt vom verwendeten Turbulenzmodell abhängig, da bei der Turbulenzmodellierung gerade die turbulente Viskosität explizit modelliert wird.

4.4.2 Visualisierung der Strömungsverhältnisse

Aufgrund des unterschiedlichen Effektes der Drahtwendeln auf die Strömung in den beiden Unterkanaltypen stellen sich demzufolge verschiedene Quergeschwindigkeitsprofile über die Spalte ein. Der Graph mit den schwarzen Quadraten in Abb.

4.5 zeigt das normierte Quergeschwindigkeitsprofil zwischen zwei Zentralkanälen für die Geometrie mit geraden Seitenwänden und einer Ganghöhe von $H_{ref} = 200\text{mm}$ bei einer Temperatur von $T = 390^\circ\text{C}$. Für diese und alle weiteren Strömungsgrößen in diesem Kapitel wurde bei der Datenextraktion ein Wert von $\Upsilon_{lat} = 3$ für Gl. (3.31) verwendet. Die Strömung ist alternierend und ändert ihre Richtung bei $z/H = 0,25$ sowie $z/H = 0,75$, wenn sich ein Draht gerade im Spalt befindet und diesen nahezu versperrt.

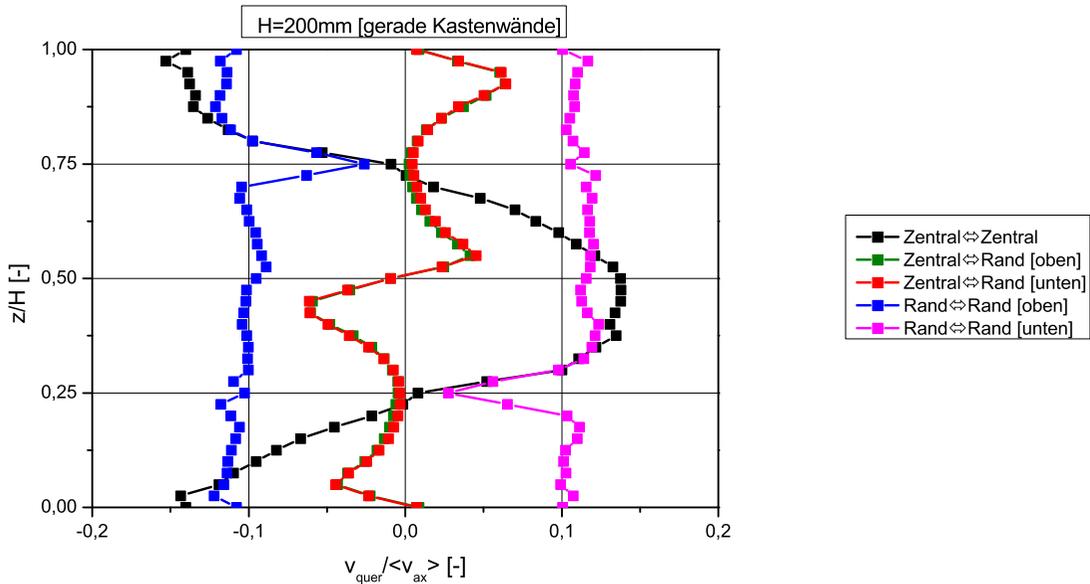


Abbildung 4.5: Normierte Quergeschwindigkeitsprofile über Spalte.

Die beiden Graphen mit den roten und grünen Quadraten repräsentieren den Massenaustausch zwischen dem Zentralkanal mit seinem entsprechend angrenzenden Randkanal. Wie erwartet, sind die Verläufe identisch und haben ihrerseits ihre Nulldurchgänge bei $z/H = 0$ bzw. 1 und $z/H = 0,5$. An diesen Stellen blockiert ein Draht die jeweiligen Austauschflächen fast komplett. Die Querströmung durch diese Spalte ist stark abhängig von der Drahtposition in den anderen Unterkanälen.

Der Graph mit den blauen Quadraten in Abb. 4.5 gibt die Querströmung für den oberen Randkanal und der Verlauf mit den magentafarbenen Quadraten die des unteren Randkanals wieder. In beiden Fällen ist die Strömung unidirektional und folgt der entsprechenden Richtung der Wicklung des Drahtes in den Unterkanälen. Auch hier haben die Quergeschwindigkeiten ihr Minimum, wenn sich ein Draht im engsten Spaltquerschnitt zwischen Stab und Wand befindet. Die markanten Merk-

male der Strömung in der modellierten Geometrie, wie sie in Abb. 4.5 durch die Verläufe der Quergeschwindigkeiten entlang der Höhe wiedergegeben sind, bleiben bei den nachfolgenden Sensitivitätsstudien erhalten. Sie variieren lediglich in der jeweiligen Ausprägung. Desweiteren wird die hier eingeführte Farbkodierung in den nachfolgenden Sensitivitätsstudien beibehalten, um die Zuordnung der jeweiligen Graphen zu den entsprechenden Spalten zu erleichtern. Die Kreissymbole repräsentieren die Werte für die Geometrie mit gewellten Kastenwänden und die Quadrate die des Modells mit geraden Seitenwänden.

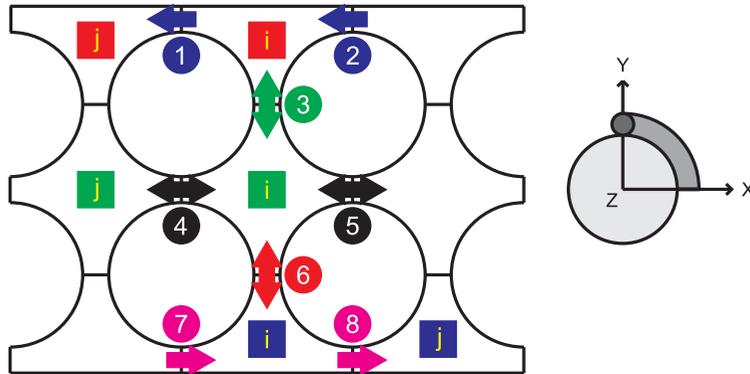


Abbildung 4.6: Notation der Spaltquerschnitte.

Zur Orientierung bei den nachfolgenden Sensitivitätsstudien ist in Abb. 4.6 die Notation der Spaltquerschnitte zusammen mit den aus Abb. 4.5 entnommenen Strömungsrichtungen des Queraustausches gezeigt.

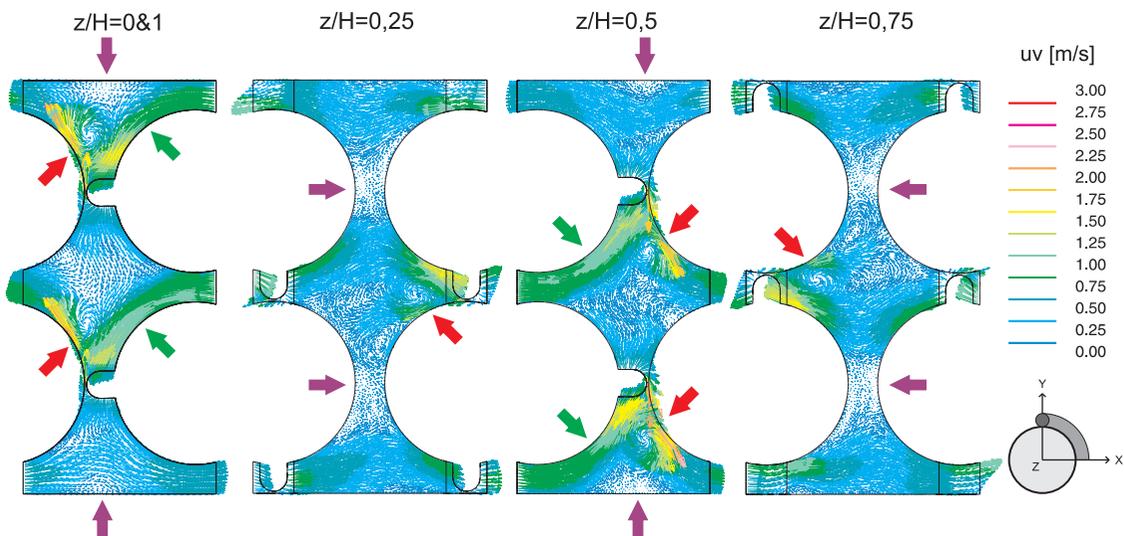


Abbildung 4.7: Sekundärströmungen für gerade Kastenwände bei $T = 390^{\circ}C$.

Zum besseren Verständnis der Strömungsverhältnisse für verschiedene, axiale Höhen sind in Abb. 4.7 die ebenen Strömungsverhältnisse als Vektoren der lateralen Geschwindigkeitskomponenten visualisiert. Bei den vier gewählten Schnittebenen befinden sich die Drahtquerschnitte immer in den der Lage entsprechenden Spalten und blockieren diese. Diese Höhen haben sich in Abb. 4.5 als markant bezüglich des Queraustausches erwiesen. Die lila eingefärbten Pfeile zeigen auf Stellen mit stagnierender Querströmung. Sie befinden sich auf den axialen Höhen $z/H = 0,25$ und $z/H = 0,75$, bei denen, wie schon in Abb. 4.5 gezeigt, der Austausch zwischen Randkanälen und Zentralkanal zum Erliegen kommt. An diesen Stellen reicht die verdrängende bzw. saugende Wirkung der Drahtwendeln nicht mehr aus, um weiterhin Fluid durch diese Spalte zu fördern. Bei den Positionen $z/H = 0$ bzw. 1 und $z/H = 0,5$ bilden sich in Kastennähe ebenfalls Gebiete geringer Querströmung aus. Im Falle der gewellten Kastenausführung sind dies die Stellen der Einwölbung. Das Fluid kann somit nicht auf direktem Wege zum Nachbarkanal strömen. Interessanterweise stellen sich bei den geraden Kastenwänden die gleichen Strömungswege wie bei den gewellten Wänden ein. Ferner fallen die mit roten Pfeilen markierten Wirbel bei den Höhen $z/H = 0$ bzw. 1 und $z/H = 0,5$ auf. Dringt der sich entgegen des Uhrzeigersinns windende Draht in die Spaltregion ein, fördert er mit seiner Druckseite Fluid durch den Spalt und erhöht dadurch den Druck im Akzeptorkanal. Gleichzeitig entsteht auf der Saugseite ein Gebiet niedrigeren Drucks, welches zusätzlich Fluid nach sich zieht, worauf durch die grünen Pfeile hingewiesen wird. Gemäß Hanson und Todreas [58] ist die Druckabsenkung im Nachlauf der Saugseite der Drahtwendel etwa dreimal so stark wie die Druckerhöhung auf der Druckseite. Chiu et al. [40] nahmen deshalb an, dass die Saugwirkung die treibende Kraft für den Queraustausch darstellt. Abb. 4.7 unterstreicht diese Hypothese, da lediglich eine Auswirkung auf die Strömung im Nachlauf hinter dem Drahtwendelquerschnitt zu erkennen ist und nicht davor. Die besagten Wirbel entstehen, indem vom Nachbarkanal Fluid, welches dabei durch den minimierten Strömungsquerschnitt im Spalt beschleunigt wird, als Druckausgleichsströmung in den Donorkanal zurückströmt. Aus dem gleichen Grund bilden sich in geringerer Intensität an den indizierten Stellen bei $z/H = 0,25$ und $z/H = 0,75$ Wirbel derselben Natur aus. Diese Wirbel wandern im Zentralkanal analog zur Windungsrichtung der Drahtwendeln und könnten Einfluss auf den lokalen Wärmeübergang der Hüllrohre auf das Kühlmittel haben. In Experimenten wurden diese Wirbel stromabwärts der Drahtwendel von Ohtake et al. [108] gesichtet. In Raza und Kim [114] wurde festgestellt, dass an den Wiederanlegestellen solcher Wirbel der Wärmeübergang maximal war. Wirbel dieser Art sorgten nach Arwikaar und Fenech [4] für eine gute Durchmischung des Fluids innerhalb der Unterkanäle.

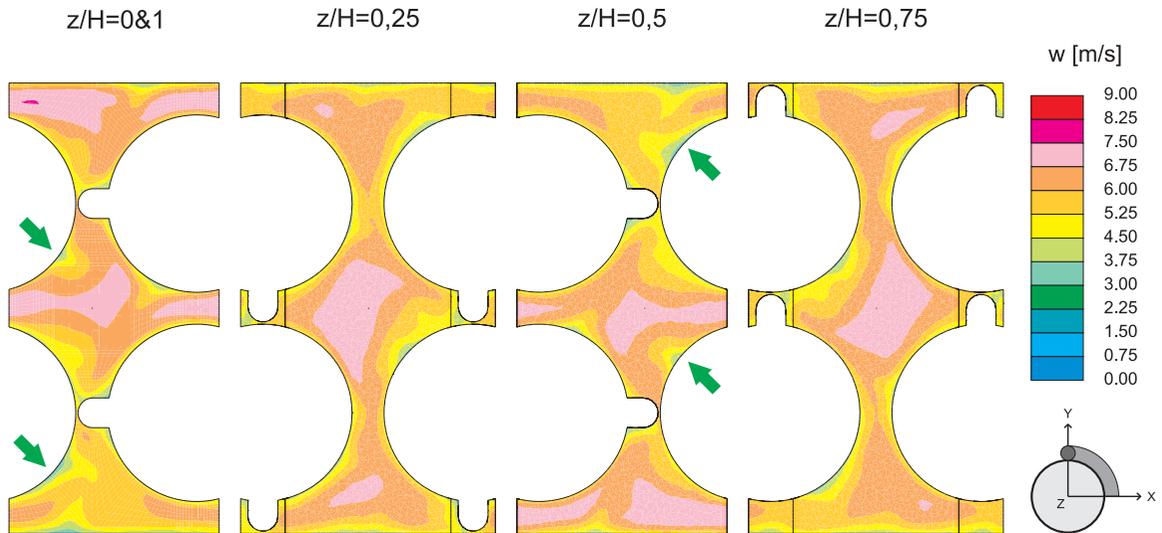


Abbildung 4.8: Axialgeschwindigkeiten für gerade Kastenwände bei $T = 390^\circ\text{C}$.

In Abb. 4.8 sind die zu Abb. 4.7 gehörenden Axialgeschwindigkeitsverteilungen abgebildet. Bei der Betrachtung von Abb. 4.8 fällt auf, dass die Schnitte für $z/H = 0$ bzw. 1 und $z/H = 0,5$ eine nahezu identische Strömungsstruktur aufweisen, lediglich um einen Winkel von 180° gedreht. Gleiches gilt für die Schnitte bei $z/H = 0,25$ und $z/H = 0,75$. Dies legt den Schluss nahe, dass sich alle halbe Ganghöhe dieselbe Strömungsstruktur, um 180° versetzt, einstellt. Diese Schlussfolgerungen werden durch Abb. 4.5 sowie Abb. 4.7 untermauert, bei denen sich nach einem axialen Versatz und einer gleichzeitigen Drehung um 180° ebenfalls Übereinstimmung der Profile bzw. Strukturen erzielen lässt. Dieses Phänomen darf als von den verwendeten Randbedingungen in axialer Richtung unabhängig angesehen werden, da diese Beobachtungen auch weit entfernt von den Randbedingungen innerhalb des Fluidraums zutreffen. Ob die Modellierung einer halben Ganghöhe ausreicht, um die Strömungsverhältnisse hinreichend genau wiedergeben zu können, gilt es jedoch noch zu überprüfen und ist nicht Gegenstand dieser Arbeit.

4.4.3 Variation der Ganghöhe

Es ist zu erwarten, dass eine Variation der Drahtwendelganghöhe die Querströmungen durch die Spalte beeinflusst. Um die Sensitivität des Mischungsverhaltens bezüglich verschiedener Anstellwinkel Θ festzustellen, werden fünf Geometrien untersucht, bei denen die Ganghöhe zwischen $H = 100\text{mm}$ und $H = 300\text{mm}$ in Schritten von 50mm variiert wird. Die dazugehörigen Ganghöhen-zu-Stabdurchmesser-Verhältnisse betragen dabei $H/D = 12,5$, $H/D = 18,75$, $H/D = 25$, $H/D = 31,25$ und $H/D = 37,5$. Die Stoffwerte werden bei dieser

Studie konstant gehalten und entsprechen einer Fluidtemperatur von $T_2 = 390^\circ\text{C}$.

Die sich für die untersuchte Spalte nach den Gleichungen 4.57 und 4.63 ergebenden Mischungsparameter ϵ^* und C sind in Abb. 4.9 für die betrachteten Ganghöhen aufgetragen.

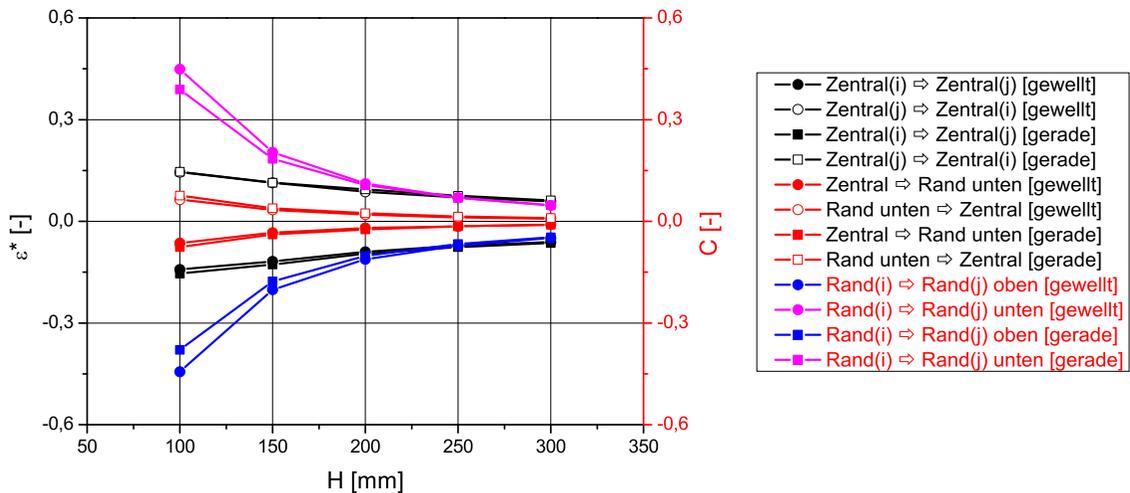


Abbildung 4.9: Mischungsraten zwischen den Unterkanälen für verschiedene Ganghöhen.

Generell lässt sich feststellen, dass mit zunehmender Ganghöhe die Mischungsraten über alle betrachteten Spalte stark abnehmen. Vergleicht man die Graphen für den Austausch zwischen zwei Zentralkanälen (schwarz) mit denen für den Austausch zwischen Zentralkanal und unterem Randkanal (rot), so erkennt man, dass die Mischungsraten im ersten Fall höher sind als im zweiten. Diese Tatsache lässt sich mit den unilateralen Strömungsbedingungen in den beiden Randkanälen erklären, wie sie Abb. 4.5 zu entnehmen sind. Die alternierenden Querströmungen zwischen zwei Zentralkanälen und zwischen Zentral- und Randkanälen resultieren in einem vernachlässigbar kleinen Netto-Quermassenstrom. Im Gegensatz dazu induzieren die Drahtwendeln in den Randkanälen gemäß den in blau und magenta aufgetragenen Graphen für die Transferrate C in Abb. 4.9 einen Netto-Massentransfer zu den angrenzenden Unterkanälen. Dies hat die Ausbildung einer übergeordneten, helixförmigen Strömungsstruktur entlang der Kastenwände zur Folge. Eine so ausgeprägte, gerichtete Strömung unterdrückt somit den Queraustausch mit dem Zentralkanal. Im Falle der speziellen Geometrie des HPLWR-Brennelement stellen sich diese Strömungen um den Brennelementkasten und um den Moderatorkasten gegenläufig rotierend ein. Weiterhin hat die Form der Kastenwände nahezu keinen

Einfluss auf den alternierenden Queraustausch. Im Gegensatz dazu wird der Fluidtransfer zwischen Randkanälen für kleinere Ganghöhen durch die gewellten Seitenwände etwas begünstigt. Dies wird der erhöhten Massenstromdichte aufgrund des kleineren Strömungsquerschnitts zugesprochen.

Die beiden schwarzen Graphen in Abb. 4.10 geben den Axialdruckverlust für die fünf verschiedenen Ganghöhen wieder. Dabei gehören die Werte der schwarzen Kreise zu der Geometrie mit den gewellt ausgeführten Kastenwänden und die schwarzen Quadrate zu den geraden Wänden. Wie zu erwarten war, steigt der jeweilige Druckverlust mit zunehmender Ganghöhe. Dieser Effekt kann der zunehmenden Länge der Geometrie und der damit einhergehenden, erhöhten Reibung zugeschrieben werden. Generell fällt der Reibungsdruckverlust in der Geometrie mit gewellten Seitenwänden deutlich höher aus als in der Ausführung mit geraden Kastenwänden, da im ersten Fall die verringerte Querschnittsfläche zu höheren Massenstromdichten und somit zu größeren Strömungsgeschwindigkeiten führt.

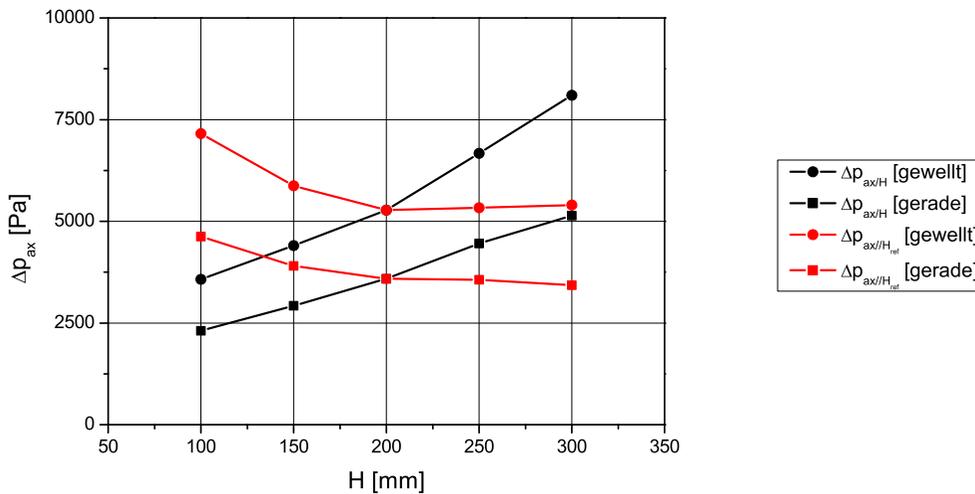


Abbildung 4.10: Axialdruckverlust für verschiedene Ganghöhen.

Um den Einfluss des Anstellwinkels Θ auf die Strömung näher untersuchen zu können, werden die Druckverluste der fünf axialen Längen mit der Referenzganghöhe $H_{ref} = 200\text{mm}$ normiert:

$$\Delta p_{ax/H_{ref}} = \Delta p_{ax/H} \cdot \frac{H_{ref}}{H} = \Delta p_{ax/H} \cdot \frac{200\text{mm}}{H} \quad (4.67)$$

Diese gemäß obiger Gleichung bestimmten Daten sind in Abb. 4.10 rot dargestellt. In beiden Fällen sinkt der normierte Druckverlust mit zunehmender Ganghöhe und

nähert sich asymptotisch einem spezifischen Wert an. Aus dieser Studie resultiert, dass mit zunehmender Umlenkung auch die effektiven Strömungsgeschwindigkeiten ansteigen und zu größerem Axialdruckverlust führen.

4.4.4 Unterschiedliche Stoffwerte

Die Massenströme durch die verschiedenen Unterkanäle eines Brennelements können sich mitunter stark unterscheiden. Die Ursache hierfür liegt in der Abhängigkeit der Stoffeigenschaften von der Kühlmitteltemperatur begründet. Eine ungleichmäßige Wärmezufuhr pro Unterkanal innerhalb eines Brennelements lässt auch die Fluidtemperaturen verschieden stark über der Höhe ansteigen. Für diese unterschiedliche Aufheizung des Kühlmediums ist eine inhomogene Wärme-freisetzung durch die in den Brennstäben stattfindenden Kernspaltungsprozesse verantwortlich, welche sowohl in axialer als auch in lateraler Richtung innerhalb eines gesamten Kerns variiert. In dem von Schulenberg et al. [132] vorgeschlagenen Konzept zur Strömungsführung durch den Kern des HPLWR wird ein identisches Brennelementdesign für alle drei Regionen und somit deren Temperaturniveaus verwendet. Zusätzlich sind die Stoffeigenschaften des Kühlmediums überkritisches Wasser stark nichtlinear von der Temperatur abhängig. Aus diesen genannten Gründen wird stellvertretend für repräsentative Positionen im Kern der Einfluss von vier Kühlmitteltemperaturen mit den dazugehörigen Stoffeigenschaften auf die Strömungsstruktur untersucht. Um die Sensitivität des kombinierten Einflusses von Stoffwerten und den davon beeinflussten Strömungsgeschwindigkeiten bezüglich der Mischungs-raten durch eine einzige Kennzahl zu erfassen, werden die den Temperaturniveaus entsprechenden Reynoldszahlen ausgewertet. Dazu werden, anstatt bei konstanten Stoffwerten den Massenstrom zu variieren, die Kühlmitteltemperaturen mit den entsprechenden Stoffeigenschaften verändert. Die Untersuchungen werden für die Referenzganghöhe von $H_{ref} = 200\text{mm}$ durchgeführt. Die Temperaturniveaus befinden sich am Eintritt in den Verdampfer mit $T_1 = 280^\circ\text{C}$, am Eintritt in die erste Überhitzerstufe mit $T_2 = 390^\circ\text{C}$, am Eintritt in den zweiten Überhitzer mit $T_3 = 430^\circ\text{C}$ und beim Ausgang aus den zweiten Überhitzerbrennelementen mit $T_4 = 500^\circ\text{C}$. Da bei den beiden in dieser Arbeit untersuchten Kastenwandgeometrien die axialen Querschnittsflächen der Randkanäle verschieden sind, ergeben sich trotz konstant gehaltenem Gesamtmassenstrom $M_{tot} = 0,124\text{kg/s}$ pro Fluidraum unterschiedliche Reynoldszahlen. Dabei gilt es anzumerken, dass die Reynoldszahlen aufgrund der stark nichtlinearen Änderungen der Stoffeigenschaften von überkritischem Wasser in der Temperaturfolge $T_1 \rightarrow T_2 \rightarrow T_4 \rightarrow T_3$ ansteigen.

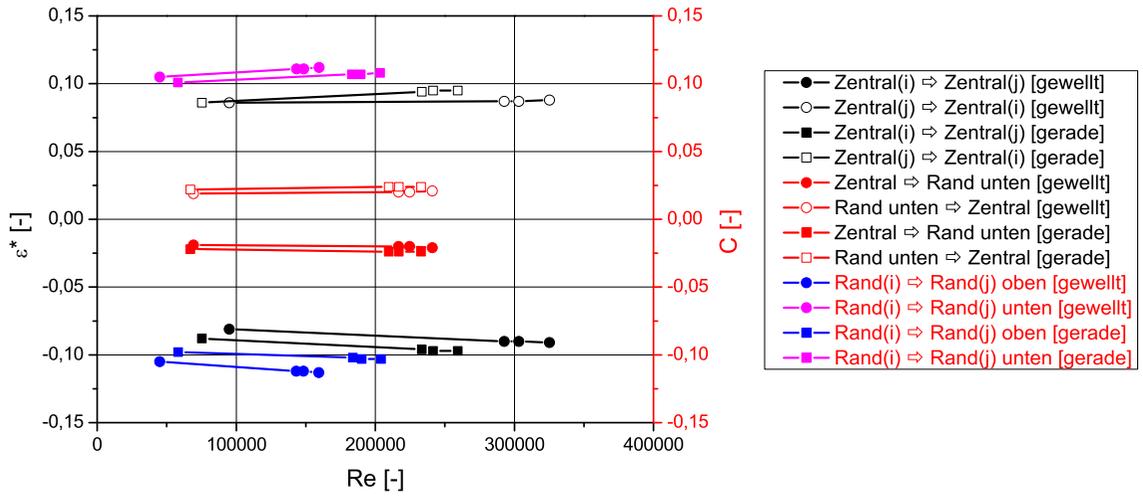


Abbildung 4.11: Mischungsparameter in Abhängigkeit verschiedener Reynoldszahlen.

In Abb. 4.11 sind die bekannten Mischungskenngrößen als Funktion der Reynoldszahlen aufgetragen. Für die wiederum in schwarz gehaltenen Daten der Zentralkanäle lassen sich die Reynoldszahlen analog nachfolgender Beziehung ermitteln:

$$Re_{Zentral \Leftrightarrow Zentral} = \frac{\rho \cdot \overline{\langle v_{ax} \rangle}_{Zentral} \cdot d_{h,Zentral}}{\mu} \quad (4.68)$$

Die Reynoldszahlen für den rot dargestellten Austausch zwischen einem Zentralkanal und einem angrenzenden Randkanal berechnen sich gemäß:

$$Re_{Zentral \Leftrightarrow Rand} = \frac{\rho \cdot \overline{\langle v_{ax} \rangle}_{Zentral \Leftrightarrow Rand} \cdot d_{h,Zentral \Leftrightarrow Rand}}{\mu} \quad (4.69)$$

mit:

$$\overline{\langle v_{ax} \rangle}_{Zentral \Leftrightarrow Rand} = \frac{\overline{\langle v_{ax} \rangle}_{Zentral} + \overline{\langle v_{ax} \rangle}_{Rand}}{2} \quad (4.70)$$

und:

$$d_{h,Zentral \Leftrightarrow Rand} = 4 \cdot \frac{(A_{ax,Zentral} + A_{ax,Rand})}{(U_{be,Zentral} + U_{be,Rand})}. \quad (4.71)$$

Blau bzw. magenta sind die Transferraten C für die beiden Randkanäle wiedergegeben. Deren entsprechende Reynoldszahlen lassen sich ausdrücken durch:

$$Re_{Rand \Leftrightarrow Rand} = \frac{\rho \cdot \overline{\langle v_{ax} \rangle}_{Rand} \cdot d_{h,Rand}}{\mu} \quad (4.72)$$

Wie zu erwarten, sind auch hier die Mischungsraten zwischen zwei aneinandergrenzenden Zentralkanälen merklich höher als zwischen einem Zentralkanal und seinem benachbarten Randkanal. Der Austausch über letztere Spaltquerschnitte ist im betrachteten Temperaturbereich nahezu unabhängig von den Stoffeigenschaften und somit auch von der Reynoldszahl. Ferner hat die Form der Seitenwände ebenfalls keinen Einfluss. Bei den Spalten zwischen Zentralkanälen erhöht sich die Quervermischung etwas mit steigender Reynoldszahl. Eine gerade Ausführung der Kastenwände wirkt sich hier als vorteilhaft aus. Bei den Randkanälen ist der Einfluss der Wandform entgegengesetzt. Dort wird beim gewellten Design mehr Fluid transferiert als beim geraden. Erneut steigt die die Mischung charakterisierende Kennzahl leicht mit größer werdender Reynoldszahl an. Es lässt sich abschließend feststellen, dass die Fluidvermischung mit steigender Reynoldszahl nur schwach linear anwächst. Lorenz und Ginsberg [95] fanden heraus, dass die Reynoldszahl nur einen sehr geringen Einfluss auf die Quergeschwindigkeit in den Randkanälen hatte.

Für die Quantifizierung des Druckverlusts wird die gesamte Geometrie zur Berechnung der Reynoldszahl einbezogen:

$$Re_{tot} = \frac{(M_{tot}/A_{ax,tot}) \cdot d_{h,tot}}{\mu} = 4 \cdot \frac{M_{tot}}{U_{be,tot} \cdot \mu} \quad (4.73)$$

Der sich einstellende Axialdruckverlust verändert sich stark nichtlinear mit zunehmender Reynoldszahl, wie Abb. 4.12 verdeutlicht.

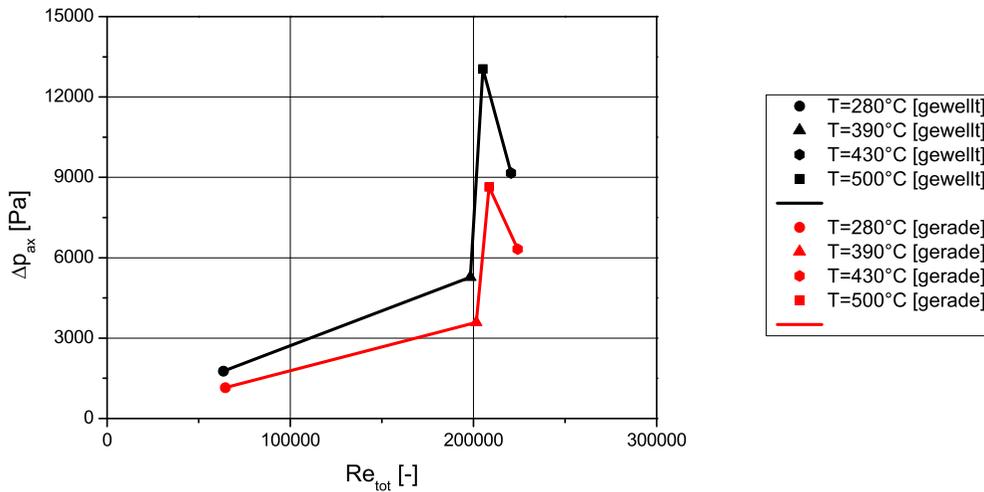


Abbildung 4.12: Axialdruckverlust für verschiedene Reynoldszahlen.

Wie aus Abb. 4.12 ersichtlich, steigt der Druckverlust bei kleineren Reynoldszahlen eher moderat an. Mit zunehmender Reynoldszahl erfolgt ein drastischer Anstieg, gefolgt von einem scharfen Abfall. Dieses ungewöhnliche Verhalten ist beiden untersuchten Ausführungen der Kastenwände gemein und lässt sich durch die starken Stoffwertänderungen des als Kühlmedium verwendeten, überkritischen Wassers erklären. Wie auch in Abb. 4.10 zu beobachten ist, fällt der Druckverlust bei dem gewellten Design tendenziell höher aus als beim geraden. Weiterhin ist die Sensitivität gegenüber einer Änderung in den Stoffeigenschaften bei den gewellten Kastenwänden ausgeprägter als bei den geraden Seitenwänden.

4.4.5 Laterale Druckgradienten über Unterkanalquerschnitte

Wie bereits im vorangegangenen Kapitel 4.4.4 erläutert, können sich unterschiedliche Massenströme innerhalb eines Unterkanals aufgrund verschiedener Aufheizung einstellen. Da sich jedoch auf allen horizontalen Ebenen der gleiche Axialdruckverlust einstellen muss, kommt es zu Druckausgleichsströmungen zwischen benachbarten Unterkanälen. Der Einfluss dieser gestörten Strömungsbedingungen auf die vorgestellten Mischungsparameter ist Gegenstand dieses Kapitels. Hier wird die Sensitivität bezüglich Druckgradienten, welche in lateraler Richtung über die verschiedenen Unterkanalquerschnitte anliegen, näher untersucht. Dabei wird folgende Konvention getroffen: Druckgradienten entgegen der im Gegenuhrzeigersinn verlaufenden Windungsrichtung der Drahtwendeln werden im Weiteren als negativ wiedergegeben. Somit gilt $\Delta p_{lateral} < 0$ für Druckdifferenzen zwischen den Spalten $1 \rightarrow 2$, $4 \rightarrow 5$ und $7 \rightarrow 8$ aus Abb. 4.6. Demzufolge beschreibt $\Delta p_{lateral} > 0$ die entsprechend invers herrschenden Druckunterschiede in Windungsrichtung zwischen den Spalten $2 \rightarrow 1$, $5 \rightarrow 4$ und $8 \rightarrow 7$ in besagter Abbildung. Die Aufprägung dieser Druckgradienten wird durch die Verwendung der partialzyklischen Randbedingungen auf den Schnittflächen in den Spaltregionen ermöglicht. Dabei werden diese Flächen hier, im Gegensatz zu der Verwendung desselben Typs Randbedingungen auf der Ein- und Auslassfläche, direkt mit einer Druckdifferenz beaufschlagt und es wird über den sich entsprechend einstellenden, lateralen Massenstrom iteriert. Es ist zu erwarten, dass ein in Windungsrichtung wirkender Druckunterschied den Queraustausch begünstigt, wohingegen sich ein konträrer Effekt ergeben kann, wenn die Druckdifferenz entgegengesetzt der Förderrichtung der Drahtwendeln anliegt. Es wird in dieser Studie die Referenzganghöhe $H_{ref} = 200\text{mm}$ zugrunde gelegt und die Stoffwerte bei $T_4 = 500^\circ\text{C}$ verwendet.

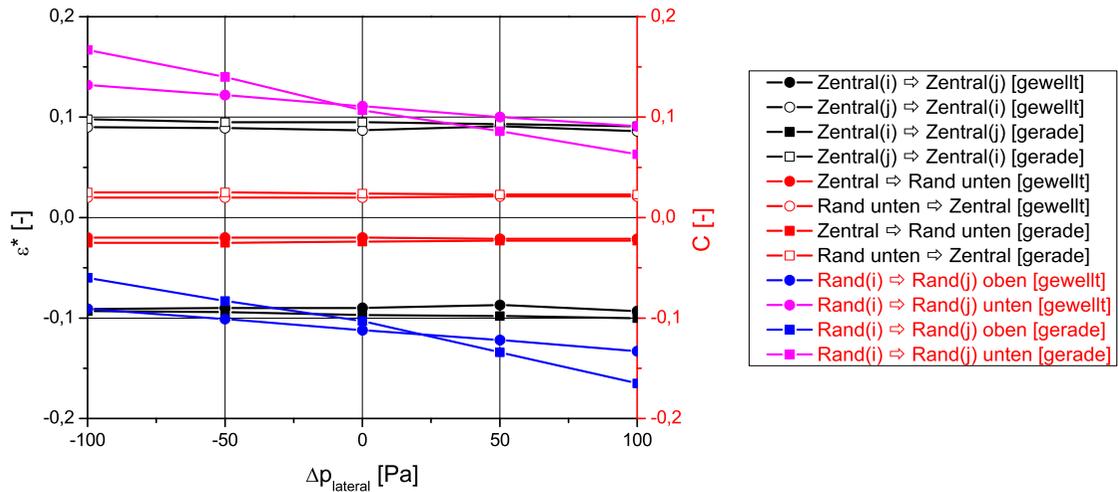


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der Quervermischung von lateralen Druckgradienten über Unterkanalquerschnitte.

Aus Abb. 4.13 wird ersichtlich, dass die angelegten Druckgradienten unterschiedlichen Einfluss auf die zwei untersuchten Unterkanaltypen haben. Es ist zu erkennen, dass die lateralen Druckdifferenzen keine Auswirkung auf das rot dargestellte Mischungsverhalten zwischen dem Zentralkanal und dem benachbarten Randkanal über Spalt 3 aus Abb. 4.6 haben. Ferner wirken sich die lateralen Strömungen nicht merklich auf die schwarz kodierte Quervermischung zwischen zwei Zentralkanälen aus. Ein direkter Vergleich der Mischungsdaten über die besagten Spalte aus Abb. 4.11 für $T_4 = 500^\circ\text{C}$ und Abb. 4.13 ergibt, dass sich die aufgeprägten Querdruckgradienten weder positiv noch negativ auswirken. Es lassen sich die exakt gleichen Werte für ϵ^* aus beiden Diagrammen entnehmen, unabhängig von der Ausführung der Kastenwände.

Im Gegensatz dazu wirkt sich eine Querdruckdifferenz signifikant auf die unilaterale Strömungsrichtung in den Randkanälen aus. Wie die blauen und magentafarbenen Verläufe erkennen lassen, ist die Transferrate C linear von dem Druckgradienten abhängig. Erwartungsgemäß steigt sie, wenn die Druckdifferenz in Windungsrichtung der Drahtwendeln wirkt und fällt in gleichem Maße für Druckgradienten entgegen der vorherrschenden Strömungsrichtung in den Randkanälen. Dieser Effekt ist bei der geraden Ausbildung der Seitenwände deutlich ausgeprägter als bei der gewellten Ausführung. Dies wird auf die höhere Massenstromdichte mit der dazugehörigen, größeren und dadurch dominanteren Axialgeschwindigkeitskomponente im Falle des eingewölbten Designs zurückgeführt.

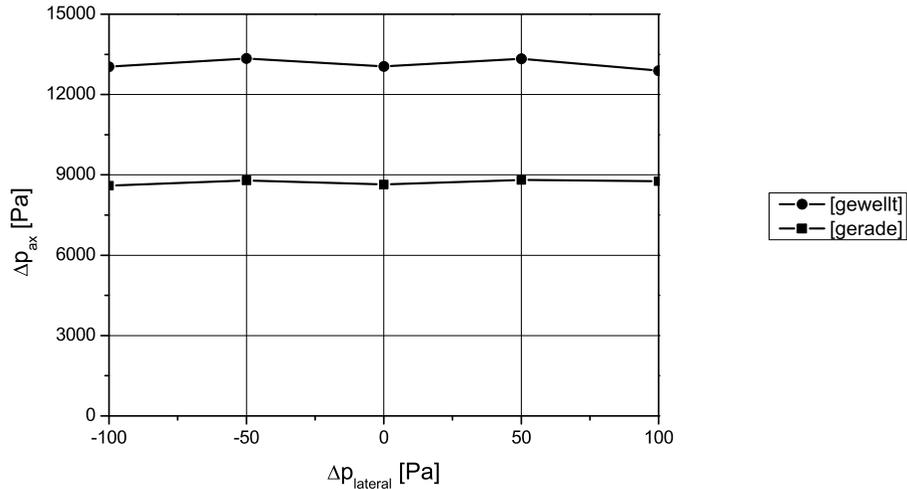


Abbildung 4.14: Axialdruckverluste bei lateralen Druckgradienten über Unterkanalquerschnitte.

Die in Abb. 4.14 aufgeführten Axialdruckverluste unterstreichen erneut die beträchtlichen Unterschiede im Hinblick auf die beiden untersuchten Geometrien. Im Falle der gewellten Seitenwände sinkt der Druckverlust leicht bei anliegenden Querdrukdifferenzen. In etwa gleichem Maße steigt der Axialdruckverlust an, wenn die Kastenwände gerade gefertigt sind. Es ist kein Einfluss der Richtung des jeweils wirkenden Druckunterschieds zu beobachten.

4.4.6 Evaluation von Pécletzahlen

In Stabbündelgeometrien ohne jegliches Abstandshalterkonzept und bei gleichmäßiger Wärmezufuhr über den Querschnitt wäre zu erwarten, dass Wärme lediglich durch Wärmeleitung über die Spalte zwischen zwei benachbarten Unterkanälen transportiert wird und somit zu einer Angleichung der Temperaturniveaus führt. Tatsächlich ist dieser Effekt bei mit Flüssigmetall durchströmten Brennelementbündeln im Gegensatz zu wassergekühlten Brennelementen aufgrund der guten Wärmeleitungseigenschaft dieses Fluids nicht zu vernachlässigen. In Realität sorgen durch Turbulenz induzierte Querströmungen für zusätzlichen Enthalpietransport zwischen zwei Unterkanälen. Mit der Untersuchung dieses Einflusses auf die Strömungsstruktur und die Temperaturverteilung haben sich in der Vergangenheit unter anderem Rogers und Tahir [121] experimentell beschäftigt. Jüngst haben sich Baglietto [8] und Vogt et al. [147] numerisch mit diesem Phänomen befasst. Mit der Verwendung von Abstandshaltern jeglicher Form wird die Strömung zumindest lokal stark

beeinflusst. Somit drängt sich die Frage auf, ob diese turbulente Quervermischung einen nennenswerten Beitrag zum Temperatursgleich zwischen zwei Unterkanälen leistet oder ob sie gegenüber den durch z.B. Drahtwendeln hervorgerufenen Querströmungen zu vernachlässigen ist. Im vorliegenden Kapitel wird dies unter Verwendung der Pécletzahl gemäß Gleichung 4.64 anhand zweier repräsentativer Beispiele überprüft. So gibt Abb. 4.15 die zu Abb. 4.9 gehörenden mittleren Pécletzahlen als Funktion der Ganghöhe wieder. Bei dieser Studie werden die Stoffeigenschaften gemäß einer Kühlmitteltemperatur von $T_2 = 390^\circ\text{C}$ zugrunde gelegt.

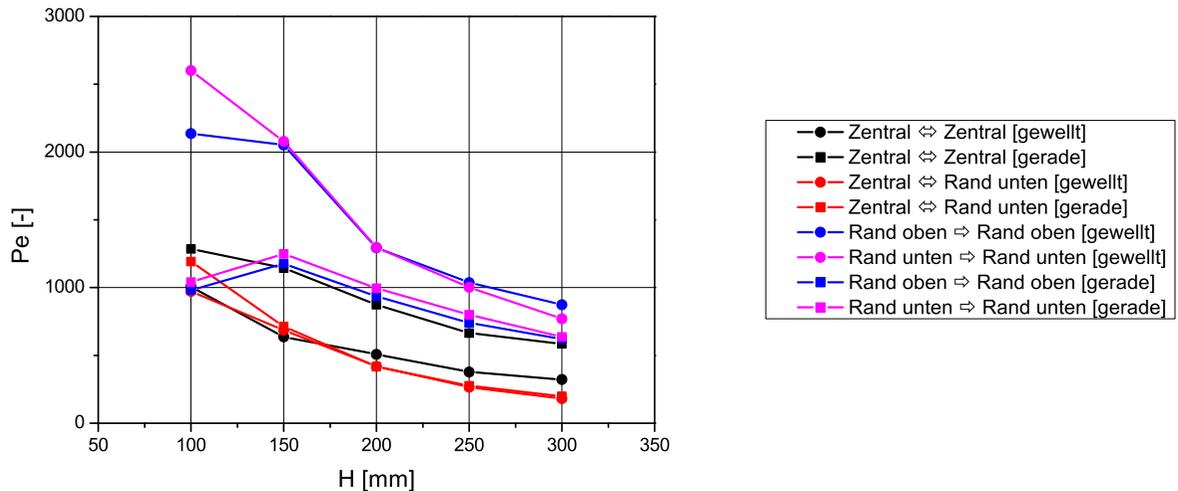


Abbildung 4.15: Mittlere Pécletzahlen für verschiedene Ganghöhen.

Generell lässt sich mit Bezug auf Abb. 4.15 feststellen, dass mit geringer werdender Ganghöhe die Pécletzahlen ansteigen. Dieser Trend ist zu erwarten, da bei geringeren Ganghöhen die Strömung stärker umgelenkt wird. Dies vergrößert den konvektiven Anteil am Queraustausch und resultiert damit in höheren Pécletzahlen. Ebenso ist der diffusive Queraustausch gerade in den Randkanälen sehr gering aufgrund der unilateralen Strömungsverhältnisse. Für den Austausch zwischen zwei Zentralkanälen spielt letztgenannter Austausch eine geringere Rolle als beim Austausch zwischen Rand- und Zentralkanal. Erklären lässt sich dies mit den geringeren Quergeschwindigkeiten im zweiten Falle. Gewellte Kastenwände sorgen wegen der sich höher einstellenden Effektivgeschwindigkeiten für wesentlich höhere Pécletzahlen in den Randkanälen als gerade Wände.

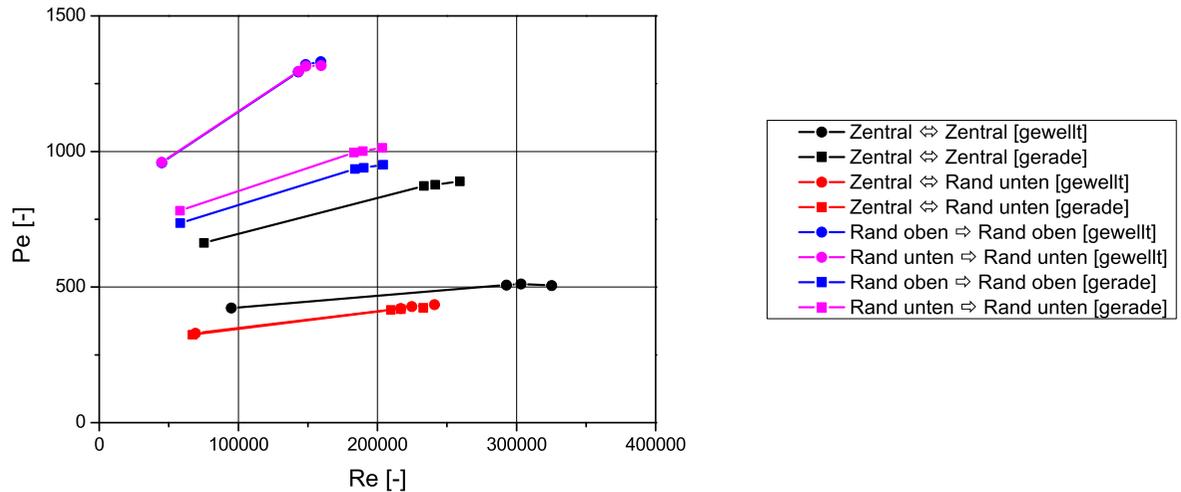


Abbildung 4.16: Mittlere Pécletzahlen in Abhängigkeit verschiedener Reynoldszahlen.

Abb. 4.16 zeigt die mittleren Pécletzahlen für die in Kapitel 4.4.4 variierten Temperaturniveaus für die untersuchte Referenzganghöhe von $H_{ref} = 200\text{mm}$. Wiederum dominiert der konvektive Wärmetransport über den diffusiven, was erneut hohe Pécletzahlen unterstreichen. Dieser Trend verstärkt sich nahezu linear mit steigenden Reynoldszahlen, was auf die damit einhergehenden, steigenden Geschwindigkeiten zurückzuführen ist. Dies ist besonders in den Randkanälen mit gewellten Seitenwänden zu beobachten. Beim Austausch zwischen zwei Zentralkanälen ist der Einfluss der Wandausbildung gerade umgekehrt. Im Falle der geringsten Fluidvermischung, welche zwischen Rand- und Zentralkanal auftritt, ist keine Beeinflussung durch die zwei gewählten Designs zu beobachten.

Es ist zu beachten, dass die in diesem Kapitel erzielten Ergebnisse stark vom verwendeten, kubisch-nichtlinearen $k-\epsilon$ Turbulenzmodell abhängen. Abschließend lässt sich feststellen, dass aufgrund der allgemein hohen Pécletzahlen bei der Verwendung von Drahtwendeln als Abstandshalterkonzept der turbulente Queraustausch gegenüber dem gerichteten vernachlässigt werden darf.

4.5 Zusammenfassung der Ergebnisse aus der Fluidvermischung

In diesem Kapitel wurden dreidimensionale CFD-Simulationen der Strömungen für einen repräsentativen Teil des HPLWR-Brennelements mit Drahtwendeln als Abstandhalter vorgenommen. Ziel dieser Untersuchungen war die Quantifizierung der Fluidvermischung zwischen den benachbarten Unterkanälen. Diese Mischungsdaten werden in nachfolgenden Unterkanalberechnungen zur Auslegung des Brennelements benötigt, um die resultierenden Kühlmitteltemperaturen ermitteln zu können.

Folgende Ergebnisse lassen sich aus den durchgeführten Sensitivitätsstudien zusammenfassen:

- Aufgrund der hinreichend großen Pécletzahlen kann der diffusive Wärmetransport zwischen benachbarten Unterkanälen gegenüber dem konvektiven Wärmetransport vernachlässigt werden. Dies wurde bis Fluidtemperaturen von 500°C untersucht.
- Mit zunehmender Ganghöhe der Drahtwendeln sinkt der Queraustausch über die Spaltquerschnitte, da die Strömung durch den geringeren Anstellwinkel Θ weniger stark umgelenkt wird.
- Die Mischungsdaten zwischen allen untersuchten Austauschflächen sind nahezu unabhängig von den Stoffeigenschaften des Fluids und der damit einhergehenden Reynoldszahl.
- Laterale Druckgradienten direkt über den Unterkanalquerschnitt hinweg haben einen nur sehr geringen Einfluss auf die Mischung zwischen zwei Zentralkanälen bzw. zwischen Zentral- und Randkanälen. Die Strömung in den Randkanälen ist dagegen linear abhängig von der Querdruckdifferenz.
- Gewellte Kastenwände verursachen aufgrund der verringerten axialen Querschnittsfläche und der daraus resultierenden Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeiten einen deutlich höheren Axialdruckverlust als gerade Wände. Eine größere Massenstromdichte führt jedoch auch zu einem verbesserten Wärmeübergang vom Brennstabhüllrohr zum Kühlmedium, was aber nicht Gegenstand der vorliegenden Arbeit war.

Als Referenzdesign für die weitere Auslegung des HPLWR-Brennelements werden gerade Kastenwände verwendet aufgrund der thermohydraulischen Vorteile und der einfacheren Fertigbarkeit. Obwohl CFD zur quantitativen Untersuchung der durch Drahtwendeln hervorgerufenen Strömungsdurchmischung in der quadratisch angeordneten Stabgeometrie der HPLWR-Brennelemente verwendet werden kann, werden Experimente notwendig sein, um die numerischen Ergebnisse validieren zu können.

Kapitel 5

Unterkanalanalysen für das HPLWR-Brennelement

Eine innovative Art der Unterkanalberechnung stellt die Verwendung kommerzieller CFD-Software dar. Dabei wird der Fluidraum grob diskretisiert, um die Berechnung eines Brennelementbündels in seiner vollen Länge praktikabel zu halten. Aufgrund der zu wählenden, niedrigen Auflösung ist es bei dieser Vorgehensweise nicht mehr möglich, physikalische Phänomene, wie z.B. Reibungs- und Wärmeübergangseffekte, durch die Auflösung der sich in Wandnähe ausbildenden Grenzschicht bzw. deren Modellierung durch sogenannte Wandfunktionen direkt und lokal hoch aufgelöst zu berücksichtigen. Ihnen muss somit ähnlich wie beim Unterkanalansatz extern in geeigneter Weise Rechnung getragen werden. Bei der Wahl von kommerzieller Software profitiert der Anwender von optimierten, numerischen Verfahren, welche besonders bei der Implementierung von zusätzlichen, physikalischen Modellen zu einem deutlich verbesserten Konvergenzverhalten beitragen. Eine bis dato neue Methode der Berücksichtigung detaillierter, physikalischer Vorgänge, welche die Strömungsverhältnisse auch bei grober Diskretisierung des Fluidraums prägen, wird vorgestellt und nachfolgend ausführlich diskutiert.

5.1 Berücksichtigung der Drahtwendeleffekte durch Volumenkräfte

Im folgenden Kapitel werden Möglichkeiten vorgestellt, wie die durch die Drahtwendeln ausgeübten, resultierenden Kräfte bestimmt werden können. Sie werden dann als Volumenkräfte in die Impulsgleichungen eingespeist. Ein anderer Ansatz, wie z.B. im Ansatz für poröse Medien der Fall, besteht darin, die Effekte durch geeignete Druckwiderstände zu repräsentieren.

5.1.1 Berechnung der induzierten Kräfte über Korrelationen

Die meisten, numerischen Programme zur Unterkanalberechnung von Brennelementen mit Drahtwendelabstandshaltern verwenden für die Bestimmung des Queraustauschs empirische bzw. semi-empirische Korrelationen, welche den Austauschmassenstrom als Funktion des Axialmassenstroms formulieren. Solche Modelle tragen jedoch nur der Massenerhaltung im Brennelement Rechnung, berücksichtigen jedoch keine durch Impulse induzierten Effekte. Eine Möglichkeit, diesem Mangel entgegenzuwirken, besteht darin, die auf das Fluid wirkenden und von den Drähten hervorgerufenen Kräfte direkt in die Impulserhaltungsgleichung einfließen zu lassen. Ein solches Modell wurde von Ninokata et al. [104] entwickelt und soll im Folgenden näher erläutert werden.

Die Impulserhaltungsgleichung in integraler Formulierung für ein Kontrollvolumen V lautet:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \{\rho \vec{v}\} + \frac{1}{V} \int_{A_{ff}} (\rho \vec{v} \vec{v}) \vec{n} \cdot dA = \\ \{\rho\} \vec{g} + \frac{1}{V} \int_{A_{ff}} (-p + \sigma) \vec{n} \cdot dA + \frac{1}{V} \int_{O_{fs}} (-p + \sigma) \vec{n} \cdot dO. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Dabei ist A_{ff} die Austauschfläche für Fluid zwischen zwei Kontrollvolumen, O_{fs} die Kontaktfläche zwischen Fluid und Brennstab inklusive Drahtwendel, \vec{v} der Vektor der drei Geschwindigkeitskomponenten, \vec{n} der Einheitsvektor normal zu A_{ff} bzw. O_{fs} und \vec{g} der Vektor der Erdbeschleunigung. Die Werte in geschweiften Klammern sind über das Kontrollvolumen gemittelt gemäß:

$$\{\Psi\} = \frac{1}{V} \int_V \Psi \cdot dV. \quad (5.2)$$

Der Spannungstensor im zweiten Term auf der rechten Seite von Gl. 5.1 ist für den turbulenten Queraustausch zwischen benachbarten Unterkanälen verantwortlich. Der letzte Term trägt dem Momentenaustausch zwischen Stab mit Drahtwendeln und dem Fluid Rechnung. Dieses Integral lässt sich als eine von der Geometrie auf das Fluid ausgeübte Kraft \vec{F}_{Wand} auffassen:

$$\vec{F}_{Wand} = -\frac{1}{V} \int_{O_{fs}} (-p + \tau) \vec{n} dO. \quad (5.3)$$

Die Kontaktfläche zwischen Fluid und Geometrie setzt sich aus der Staboberfläche O_{Stab} und der Drahtoberfläche O_{Draht} zusammen:

$$O_{fs} = O_{Stab} + O_{Draht}. \quad (5.4)$$

Da beide Geometriebestandteile Beiträge zu der auf das Fluid wirkenden Kraft liefern, kann diese folgendermaßen formuliert werden:

$$\vec{F}_{Wand} = -\frac{1}{V} \int_{O_{Stab}} (-p + \tau) \vec{n} dO - \frac{1}{V} \int_{O_{Draht}} (-p + \tau) \vec{n} dO \quad (5.5)$$

und in eine vom Stab ausgehende Kraft \vec{F}_{Stab} sowie in einen von der Drahtwendel induzierten Anteil \vec{F}_{Draht} aufgespalten werden:

$$\vec{F}_{Wand} = \vec{F}_{Stab} + \vec{F}_{Draht}. \quad (5.6)$$

Die vom Stab ausgehende Kraft besitzt eine Axialkomponente F_{Stab}^A und eine Lateralkomponente F_{Stab}^L :

$$\vec{F}_{Stab} = F_{Stab}^A \cdot \vec{e}_A + F_{Stab}^L \cdot \vec{e}_L, \quad (5.7)$$

mit den Einheitsvektoren in Axialrichtung \vec{e}_A und \vec{e}_L in lateraler Richtung. Analoge Betrachtungen gelten für die Zusammensetzung der vom Draht ausgeübten Kraft aus der Normalkomponente F_{Draht}^N und der Tangentialkomponente F_{Draht}^T :

$$\vec{F}_{Draht} = F_{Draht}^T \cdot \vec{e}_T + F_{Draht}^N \cdot \vec{e}_N, \quad (5.8)$$

wobei die Einheitsvektoren \vec{e}_T und \vec{e}_N in tangentialer bzw. normaler Richtung zum Draht stehen. Für diese vier Kräfte wurden von Ninokata et al. [104] Modelle entwickelt, welche von den Einflüssen der Geometrie sowie der vorherrschenden Strömungsbedingungen abhängig sind.

Die Kraft in axialer Richtung, die von der Staboberfläche auf das Fluid wirkt, wird ausgedrückt als:

$$F_{Stab}^A = R(v_{res}) \cdot \left(\frac{O_{Stab}}{O_{fs}} \right) \cdot \cos \varphi. \quad (5.9)$$

Hierin ist $R(v)$ eine nach Rehme [117] definierte Widerstandsfunktion der Form:

$$R(v_{res}) = \frac{O_{fs} \cdot f_{Blasius}(v_{res})}{8} \cdot \rho \cdot v_{res} \cdot |v_{res}|. \quad (5.10)$$

Sie ist von der sich einstellenden, effektiven Strömungsgeschwindigkeit v_{res} abhängig, welche um den Strömungswinkel φ von der Stablängsachse abweicht und über die folgende Beziehung berechnet wird:

$$v_{res}^2 = v_{quer}^2 + v_{ax}^2. \quad (5.11)$$

Der Strömungswinkel ist definiert als:

$$\tan \varphi = \frac{v_{quer}}{v_{ax}}. \quad (5.12)$$

Der Druckverlustkoeffizient $f_{Blasius}$ entspricht einer Formulierung nach Blasius [129]:

$$f_{Blasius} = \frac{0,3164}{Re_V^{0,25}} \quad \text{für: } Re_V > 2000. \quad (5.13)$$

Die dabei verwendete Reynoldszahl Re_V wird mit der dynamischen Viskosität μ des Fluids und einem speziell definierten, hydraulischen Durchmesser $d_{h,V}$ gebildet:

$$Re_V = \frac{\rho \cdot |v_{res}| \cdot d_{h,V}}{\mu} \quad (5.14)$$

mit:

$$d_{h,V} = \frac{4 \cdot V}{O_{fs}}. \quad (5.15)$$

Die durch den Draht aufgeprägte Tangentialkraft berechnet sich ähnlich der Kraft aus Gl. (5.9), außer dass hier der Anstellwinkel Θ der Drahtwendel relativ zur Stabachse berücksichtigt werden muss:

$$F_{Draht}^T = R(v_{res}) \cdot \left(1 - \frac{O_{Stab}}{O_{fs}}\right) \cdot \cos(\Theta - \varphi). \quad (5.16)$$

Der durch die Stäbe induzierte, laterale Kraftanteil ist nachfolgender Formel zu entnehmen:

$$F_{Stab}^L = \frac{O_{fs} \cdot f_{GS}}{8} \cdot \rho \cdot |v_{quer}| \cdot v_{quer} \cdot \left(\frac{d_{h,V}}{P}\right)^{0,4} \cdot \left(\frac{G}{P}\right)^{0,6}. \quad (5.17)$$

Dabei sind P die Stabteilung und G der Abstand zwischen dem Mittelpunkt eines Stabes und einem gegenüberliegenden, engsten Spaltquerschnitt. Der verwendete Druckverlustkoeffizient f_{GS} von Gunter und Shaw [56] hat die Form:

$$f_{GS} = \frac{1,92}{Re_{d_V}^{0,145}} \quad (5.18)$$

Die dafür verwendete Reynoldszahl ist mit der Quergeschwindigkeit v_{Spalt} im engsten Spaltquerschnitt gebildet:

$$Re_{d_V} = \frac{\rho \cdot d_{h,V} \cdot v_{Spalt}}{\mu} \quad (5.19)$$

Die noch ausstehende Kraftkomponente normal zur Drahtoberfläche lässt sich schreiben als:

$$F_{Draht}^N = \frac{A_{Draht\perp} \cdot f_N}{2} \cdot \rho \cdot |v_N| \cdot v_N, \quad (5.20)$$

wobei $A_{Draht\perp}$ die Querschnittsfläche des Drahtes darstellt, welche entsteht, wenn die Drahtwendel senkrecht z.B. durch die Querschnittsfläche im engsten Spaltquerschnitt geschnitten wird. Die verwendete Geschwindigkeit v_N errechnet sich gemäß:

$$v_N = v_{ax} \cdot \cos \Theta - v_{quer} \cdot \sin \Theta. \quad (5.21)$$

Der hier benutzte Druckverlustkoeffizient f_N lautet:

$$f_N = C_0 \cdot \left(\frac{\Delta z_{ax} \cdot (P - D)}{A_{Spalt,min}} \right) \cdot \left[1 + \frac{10}{Re^m} \right], \quad (5.22)$$

mit der axialen Höhe des Kontrollvolumens Δz_{ax} , dem Stabdurchmesser D , der minimal möglichen Querschnittsfläche zwischen der sich im Unterkanal befindlichen Drahtwendel und einem der beiden benachbarten Stäbe $A_{Spalt,min}$ sowie unter Verwendung der mit dem Drahtdurchmesser d berechneten Reynoldszahl:

$$Re = \frac{\rho \cdot d \cdot v_N}{\mu} \quad (5.23)$$

Der für f_N benötigte Exponent hat den Wert $m = 0,3$ und $C_{Ninokata}$ muss für jede Brennelementgeometrie individuell kalibriert werden.

Die resultierenden Kräfte in axialer Richtung F_{Wand}^{ax} und in lateraler Richtung F_{Wand}^{lat} ergeben sich gemäß der von Ninokata et al. [104] für den zweidimensionalen Fall durchgeführten Herleitung zu:

$$F_{Wand}^{ax} = F_{Stab}^A + F_{Draht}^T \cdot \cos \Theta + F_{Draht}^N \cdot \sin \Theta \quad (5.24)$$

und:

$$F_{Wand}^{lat} = F_{Stab}^L + F_{Draht}^T \cdot \sin \Theta - F_{Draht}^N \cdot \cos \Theta \quad (5.25)$$

Eine analoge Herleitung dieser Kraftkomponenten im dreidimensionalen Raum für ein kartesisches Koordinatensystem ist der Arbeit von Ro und Todreas [119] zu entnehmen. Diese Autoren berechneten ein gesamtes Brennelement, indem sie es als poröses Medium modellierten und dadurch homogenisierten. Die vorgestellten Kraftkomponenten dienen der Bestimmung der lateralen und axialen Druckwiderstände.

Ninokata et al. [104] verglichen Unterkanalrechnungen, welche auf den hier aufgeführten Kräften basieren, mit den durch Bartholet et al. [17] experimentell ermittelten Daten für die den Fluidaustausch charakterisierende Variable $\bar{\Phi}$ aus Gl. (3.28). Dabei erzielten sie eine bessere Übereinstimmung als Basehore et al. [18] mit dem Unterkanalprogramm COBRA IV, welches den durch die Drahtwendeln induzierten Austauschmassenstrom als Funktion des Axialmassenstroms modelliert.

Es stellte sich jedoch heraus, dass auch diese Modellierung des Quermassenstroms über die oben hergeleiteten Kräfte lediglich in der Lage ist, die verdrängenden Effekte der Drahtunterseite zu berücksichtigen. Dem weitaus wichtigeren, saugenden Beitrag der Oberseite des Drahtes kann mit dieser Methode ebenfalls nicht Rechnung getragen werden.

5.1.2 Berücksichtigung der Drahtwendeln über Belastungen der Struktur

Nachfolgend werden die Formulierungen zur Berechnung der strömungsinduzierten Kräfte auf die Struktur aufgeführt, wie in Himmel et al. [62] beschrieben. Sie sind für Draht- und Stabmantelflächen analog definiert, können aber getrennt voneinander bestimmt werden. Zum einen wirken Reibungskräfte \vec{F}_{Reib} , welche gemäß nachfolgender Formel bestimmt werden:

$$\vec{F}_{Reib} = \tau_{Wand} \cdot O_{Wand} \cdot \frac{\vec{v}_{Wand||}}{|\vec{v}_{Wand||}|}. \quad (5.26)$$

mit den Wandschubspannungen τ_{Wand} , der Oberfläche einer Fluidzelle in Kontakt mit einer Wand O_{Wand} und der Komponente des Geschwindigkeitsvektors parallel zur Wand im Zellmittelpunkt einer Fluidzelle mit Wandkontakt $\vec{v}_{Wand||}$. Zum anderen übt das Fluid Druckkräfte \vec{F}_{Druck} auf die Wände aus:

$$\vec{F}_{Druck} = p_{Wand} \cdot O_{Wand} \cdot \vec{n}_{Wand\perp}, \quad (5.27)$$

wobei p_{Wand} der Druck in einer Volumenzelle mit Wandkontakt ist und $\vec{n}_{Wand\perp}$ der Einheitsvektor, welcher normal von der Wandoberfläche weggerichtet ist. Durch die Kombination der beiden beschriebenen Kräfte lassen sich bei gleichzeitiger Umkehrung des Vorzeichens die Kräfte $\vec{F}_{Struktur}$ bestimmen, welche von der Struktur auf das Fluid ausgeübt werden:

$$\vec{F}_{Struktur} = -(\vec{F}_{Reib} + \vec{F}_{Druck}). \quad (5.28)$$

5.1.3 Bestimmung der Flüsse über die Kontrollraumgrenzen

5.1.3.1 Datenextraktion zur Bestimmung der Volumenkräfte

Analog zur zeitlichen Favre-Mittelung turbulenter Strömungen wird nachfolgend eine räumliche Mittelung vorgestellt, welche notwendig ist, um aus einem unstrukturiert vernetzten Fluidraum Daten zu extrahieren. Dadurch ergeben sich erneut Mittelwerte und davon abweichende Schwankungsgrößen. Da als Grundlage detaillierte CFD-Rechnungen auf Basis der RANS-Gleichungen dienen, sind in den nachträglich mittels räumlicher Mittelung extrahierten Strömungsgrößen die Informationen über die Turbulenz bereits enthalten.

Wenn eine Gauß'sche Wichtungsfunktion, wie in Abb. 3.3 dargestellt, zur Gewinnung von Strömungsgrößen herangezogen wird, ist die Volumenmittelung nach Gl. (3.35) des Quadrates einer Größe $\widehat{\Psi}^2$ ungleich dem Produkt dieser volumengemittelten Variablen $\widehat{\Psi}$ mit sich selbst:

$$\widehat{\Psi}^2 \neq \widehat{\Psi} \cdot \widehat{\Psi}. \quad (5.29)$$

Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wird, wie bereits oben beschrieben, die Variable Ψ in einen räumlichen Mittelwert $\widehat{\Psi}$ und einen räumlichen Schwankungswert $\check{\Psi}$ unterteilt:

$$\Psi = \widehat{\Psi} + \check{\Psi}. \quad (5.30)$$

Wird diese Größe zuerst quadriert und danach volumengewichtet, so erhält man den nachfolgenden Ausdruck:

$$\widehat{\Psi^2} = \widehat{\Psi \cdot \Psi} + 2 \cdot \underbrace{\widehat{\check{\Psi} \cdot \Psi}}_{=0} + \widehat{\check{\Psi} \cdot \check{\Psi}} = \widehat{\Psi} \cdot \widehat{\Psi} + \widehat{\check{\Psi} \cdot \check{\Psi}}. \quad (5.31)$$

Der mittlere Term aus obiger Gleichung entfällt, da der Mittelwert einer Schwankungsgröße Null ergibt.

5.1.3.2 Bestimmungsgleichung für Strömungskräfte

Durch die Verwendung von Drahtwendeln im HPLWR-Brennelement wird auf die Strömung innerhalb der verschiedenen Unterkanäle zusätzlicher Impuls von den Drähten auf das Kühlmittel übertragen. Dieser äußert sich in erhöhter Reibung und der Beeinflussung der Strömungsrichtung durch die Geometrie der Drähte. Diese Auswirkungen lassen sich zusammenfassen und als einen auf das individuelle Kontrollvolumen wirkenden Kraftvektor ausdrücken. Dazu werden die Impulsbilanzen aus Gl. (3.4) für den stationären Zustand mit den in Kapitel 5.1.3.1 eingeführten Schwankungsgrößen formuliert:

$$\nabla \cdot (\widehat{\rho \vec{v}} \otimes \widehat{\vec{v}}) + \nabla \cdot (\widehat{\check{\rho \vec{v}} \otimes \check{\vec{v}}}) = -\nabla \widehat{p} + \nabla \cdot \widehat{\sigma} + \underbrace{\nabla \cdot \widehat{\check{\sigma}}}_{=0} + \widehat{\vec{F}}. \quad (5.32)$$

Die Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes:

$$\iiint_V (\nabla \cdot \vec{f}) \cdot dV = \oiint_O (\vec{f} \cdot \vec{n}) \cdot dO \quad (5.33)$$

liefert:

$$\begin{aligned} & \oiint_O (\widehat{\rho \vec{v}} \otimes \widehat{\vec{v}}) \cdot \vec{n} \cdot dO + \oiint_O (\widehat{\check{\rho \vec{v}} \otimes \check{\vec{v}}}) \cdot \vec{n} \cdot dO \\ &= -\oiint_O (I \widehat{p}) \cdot \vec{n} \cdot dO + \oiint_O \widehat{\sigma} \cdot \vec{n} \cdot dO + \iiint_V \widehat{\vec{F}} \cdot dV. \end{aligned} \quad (5.34)$$

Dieser besagt, dass das Volumenintegral der Divergenz eines Vektorfeldes \vec{f} innerhalb eines Kontrollvolumens V den mit dem nach außen weisenden Normalenvektor \vec{n} gebildeten Flüssen über die Oberflächen O des jeweiligen Kontrollvolumens entspricht.

Durch Diskretisierung und Umstellen der letzten Gleichung auf das Kontrollvolumen eines Unterkanals und Umstellen ergibt sich eine Bestimmungsgleichung für die Kraft, welche im Inneren dieses Volumenelements auf die Strömung wirkt:

$$\begin{aligned} \widehat{\vec{F}}_{Flüsse} \cdot V = & \sum_j \left(\widehat{\vec{\rho}} \widehat{\vec{v}} \otimes \widehat{\vec{v}} \right) \cdot \vec{n}_{Oj} \cdot A_j + \sum_j \left(\widehat{\vec{\rho}} \widehat{\vec{v}} \otimes \widehat{\vec{v}} \right) \cdot \vec{n}_{Oj} \cdot A_j \\ & + \sum_j \widehat{p} \cdot \vec{n}_{Oj} \cdot A_j - \sum_j \widehat{\sigma} \cdot \vec{n}_{Oj} \cdot A_j, \end{aligned} \quad (5.35)$$

mit dem äußeren Oberflächennormalenvektor \vec{n}_{Oj} :

$$\vec{n}_{Oj} = \pm \vec{e}_x, \pm \vec{e}_y, \pm \vec{e}_z. \quad (5.36)$$

Für die Extraktion der in Gl. (5.35) benötigten Größen wird in lateraler Richtung ein Wert von $\Upsilon_{lat} = 3$ für Gl. (3.31) verwendet und in axialer Richtung ein Wert von $\Upsilon_{ax} = 3 \cdot \left(\frac{1}{5}\right)^2 = 0,12$, da aufgrund der in Kapitel 4.3 beschriebenen Generierung des Volumennetzes für den Fluidraum die Zelldichte in axialer Richtung ein Fünftel derer in lateraler Richtung beträgt.

5.1.4 Vergleichende Gegenüberstellung der induzierten Kräfte

Im Nachfolgenden werden die beiden in Kapitel 5.1.2 und Kapitel 5.1.3 vorgestellten Methoden zur Ermittlung der die Kühlmittelströmung in den Unterkanälen des HPLWR-Brennelements beeinflussenden und durch die Drahtwendeln induzierten Kräfte einander vergleichend gegenübergestellt.

Die beiden Arten der Kraftbestimmung aus detaillierten CFD-Rechnungen haben gegenüber den durch Ninokata et al. [104] veröffentlichten Bestimmungsgleichungen den Vorteil, dass auf Korrelationen und Vereinfachungen, mit Ausnahme der durch die RANS-Modellierung der Turbulenz eingeführten, verzichtet werden kann.

Für die Auswertung wird der den detaillierten Simulationen aus Kap. 4 zugrunde liegende Fluidraum der repräsentativen Unterkanaltypen aus Abb. 4.3 in axialer Richtung in vier äquidistante Kontrollvolumen unterteilt, welche in Abb. 5.1 dargestellt sind. Dabei werden die Werte des "oberen" Randkanals rot, die des Zentralkanals grün und die des "unteren" Randkanals blau kodiert. Diese übergeordnete Farbgebung wird für die nachfolgenden Analysen im weiteren Verlauf dieses Kapitels beibehalten. Im Weiteren wird ausschließlich die Ausführung mit geraden Kastenvänden nach Abb. 4.2 links weiter untersucht, da dieses mit einem Ganghöhen-zu-Stabdurchmesser-Verhältnis von $H_{ref}/D = 25$ als Referenzdesign gewählt wurde.

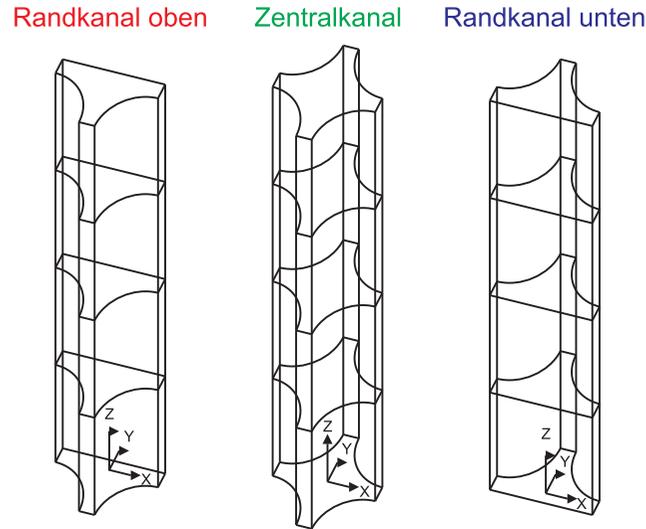


Abbildung 5.1: Unterteilung der Geometrie in Kontrollvolumen.

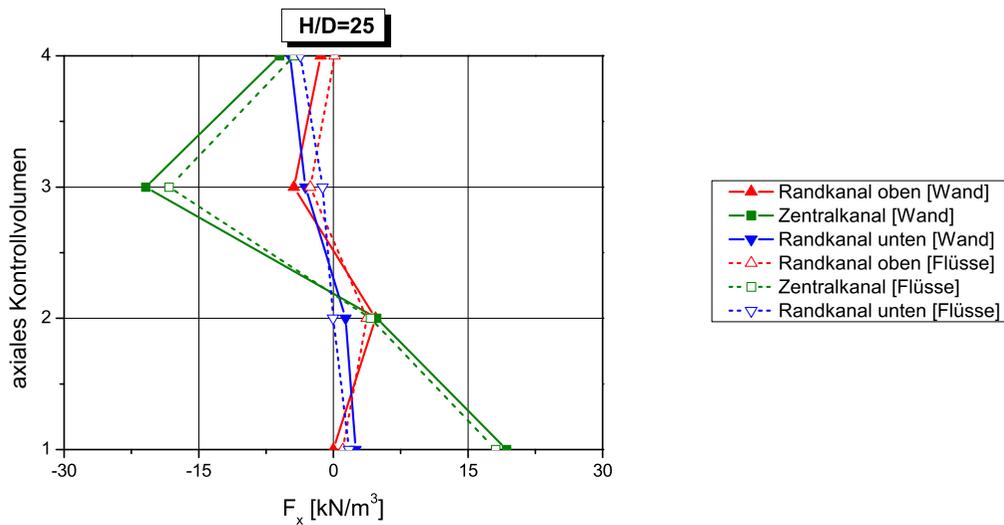


Abbildung 5.2: Volumengemittelte x-Komponenten der resultierenden Kräfte.

Alle in diesem Kapitel präsentierten Kräfte werden mit dem diskretisierten Volumen des jeweiligen Kontrollbereichs normiert. Abb. 5.2 vergleicht den Verlauf der x-Komponente in den vier axialen Kontrollvolumen zwischen den von der Struktur aufgeprägten Kräften und den sich aus der Evaluation der Flüsse ergebenden Kräften. Für alle drei betrachteten Unterkänäle ist eine sehr gute Übereinstimmung der

beiden Methoden festzustellen. Die Verläufe für die drei Unterkanäle unterscheiden sich voneinander, lassen jedoch einen symmetrisch alternierenden Trend erkennen. Die größten Amplituden sind für den Zentralkanal ausgewiesen. Die Begründung hierin liegt in dem starken Richtungswechsel der Querströmung in x-Richtung, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist. Für die in derselben Abbildung zu erkennende, unilaterale Strömungsstruktur in den beiden simulierten Randkanälen ist ein deutlich geringerer Kraftaufwand zum Verzögern bzw. Beschleunigen der wandparallelen Strömung notwendig. Die die gleichen Amplituden liefernden Ergebnisse für die beiden Randkanäle sind um zwei axiale Kontrollvolumen verschoben, was anhand des Verlaufs aus Abb. 4.5 zu erwarten war.

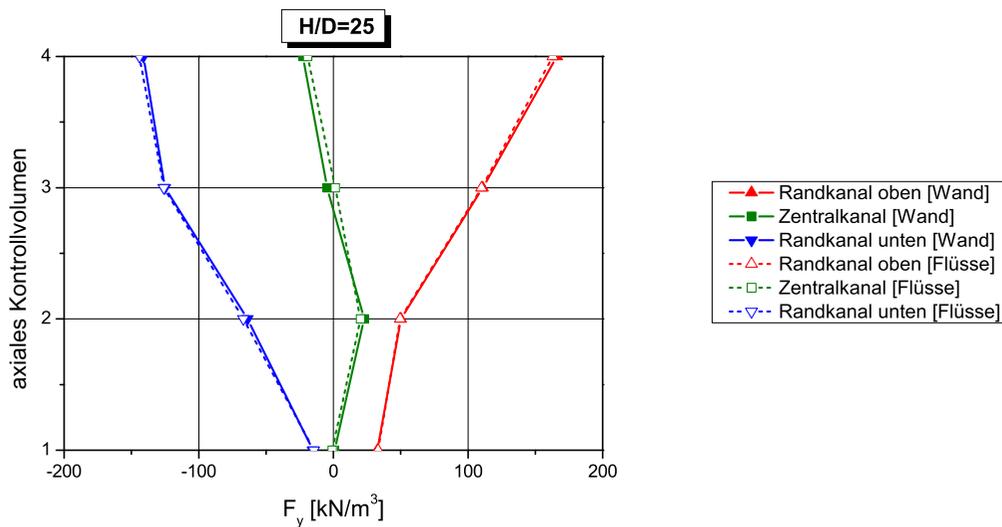


Abbildung 5.3: Volumengemittelte y-Komponenten der resultierenden Kräfte.

Die in Abb. 5.3 wiedergegebenen Verläufe der y-Komponente weisen identische Werte für die beiden verwendeten Verfahren zur Ermittlung der Volumenkräfte auf. Auch hier alterniert die im Innern des Zentralkanals wirkende Kraft entlang der Höhe mit gleicher Amplitude. Die von den Randkanälen ausgeübten Querkräfte sind vom Zentralkanal in Richtung Kastenwände orientiert. Bei genauerem Betrachten fällt ihr punktsymmetrischer Verlauf auf. Ähnliches Verhalten ist bei dem Quergeschwindigkeitsverlauf der Randkanäle in x-Richtung aus Abb. 4.5 zu beobachten. Generell werden deutlich höhere Kräfte zwischen den unterschiedlichen Unterkanaltypen wirksam als zwischen Kanälen gleichen Typs.

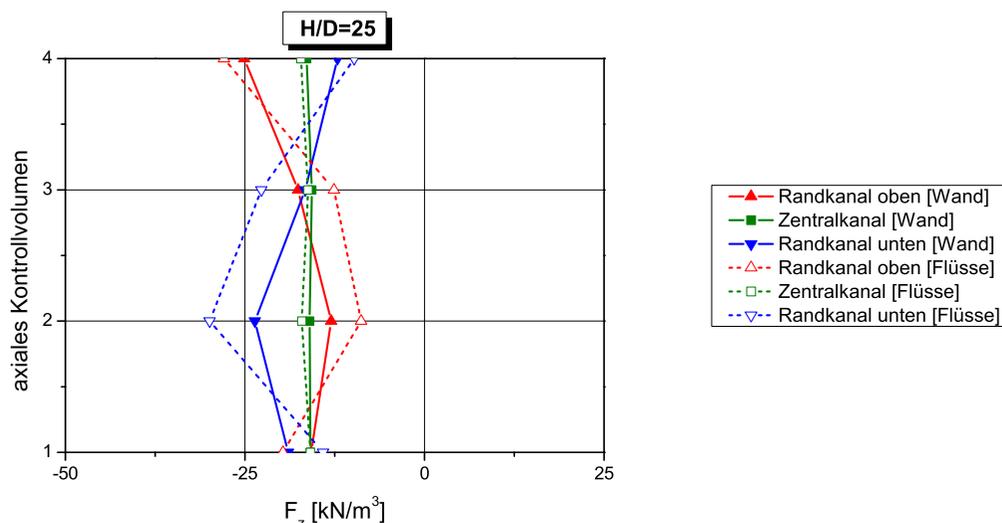


Abbildung 5.4: Volumengemittelte z-Komponenten der resultierenden Kräfte.

Im Gegensatz zu den beiden Kraftkomponenten in lateraler Richtung kann in axialer Richtung laut Abb. 5.4 lediglich eine qualitative Übereinstimmung der zu bewertenden Methoden der Kraftbestimmung erzielt werden. Dies ist auf die unterschiedliche Zelldichte in axialer Richtung zurückzuführen. Um diesen Einfluss zu untersuchen, werden die beiden Verfahren auf das nicht gestreckte Modell mit einem Verhältnis $H/D = 5$ angewendet. Bei diesem Modell weist die Vernetzung des Fluidraums in axialer Richtung die gleiche Güte bzw. Zelldichte auf wie in den beiden lateralen Achsen. Aus diesem Grunde wird auch in axialer Richtung ein Wert von $\Upsilon_{ax} = 3$ eingesetzt. Die Ergebnisse für die entsprechenden z-Komponenten sind in Abb. 5.5 zu sehen. Auf eine Darstellung der lateralen Kraftanteile wird an dieser Stelle verzichtet, da sie erwartungsgemäß als nahezu identisch errechnet wurden.

Der in Abb. 5.6 wiedergegebene, volumengemittelte, axiale Druckverlauf ist mit den Kraftverläufen aus Abb. 5.4 konsistent. Die für alle vier Kontrollvolumen konstante Axialkraft entgegen der Strömungsrichtung führt zu einem linearen Druckverlust in dem Zentralkanal. Die Verläufe der Drücke in den Randkanälen korrespondieren ebenfalls gut mit den entsprechenden Kraftverläufen. Im oberen Randkanal führen zu Beginn geringere Werte im Axialkraftverlauf zu einem moderaten Druckverlust in den unteren beiden Kontrollvolumen. Der darauf folgende Anstieg dieser Kräfte bewirkt demzufolge auch einen steileren, axialen Druckgradienten. Ein entsprechend entgegengesetzter Trend ist im unteren Randkanal zu erkennen.

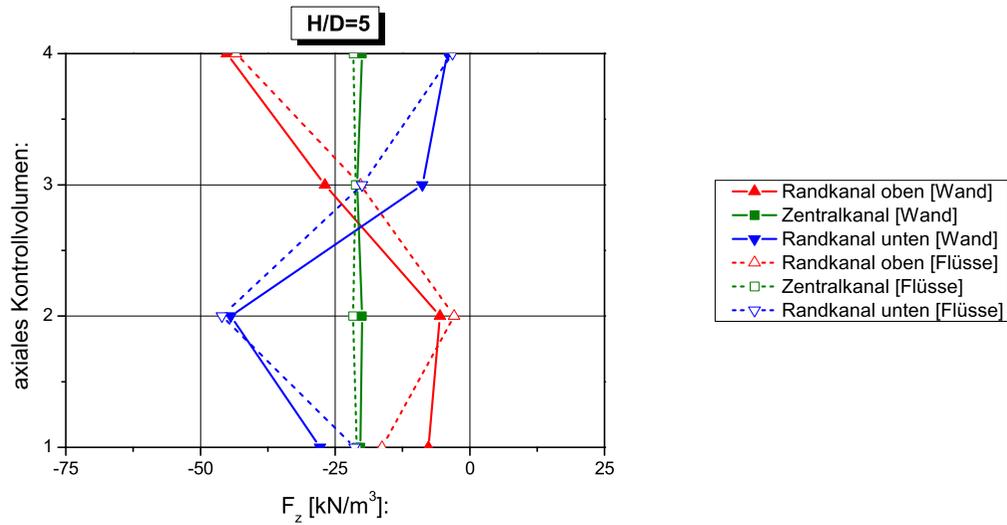


Abbildung 5.5: Volumengemittelte z-Komponenten der resultierenden Kräfte.

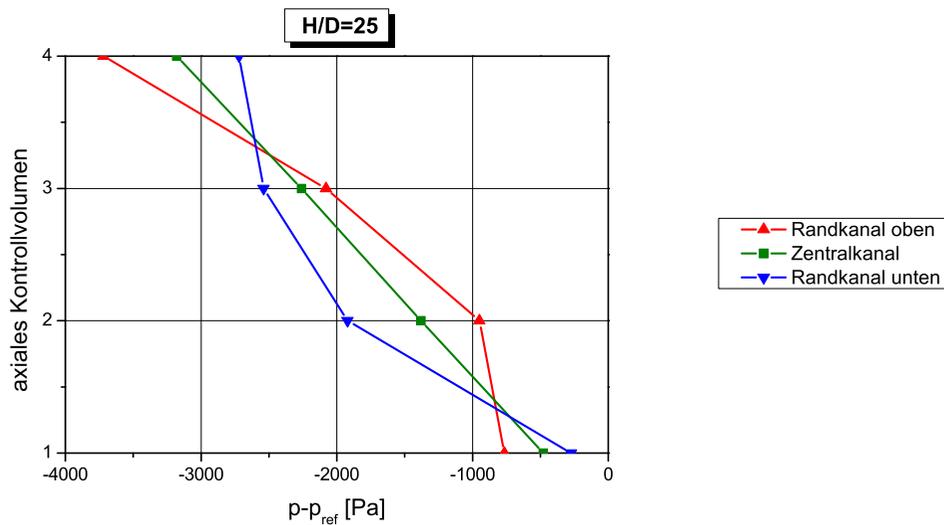


Abbildung 5.6: Volumengemittelter, axialer Druckverlauf in den Kontrollvolumen.

Nach der in diesem Kapitel diskutierten Gegenüberstellung der auf die Strömung im Inneren eines Kontrollvolumens wirkenden Kraftkomponenten mit den beiden in den Kapiteln 5.1.2 und 5.1.3 vorgestellten Methoden können diese als konsistent

angesehen werden. Da die Auswertung der von der Struktur ausgeübten Kräfte mit deutlich geringerem Aufwand bei der Datenextraktion verbunden ist, wird diese Art der Ermittlung der Volumenkräfte im Nachfolgenden angewandt.

5.2 Berechnung der Strömung in Unterkanälen des HPLWR-Brennelements

5.2.1 Approximation der Geometrie

Ein Unterkanalprogramm wie COBRA IIIC kommt ohne exakt abgebildete, dreidimensionale Geometrie aus. Vielmehr genügen Informationen über charakteristische Größen, wie z.B. Interaktionsflächen und hydraulische Durchmesser, um eine Geometrie hinreichend genau zu beschreiben. Obwohl bei dem Ansatz unter Verwendung der vereinfachten Gleichungen aus Kapitel 4.1.1 das zu berechnende Gebiet in sogenannte Rechenzellen aufgeteilt werden muss, entsprechen diese Kontrollvolumen eher sogenannten "black-boxes" als kleinen, detailgetreuen Ausschnitten der tatsächlichen Geometrie. Daher ist es erforderlich festzulegen, welche Zellen miteinander kommunizieren können. Unter Verwendung von entsprechend formulierten Korrelationen werden dann alle die Strömung beeinflussenden Effekte einer mitunter komplexen Geometrie angemessen berücksichtigt. Diese Art der Strömungsberechnung ist mit relativ geringem, numerischen Aufwand verbunden, da unter Verwendung von Korrelationen lediglich integrale Erhaltungsgleichungen für vergleichsweise wenige Rechenzellen gelöst werden müssen.

Demgegenüber stehen die in der Regel aufwändigen CFD-Simulationen. Hierbei wird versucht, die zu untersuchende Geometrie so genau wie möglich abzubilden. Dafür ist zumeist eine sehr große Anzahl Rechenzellen notwendig, wobei unter Verwendung der Finite Volumen Methode für jede Zelle die Erhaltungsgleichungen aus Kapitel 3.1.1.1 numerisch zu lösen sind. Dabei stellt im Falle turbulenter Strömungen die Lösung der RANS-Gleichungen die rechenzeiteffizienteste Variante dar. Wegen der sehr feinen, räumlichen Diskretisierung sind keine problem- und geometriespezifischen Korrelationen nötig, da physikalische Effekte entweder direkt aufgelöst oder durch verallgemeinerte Modelle, wie z.B. Wandfunktionen, berücksichtigt werden.

Um die Vorteile eines dreidimensionalen Simulationsprogramms wie STAR-CD[©], welches auf der Finite Volumen Methode basiert, zur Analyse von Unterkanalströmungen mit geringerem, numerischem Aufwand verwenden zu können, gilt es, zuerst den Fluidraum von Unterkanälen in geeigneter Weise zu diskretisieren. Um das Rechenetz möglichst einfach aufzubauen und numerische Interpolationsfehler

so klein wie möglich zu halten, werden Volumenzellen in Form von Hexaedern gewählt. Durch geeignete Gestaltung dieser Elemente lassen sich die für das HPLWR-Brennelement relevanten Unterkanaltypen durch mehrere solcher Zellen gut approximieren, wie Abb. 5.7 verdeutlicht.

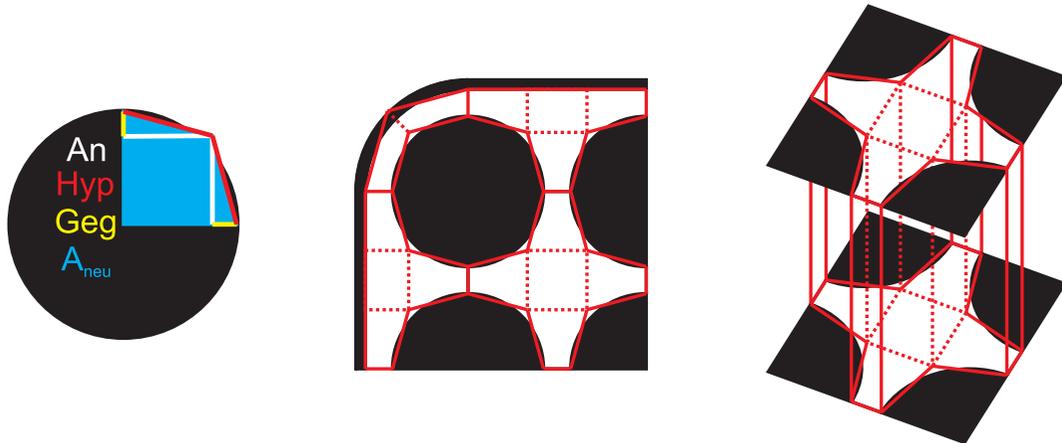


Abbildung 5.7: Approximation der Unterkanalgeometrie durch Hexaederzellen.

Das jeweilige Volumen der einzelnen Unterkanäle wird dabei exakt eingehalten. Ebenso werden die Fluidaustauschflächen in axialer Richtung sowie in lateraler Richtung in den Spaltregionen mit den korrekten Abmessungen wiedergegeben. Dies lässt sich dadurch erreichen, dass immer ein Viertel des Kreisumfangs der runden Staboberflächen durch zwei rot dargestellte Hypotenusen *Hyp* ersetzt werden.

Die jeweiligen Längen dieser beiden Hypotenusen müssen der Bedingung genügen, dass die Querschnittsfläche eines Viertelkreises der blau gefärbten Fläche A_{neu} zu entsprechen hat, welche sich mit nachfolgender Beziehung berechnen lässt:

$$A_{neu} = An^2 + Geg \cdot An, \quad (5.37)$$

mit der grün markierten Ankathete An und der gelben Gegenkathete Geg . Die Summe dieser beiden Strecken entspricht dem halben Stabdurchmesser D , wodurch sich folgender Ausdruck ergibt:

$$An + Geg = \frac{D}{2} \Rightarrow Geg = \frac{D}{2} - An. \quad (5.38)$$

Gleichsetzen von Gl. (5.37) mit der Formel für die Querschnittsfläche eines Viertelkreises führt unter Berücksichtigung von Gl. (5.38) zu:

$$An = \frac{\pi}{8} \cdot D \quad (5.39)$$

und:

$$G_{eg} = D \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{\pi}{8} \right). \quad (5.40)$$

Wie im mittleren und rechten Teil von Abb. 5.7 zu sehen ist, werden die Außenkonturen der Hüllrohrmantelflächen durch Hypotenusen ersetzt. Es gilt jedoch zu beachten, dass der Umfang eines Viertelkreises nicht der doppelten Länge einer solchen Hypotenuse entspricht. Bei Korrelationen, an denen die Oberflächen der Hüllrohre von Bedeutung sind, z.B. beim Wärmeübergang von den Hüllrohren auf das Kühlmedium, müssen diese demzufolge geeignet korrigiert werden. Weiterhin kann die komplexe Geometrie der Drähte in dieser sehr groben Diskretisierung nicht wiedergegeben werden. Darin unterscheidet sich diese Art der Vernetzung des Fluidraums nicht von der in den etablierten Unterkanalprogrammen üblichen. Das das Kontrollvolumen eines Unterkanals in Realität verringernde Volumen, welches von der Drahtwendel eingenommen wird, kann mit diesem Ansatz nicht berücksichtigt werden. Es müssten einzelne Zellen individuell deformiert werden, um mit einer Volumenreduktion der verdrängenden Wirkung des Drahtes Rechnung zu tragen. Wegen der zu erfüllenden Kontinuitätsgleichung für jede Zelle ginge damit eine Erhöhung der Geschwindigkeitskomponenten einher, was das Strömungsfeld beeinflussen würde. Dieser Effekt kann nicht berücksichtigt werden, da die Konnektivität der Zellen gefährdet wäre und eine Verzerrung der Geometrie zusätzliche, resultierende Kräfte induzieren würde, welche nur schwer zu quantifizieren wären.

Eine Möglichkeit, diese offensichtliche Schwäche der hier vorgestellten, dreidimensionalen Diskretisierung zu vermeiden, wäre eine individuelle Anpassung der Fluidichte in jeder einzelnen Zelle proportional zum zu korrigierenden Volumen. Da dies eine Modifikation der Stoffeigenschaften des Strömungsmediums bedeutet, wird von dieser Methode abgesehen. Eine solche Veränderung würde z.B. eine Kopplung zu einem die Neutronik modellierenden Programm wie beispielsweise MCNP[©] (Monte Carlo N-Particle) für gekoppelte Neutronik-Thermohydraulik-Simulationen verkomplizieren. Auch bei der korrekten Implementierung veränderlicher Stoffwerte träten zusätzliche Probleme auf.

Abb. 5.8 links zeigt das HPLWR-Brennelement mit geraden Kastenwänden aus Abb. 4.2 links in der oben beschriebenen Diskretisierung. Gelb dargestellt sind die Fluidzellen des Kühlmediums, hellgrau die Moderator- bzw. Brennelementkastenwände und dunkelgrau die Brennstäbe. Die an dieser Stelle lediglich der Vollständigkeit halber durchgeführte Vernetzung der Struktur und des Moderator- bzw. Spaltwassers zeigt das Potenzial, ohne großen Mehraufwand für den Anwender auch Wärmeleitungsprobleme berechnen zu können.

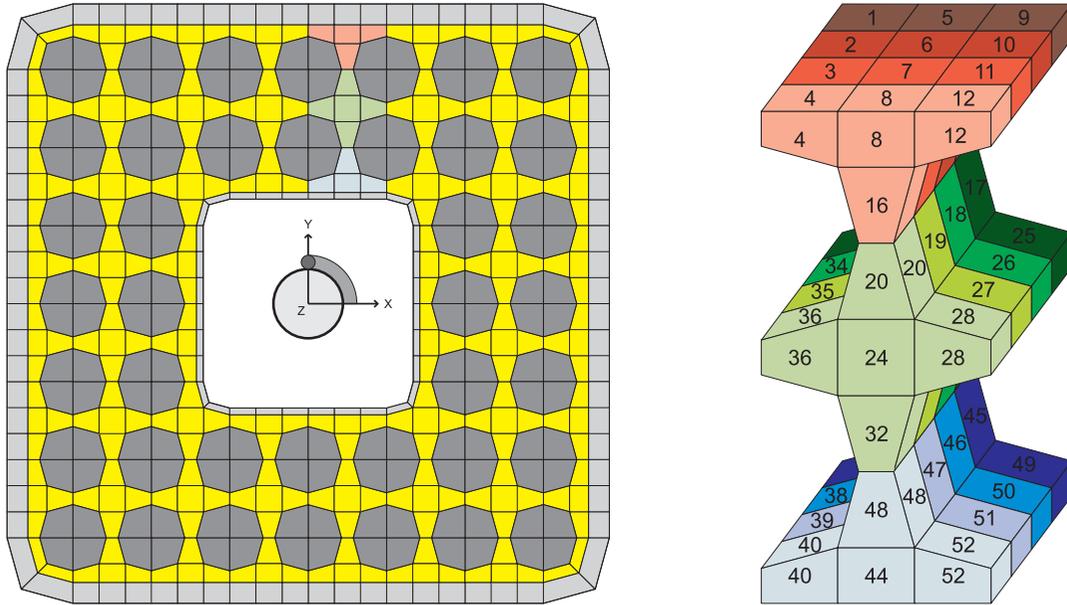


Abbildung 5.8: Links: Grobe Diskretisierung eines kompletten Brennelements; Rechts: Grobe Diskretisierung der repräsentativen Unterkanaltypen.

Die rechte Seite von Abb. 5.8 gibt die Geometrie der in Kapitel 4 untersuchten repräsentativen Unterkanaltypen aus Abb. 4.3 wieder. Dabei sind die Zellen des sogenannten "oberen" Randkanals rot, die des Zentralkanals grün und die den "unteren" Randkanal vernetzenden Zellen blau kodiert. Die den einzelnen Volumenzellen zugewiesenen Ziffern dienen der Nummerierung und der individuellen Zuweisung von extern eingespeisten Informationen durch zusätzlich programmierte Routinen. Darauf soll allerdings erst später in dieser Arbeit näher eingegangen werden.

5.2.2 Modellierung der Drahtwendeln als Impulsquelle

In den reduzierten Erhaltungsgleichungen aus Kapitel 4.1.1, wie sie in Unterkanalprogrammen der COBRA-Familie implementiert sind, üben die Drahtwendeln Einfluss auf alle drei Bilanzgleichungen eines Kontrollvolumens aus: in der Kontinuitätsgleichung durch das entsprechend verringerte Zellvolumen und in den Impulsgleichungen durch die turbulente Quergeschwindigkeit v'_{quer} sowie mit Beiträgen zu den Druckverlustkoeffizienten.

Wie bereits in Kapitel 5.2.1 diskutiert, kann dem Einfluss des Drahtvolumens in den Kontinuitätsgleichungen der Zellen bei der Verwendung von dreidimensionaler CFD zur Unterkanalanalyse nicht Rechnung getragen werden. Allerdings besitzt der in dieser Arbeit verwendete Ansatz der Modellierung der Auswirkungen des Drahtes als zusätzliche Quellterme in den Impulserhaltungsgleichungen in Form von

Volumenkräften erhebliche Vorteile. Die in den Kapiteln 5.1.2 bzw. 5.1.3 erstmals in dieser Arbeit eingeführten und sich in Kapitel 5.1.4 als konsistent herausgestellten Methoden vereinen alle im Kontrollvolumen auftretenden Effekte. Eine separate Korrelierung verschiedener Auswirkungen ist damit nicht mehr notwendig.

Um eine möglichst universelle Anwendbarkeit zu garantieren, werden die individuellen Kraftkomponenten in die drei Raumrichtungen $i = x, y, z$ in Abhängigkeit der Axialgeschwindigkeit ausgedrückt, welche in Kapitel 4.4.4 durch Variation der Stoffwerte für die betrachteten Temperaturen $j = 280^\circ C, 390^\circ C, 430^\circ C, 500^\circ C$ bestimmt wurden:

$$F_{in,i} = a_{ij} \cdot v_{ax}, \quad (5.41)$$

mit:

$$a_{ij} = \frac{\sum (F_{ij} \cdot v_{ax,j})}{\sum v_{ax,j}^2}. \quad (5.42)$$

Die oben beschriebenen Kraftkomponenten setzen sich in lateraler Richtung aus den auf die Drahtoberflächen wirkenden Reib- und Druckkräften nach Gl. (5.26) und Gl. (5.27) zusammen. Bei den axialen Kraftkomponenten ist zusätzlich die auf den Hüllrohrmantelflächen angreifende Reibkraft berücksichtigt. Dies entspricht der Modellierung im Unterkanalprogramm COBRA IIIC, da dort ebenfalls nur in Gl. (4.2) für die axiale Impulsbilanz der Reibungseinfluss eingearbeitet wird, welcher sich aus der Summe der Reibung auf dem Draht und auf den Stabmantelflächen zusammensetzt. Dem in den Gl. (4.2) und (4.3) modellierten, lateralen Formwiderstand wird durch die Form der Fluidzellen aus Abb. 5.8 rechts und der Berücksichtigung der Druck- und Reibungskräfte auf den Drahtoberflächen Rechnung getragen. Es wird bewusst auf die Berücksichtigung der Druckkräfte auf die Stabmantelflächen verzichtet, da der Druck als zu berechnende Strömungsgröße in der Rechnung selbst diese Kräfte erzeugt und diese ansonsten doppelt auftreten würden. Die vorgestellte Art der Parametrisierung hat sich als geeignet herausgestellt, da die Kraftkomponenten linear mit der axialen Geschwindigkeit zunehmen. Diese Strömungsgröße muss verwendet werden, weil in dem numerischen Modell, wie in Kapitel 5.2.3, die Haftbedingung an den Wänden nicht erfüllt ist und sich erst mit der Implementierung dieser Kraftkomponenten laterale Geschwindigkeiten und Druckgradienten ausbilden können.

Es hat sich herausgestellt, dass erst durch die individuelle Zuweisung der Kraftkomponenten aller drei Raumrichtungen in jede einzelne Fluidzelle der Geometrie aus Abb. 5.8 die Strömungsverhältnisse wiedergegeben werden können. Dazu werden die Ergebnisse der detaillierten RANS-Rechnungen in einer Weise ausgewertet, welche die Übertragbarkeit auf die grobe Diskretisierung erlaubt. Dazu wird die hoch aufgelöste Geometrie aus Abb. 4.3 in die Kontrollvolumen aus Abb. 5.8 rechts unterteilt und für diese dann die entsprechenden Anteile des Kraftvektors bestimmt.

5.2.3 Aufbau des numerischen Modells

Die Randbedingungen für die Berechnung der Strömungsverhältnisse in den für das HPLWR-Brennelement repräsentativen Unterkanaltypen entsprechen weitestgehend den für die detaillierten RANS-Rechnungen aus Kapitel 4.3 aufgeprägten Randbedingungen.

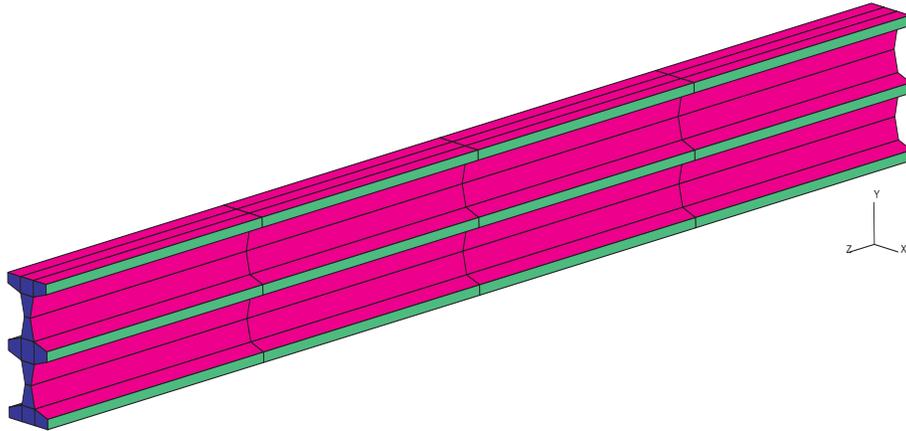


Abbildung 5.9: Randbedingungen der repräsentativen Unterkanäle in grober Diskretisierung.

In Abb. 5.9 sind analog zu Abb. 4.4 die grün eingefärbten, zyklischen Randbedingungen auf den Schnittflächen in den engsten Spaltquerschnitten zu erkennen. Auf den blau kodierten Ein- und Auslassflächen sind partialzyklische Randbedingungen implementiert, auf denen der Ein- bzw. Auslassmassenstrom zu $M_{tot} = 0,124kg/s$ vorgegeben wird. Bei den Randbedingungen auf den Brennstaboberflächen und Kastenwänden unterscheiden sich die beiden numerischen Modelle. So wird auf den magentafarbenen Flächen in Abb. 5.9 im Gegensatz zu den roten Flächen aus Abb. 4.4 die zu fordernde Haftbedingung an der Struktur verletzt und stattdessen die Gleitbedingung eingesetzt. Dieser Typ Randbedingung bedingt, dass die Geschwindigkeitskomponente in Wandnormalenrichtung null ist und der Geschwindigkeitsvektor parallel zur Wand verläuft. Die Wahl dieses Randbedingungstyps spiegelt die Realität nicht wider. Dennoch muss er gewählt werden, um Haftreibung an den Wänden und eine bei der hier vorliegenden, sehr groben Diskretisierung aus Abb. 5.7 ohnehin inkorrekte Berechnung der Wandgrenzschicht zu verhindern. Des Weiteren ist eine Berechnung von Gradienten der Strömungsgrößen nicht mehr möglich, womit der Spannungstensor σ und damit die innere Reibung bzw. Diffusion im Fluid gemäß Gl. (3.6) aus den Erhaltungsbilanzen für Impuls und Energie, beschrieben durch den Term $\langle II - IV \rangle$ in Gl.(3.4) und den Term $\langle III - V \rangle$ aus Gl.(3.8), herausfällt.

Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschichten, über welche der Strömung in einem realen Brennstabbündel von der Struktur ausgehende Informationen über Fluidhaftung und Wärmezufuhr aufgeprägt werden, sind in einer detailliert diskretisierten RANS-Simulation entweder direkt aufgelöst oder über geeignete, sogenannte Wandfunktionen modelliert. Da in der hier verwendeten, groben Diskretisierung weder eine Auflösung dieser Grenzschichten möglich ist noch eine geeignete Anpassung von Wandfunktionen vorgenommen wird, müssen die von den Wänden ausgehenden Effekte wie Reibung, Umlenkung und Energiezufuhr ins Zellvolumen verlagert werden. Dementsprechend werden Reibungseinflüsse und die von den Drahtwendeln ausgelösten Strömungsumlenkungen in dem Vektor der Volumenkräfte \vec{F} berücksichtigt. Da bei den detaillierten RANS-Rechnungen aus Kapitel 4 das Fluid den Einfluss der Erdschwere erfährt, muss in den hier beschriebenen Rechnungen dieser Effekt vermieden werden, da er bereits in den zur Bestimmung der Volumenkräfte benutzten Strömungsgrößen eingerechnet ist. Die von den Hüllrohrmantelflächen abgegebene Wärme wird als volumetrische Wärmequelle durch den Term Q direkt in die Fluidzellen eingebracht.

Unter den in diesem Kapitel diskutierten Bedingungen und bei gleichzeitiger Voraussetzung stationärer Strömungsverhältnisse, wodurch die Ableitungen nach der Zeit t herausfallen, lassen sich nachfolgend aufgeführte Bilanzgleichungen für die Volumenzellen bei der Berechnung von Unterkanalströmungen mit CFD angeben:

- Kontinuitätsgleichung:

$$\nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (5.43)$$

- Impulserhaltungsgleichung:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\nabla p + \vec{F} \quad (5.44)$$

- Energieerhaltungsgleichung:

$$\nabla \cdot (\rho h \vec{v}) = Q + \nabla \cdot (\lambda + \lambda_t) \vec{\nabla} T. \quad (5.45)$$

Dieser Satz aus insgesamt fünf gekoppelten Gleichungen entspricht nach Oertel und Laurien [107] den Euler-Gleichungen zur Beschreibung der Strömung reibungs- und turbulenzfreier Fluide. Unter Verwendung von Strömungsrandbedingungen, wie z.B. einem vorgegebenen Einlassmassenstrom, bilden sie ein partielles Differentialgleichungssystem mit hyperbolischem Charakter. Dies bedeutet, dass Informationen im Strömungsfeld nur stromabwärts weitergegeben werden können und nicht stromaufwärts. Die Energiebilanz aus Gl. (5.45) wird erst in Kapitel 5.3 verwendet und wird an dieser Stelle lediglich der Vollständigkeit halber aufgeführt. Der Einfluss der Wärmeleitungsprozesse aus Term $\langle III - VII \rangle$ in Gl. (3.8) hat sich bei den Berechnungen in Kapitel 5.3 durch Evaluation der Pécletzahlen gemäß

Gl.(4.64) als vernachlässigbar herausgestellt und muss somit in Gl. (5.45) nicht weiter berücksichtigt werden.

In dem Softwarepaket STAR-CD[®] gibt es nicht die Möglichkeit, ausschließlich die Euler-Gleichungen für den vernetzten Fluidraum zu lösen. Aus diesem Grunde werden zur Umgehung dieser Unzulänglichkeit die laminaren, stationären Navier-Stokes-Gleichungen gelöst. Diese ergeben sich aus den Gleichungen (3.3) und (3.4) durch Vernachlässigung der Terme mit den Zeitableitungen $\langle I - I \rangle$ und $\langle II - I \rangle$ sowie der über μ_t modellierten, turbulenten Schubspannungen in Term $\langle II - V \rangle$. In Verbindung mit dem zur räumlichen Diskretisierung der Flüsse in den Volumenzellen benutzten Aufwind-Verfahren als ein Verfahren 1. Ordnung bekommen die zu lösenden Gleichungen die hyperbolischen Eigenschaften der Eulergleichungen. Durch die fehlende Wandreibung aufgrund der implementierten Gleitbedingung ist die Strömung nahezu reibungsfrei. Lediglich durch die jedoch als gering einzuschätzende Reibung innerhalb des Fluids und die ungewollt durch das Aufwind-Verfahren zusätzlich eingeführte, numerische Diffusion unterscheiden sich die Gl. (5.43)-(5.45) von den tatsächlichen Euler-Gleichungen.

5.2.4 Vergleich der Methode mit den RANS-Simulationen

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln die grobe Diskretisierung des Fluidraums der repräsentativen Unterkanäle aus Abb. 4.3 und der numerische Aufbau des Modells eingeführt wurden, sollen nun die mit dieser neuen Methode erzielten Ergebnisse mit den entsprechenden Daten der detaillierten RANS-Simulationen aus Kapitel 4 verglichen werden. Den hier vorgestellten Ergebnissen liegt die Geometrie der Unterkanäle gemäß Abb. 5.8 rechts mit der dort zu entnehmenden Nummerierung der Fluidzellen zugrunde. Die stationären Rechnungen sind isotherm und die implementierten Stoffwerte basieren auf einem zu $T = 390^\circ\text{C}$ gewählten Temperaturniveau, welches in etwa den Austrittsbedingungen aus der Verdampferstufe nach Abb. 1.2 entspricht. Die in den nachfolgenden Diagrammen durch schwarze, durchgezogene Linien verbundenen Werte sind nach Gl. (3.37) volumengemittelt. Die dazu notwendige Einteilung in Kontrollvolumen entspricht denen aus Abb. 5.8 rechts. Der axiale Massenstrom entspricht exakt dem in Kapitel 4 eingesetzten Wert von $M_{tot} = 0,124\text{kg/s}$. In Bezug auf die räumliche Diskretisierung werden mit dem Zentralknoten-Verfahren gewonnene und durch dunklere, durchgezogene Linien abgebildete Ergebnisse den mit dem Aufwind-Verfahren errechneten und in helleren, gestrichelten Linien dargestellten Daten gegenübergestellt. Die Farbkodierung für die drei Unterkanäle ist an Abb. 5.8 rechts angelehnt.

Zur besseren Adressierung von Interpretationen zu bestimmten Zellen werden immer vier in axialer Richtung aufeinanderfolgende Zellen zu sogenannten Zellsäulen zusammengefasst. Tabelle 5.1 listet die Zuweisung der Zellnummern aus Abb. 5.8

rechts zu entsprechenden Zellsäulen auf.

Zellsäule:	1	2	3	4	5	6	7
Zellnr.:	1-4	5-8	9-12	13-16	17-20	21-24	25-28
	8	9	10	11	12	13	
	29-32	33-36	37-40	41-44	45-48	49-52	

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Einzelzellen aus Abb. 5.8 rechts zu Zellsäulen.

Die in diesem Abschnitt einheitliche Farbkodierung ist in Tabelle 5.2 aufgeführt.

	Aufwind	Zentraldifferenzen
Randkanal oben	—
Zentralkanal	—
Randkanal unten	—
RANS	—	—

Tabelle 5.2: Farbkodierung der Graphen in diesem Kapitel.

Abb. 5.10 oben links zeigt den Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten in x-Richtung zwischen den RANS-Simulationen und den Unterkanalrechnungen. Es ist zu erkennen, dass die in dieser Arbeit vorgestellte Art der Unterkanalanalyse in der Lage ist, die Quergeschwindigkeiten, wie sie sich bei der numerischen Lösung der Reynoldsgleichungen ergeben, in zufriedenstellender Weise zu reproduzieren. Insbesondere der Verlauf der angesprochenen Daten in den beiden Randkanälen stimmt im Mittel mit denen der detaillierteren Rechnungen gut überein. Auch die Verläufe in den Zellen des Zentralkanals sind quantitativ gut getroffen. Zwischen den beiden Diskretisierungsverfahren sind keine nennenswerten Unterschiede festzustellen.

In Bezug auf die in Abb. 5.10 oben rechts dargestellten Geschwindigkeiten in y-Richtung ist die Übereinstimmung weniger zufriedenstellend. Generell werden in den drei Unterkanälen diese Quergeschwindigkeiten deutlich geringer vorhergesagt als in den Simulationen aus Kapitel 4. Relativ stark weichen die mit der groben CFD erzielten Ergebnisse von denen der RANS in den gelb hinterlegten Zellen ab, welche an die Spalte zwischen dem Zentralkanal und den Randkanälen grenzen. Aufgrund der fehlenden Diskretisierung des Drahtvolumens können dadurch hervorgerufene Saug- bzw. Druckwirkungen sowie Verdrängungs- und Trägheitseffekte nicht berücksichtigt werden. Diese Eigenschaften werden im Nachfolgenden als die Verdrängungswirkung der Drahtwendel bezeichnet. In den rot hinterlegten Zellen, welche eigentlich für den Queraustausch in x-Richtung verantwortlich sind, weichen

die v -Geschwindigkeiten ebenfalls voneinander ab. Die dortige Unterschätzung der genannten Geschwindigkeitskomponenten ist als Folge des massiven Wandeinflusses zu werten. In diesen in y -Richtung von jeweils zwei Wänden flankierten Fluidzellen wird aufgrund der räumlichen Diskretisierung eine Ausbildung von hinreichend hohen Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Wand unterdrückt.

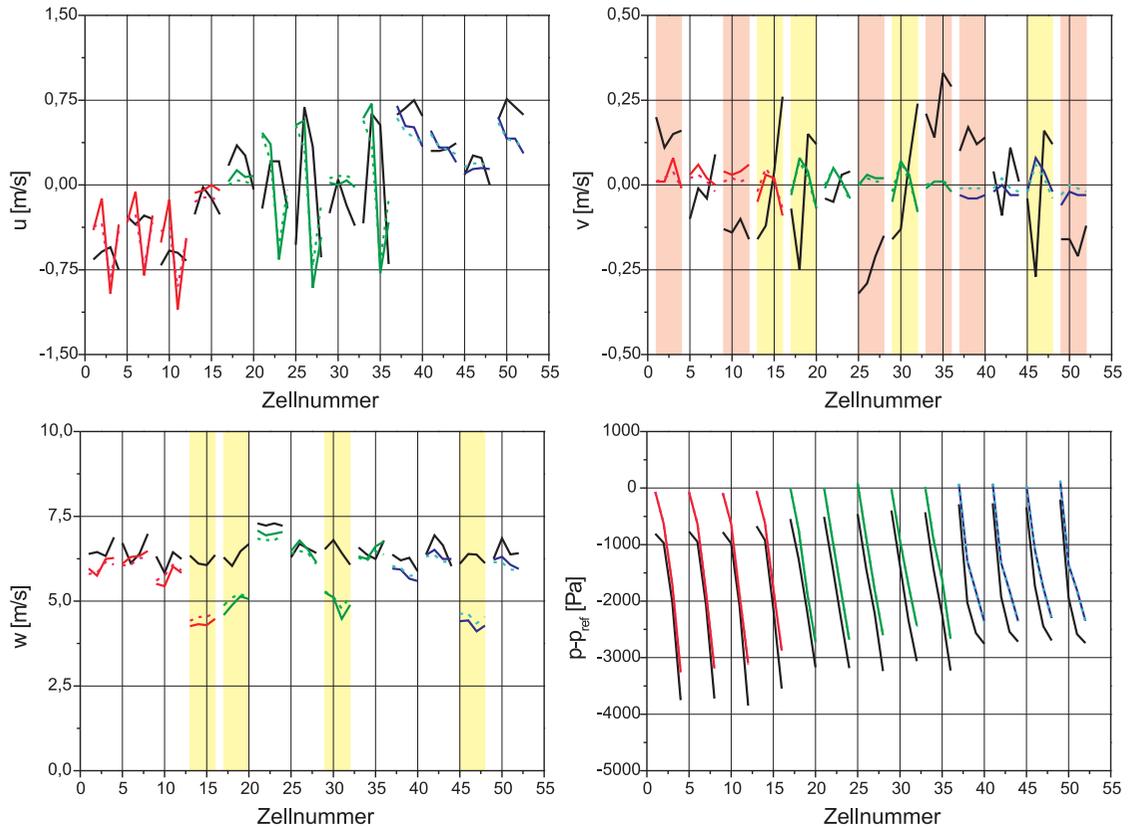


Abbildung 5.10: Gegenüberstellung der Strömungsgrößen in den Fluidzellen aus Abb. 5.8.

Die Profile der Geschwindigkeiten in z -Richtung, in Abb. 5.10 unten links dargestellt, hingegen passen wiederum hinreichend gut zu den Referenzwerten aus Kapitel 4. Tendenziell werden diese jedoch etwas geringer bestimmt. Die Ausnahme hiervon bilden die Daten für die bereits angesprochenen, gelb hinterlegten Zellen. Dort werden die Axialgeschwindigkeiten deutlich zu niedrig berechnet. Da alle aufgeprägten Volumenkräfte in Abhängigkeit dieser Strömungsgröße nach Gl. (5.41) berechnet werden, hat diese Diskrepanz erheblichen Einfluss auf die Strömungsstruktur in den grob diskretisierten, repräsentativen Unterkanälen. Da von den markierten Zellen maßgebliche Impulse für den Queraustausch in y -Richtung ausgehen, wirkt sich diese Unzulänglichkeit besonders drastisch auf die Quergeschwindigkeitsverteilung in dieser Koordinatenrichtung in Abb. 5.10 oben rechts aus.

Der in Abb. 5.10 unten rechts wiedergegebene, axiale Druckverlauf weist nicht auf die diskutierte, inkorrekte Berechnung der Axialgeschwindigkeiten in den für den Queraustausch in y-Richtung wichtigen Zellen hin. So stellt sich in allen, einen Unterkanal bildenden Zellsäulen ein nahezu identischer Druckverlauf in axialer Richtung ein. Dies korrespondiert zu der überwiegend sehr guten Übereinstimmung zwischen RANS und der hier vorgestellten Unterkanalberechnung bzgl. der Axialgeschwindigkeiten. Der Versatz der auch qualitativ ähnlichen Verläufe hat seine Ursache in der Speicherung der Strömungsgrößen in den Zellmittelpunkten, da in beiden Fällen der Referenzdruck von $p_{ref} = 0,1MPa$ auf die Einlassfläche gesetzt ist.

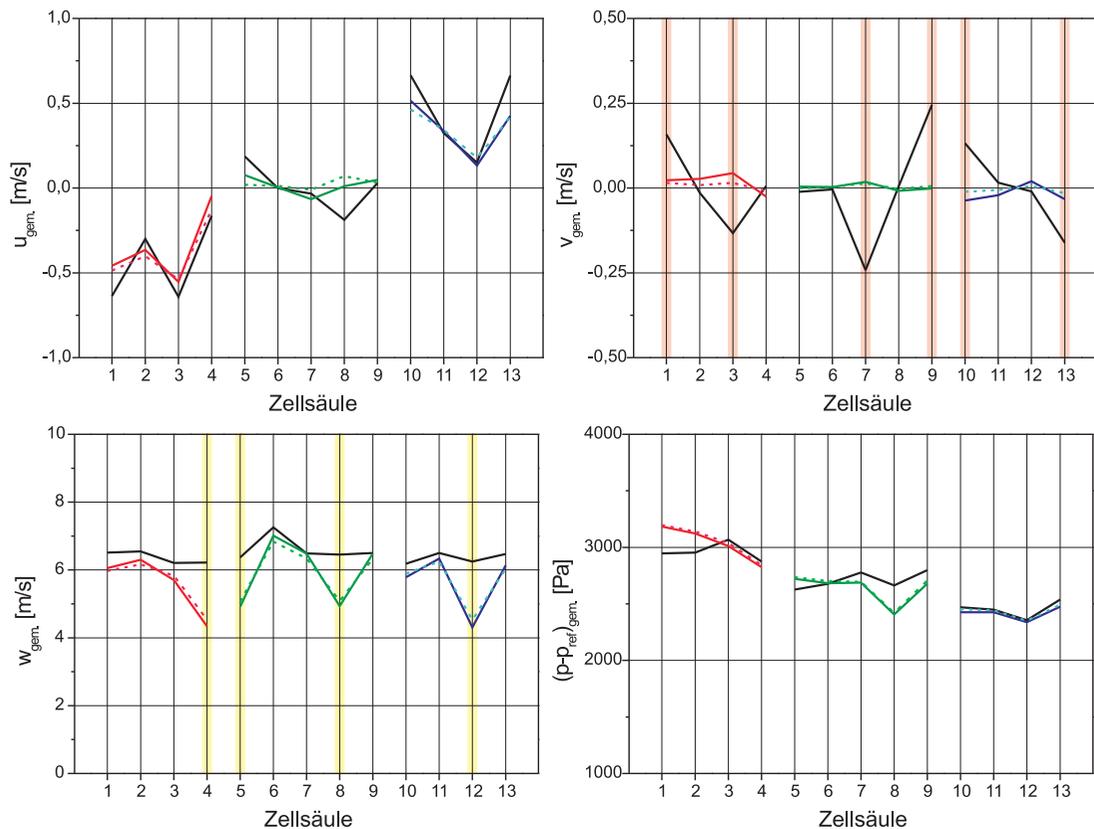


Abbildung 5.11: Gegenüberstellung der über Zellsäulen gemittelten Strömungsgrößen.

Für die Berechnung der Kühlmittelströmung in Brennelementen nach dem in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Ansatz der Unterkanalanalyse ist der Queraustausch pro Drahtwendelganghöhe von Interesse. Um zu untersuchen, ob die übergeordneten Strömungsstrukturen der in diesem Kapitel gegenübergestellten Methoden übereinstimmen, zeigt Abb. 5.11 die über eine Zellsäule axial gemittelten Werte der Strömungsgrößen aus Abb. 5.10. Wie oben links in Abb. 5.11 zu erkennen ist, kann

der mittlere Verlauf der Quergeschwindigkeiten in x-Richtung für alle drei Unterkanäle sowohl qualitativ als auch quantitativ gut bestimmt werden. Die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten in y-Richtung von Abb. 5.11 oben rechts weist besonders in den rot hinterlegten Zellsäulen Abweichungen zwischen den beiden Verfahren zur Strömungsberechnung auf, welche den Queraustausch in x-Richtung induzieren. Die Gründe hierfür sind bereits erläutert. In den Zellsäulen, welche in Abb. 5.10 gelb hinterlegt sind, gleichen sich die auftretenden Unterschiede aus, was im Mittel zu einem sehr geringen Austauschmassenstrom zwischen Zentral- und Randkanälen führt. Dies wird der Verdrängungswirkung des Drahtes zugesprochen. Ein abschnittsweiser Stillstand der Austauschströmung ist auch bei den RANS-Simulationen in Abb. 4.7 zu sehen. Größere Diskrepanzen in den Axialgeschwindigkeitskomponenten aus Abb. 5.11 unten links sind erwartungsgemäß nur in den schon in Abb. 5.10 identifizierten Zellregionen zu beobachten. Generell werden die Geschwindigkeiten in z-Richtung etwas geringer als bei den RANS-Rechnungen errechnet. Der in Abb. 5.11 unten rechts dargestellte, mittlere Druckverlauf in den Zellsäulen stimmt quantitativ weitestgehend überein.

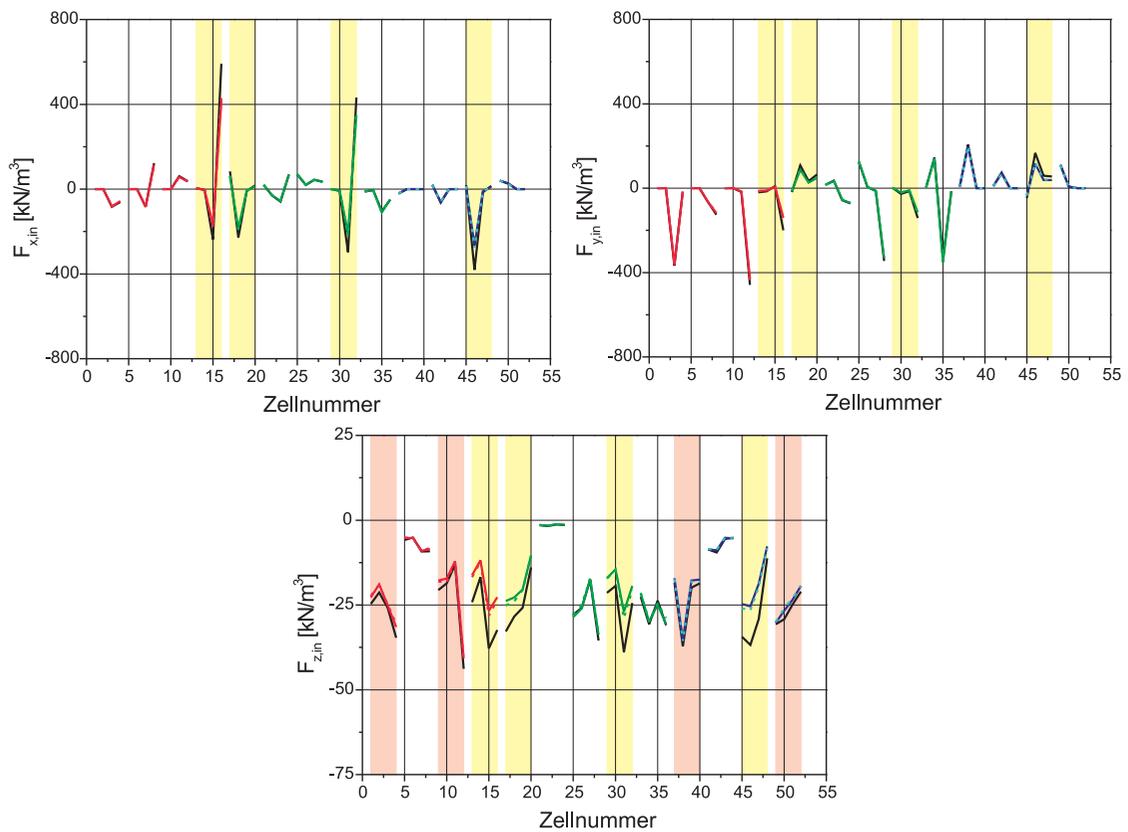


Abbildung 5.12: Verlauf der aufgeprägten Volumenkräfte.

Um die Ursache für die in Abb. 5.10 zu beobachtenden Diskrepanzen in den Strömungsgrößen zu ergründen, ist es notwendig, die tatsächlich in die einzelnen Fluidzellen aus Abb. 5.8 eingepprägten Volumenkräfte näher zu untersuchen. Aus diesem Grund sind in Abb. 5.12 die nach Gl. (5.41) berechneten, zellspezifischen Volumenkräfte farbig dargestellt. Diese Werte werden mit den Kräften verglichen, welche sich durch direkte Auswertung der auf die Drahtoberfläche in alle drei Raumrichtungen wirkenden Reibungs- und Druckkräfte nach Gl. (5.28) und der zusätzlich in axialer Richtung auf die Stabmantelflächen wirkenden Reibungskräfte gemäß Gl. (5.26) ergeben. Die so ermittelten Kräfte sind mit dem jeweiligen Volumeninhalt des entsprechenden Kontrollvolumens normiert. Abb. 5.12 stellt somit ein Maß dafür dar, ob die aus den RANS-Simulationen extrahierten und in die CFD-Rechnungen mit grober Diskretisierung neu einzuprägenden Volumenkräfte auch korrekt berechnet werden.

Der Verlauf dieser Kräfte in x-Richtung aus Abb. 5.12 oben links weist mit Ausnahme der gelb hinterlegten Zellen eine sehr gute Übereinstimmung auf. Da alle einzuprägenden Kräfte in Abhängigkeit der Axialgeschwindigkeit bestimmt werden, erklären sich die als zu gering berechneten Volumenkräfte in den angesprochenen Fluidzellen durch die ebenfalls als zu gering berechneten Geschwindigkeitskomponenten in z-Richtung aus Abb. 5.10 unten links. Die gleiche Aussage lässt sich auch für die in Abb. 5.12 oben rechts gezeigten Verläufe der Volumenkräfte in y-Richtung treffen. Allerdings sind die Abweichungen in den gelb markierten Zellen weniger ausgeprägt als für die korrespondierenden Zellen in x-Richtung. Dies kann somit nicht für die Unterschätzung der v-Geschwindigkeitskomponenten aus Abb. 5.10 oben rechts verantwortlich sein. Dies wird erneut dem Verdrängungseffekt des Drahtvolumens zugeschrieben. In axialer z-Richtung ist der Verlauf der dazugehörigen Kraftkomponente aus Abb. 5.12 unten bei den gelb hervorgehobenen Zellen im Vergleich zu den RANS-Simulationen am signifikantesten unterschätzt. Zusätzlich sind hier auch, wenngleich geringere, Abweichungen in den rot hinterlegten Zellen zu beobachten. Es lassen sich keinerlei Unterschiede zwischen den beiden getesteten Diskretisierungsverfahren für die drei Koordinatenrichtungen in Abb. 5.12 feststellen.

Abb. 5.13 zeigt die auf die Struktur wirkenden, resultierenden Kräfte für die beiden hier diskutierten Methoden zur Berechnung der Strömung in den repräsentativen Unterkanälen des HPLWR-Brennelements. Diese für die individuellen Kontrollvolumen aufsummierten Kräfte schließen im Falle der RANS-Rechnungen die Druck- und Reibungskräfte sowohl auf den Stab- als auch auf den Drahtoberflächen ein. Bei den CFD-Simulationen mit der groben Diskretisierung des Fluidraums umfassen die gezeigten Kraftverläufe für die einzelnen Fluidzellen lediglich die Druckkräfte auf die angenäherten Stabflächen wegen des Fehlens der physikalischen Präsenz des Drahtes und der Wandreibung.

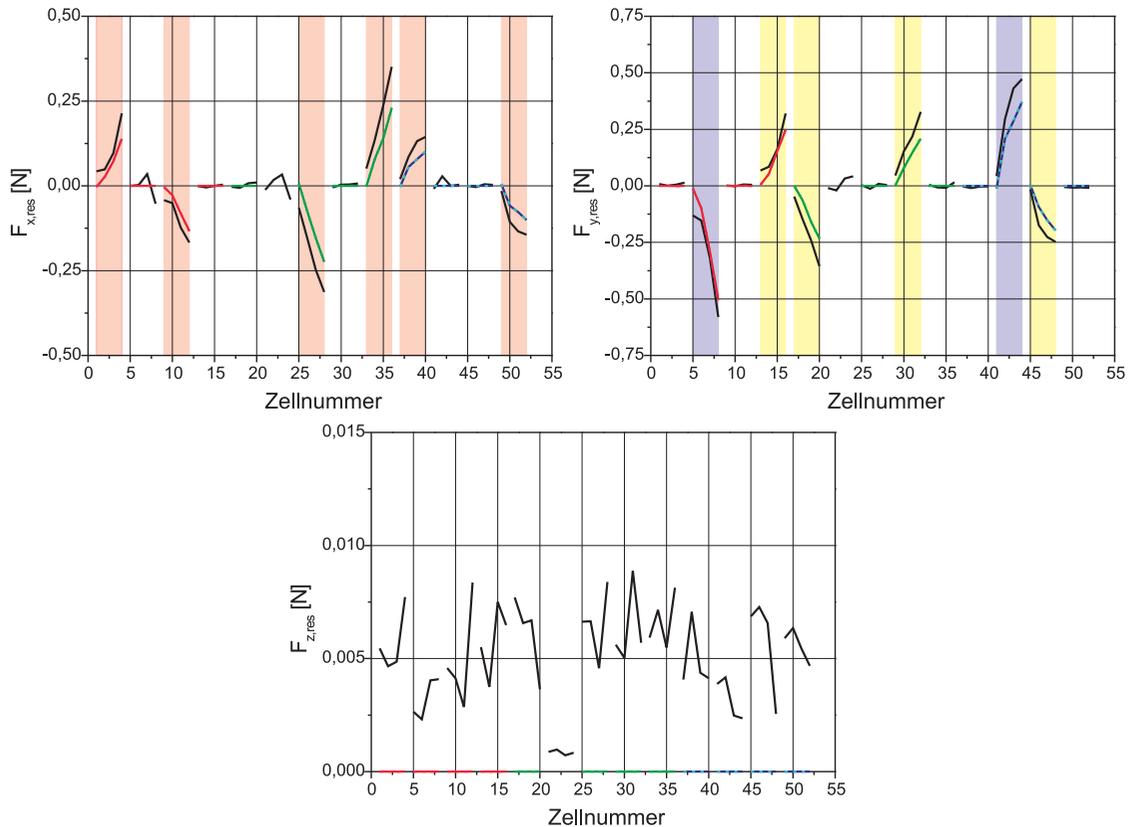


Abbildung 5.13: Verlauf der auf die Struktur wirkenden Kräfte.

Wie aus Abb. 5.13 oben links ersichtlich, wird auf die Struktur in x-Richtung nur in den Zellen eine resultierende Kraft ausgeübt, in denen sich die Form der Fluidzellen in dieser Koordinatenrichtung ändert. Dies ist bei den rot hinterlegten Zellen der Fall, von denen auch der Impuls für den Queraustausch in x-Richtung ausgeht. Bei allen anderen Zellen heben sich die Kräfte wegen der identischen Form der Wände paarweise auf. Dabei stimmt der Verlauf zwar qualitativ im axialen Verlauf mit den RANS-Rechnungen überein, jedoch werden die Kräfte allgemein geringer berechnet als in den detaillierteren Simulationen. Die Ursache hierfür liegt in den allgemein geringeren Zelldrücken nach Abb. 5.10 unten links. Der gegenläufige Verlauf in den zwei zu einem Unterkanal gehörenden Zellsäulen erklärt sich durch den entsprechend inversen Verlauf der Zellkontur in dieser Koordinatenrichtung. Für den Kraftverlauf in y-Richtung gilt Analoges wie für den in x-Richtung. So finden sich aus genannten Gründen in Abb. 5.13 oben rechts resultierende Kräfte in den entsprechend übrigen Zellen. Auch hier werden die Kräfte generell kleiner berechnet als in den Referenzrechnungen. Auffällig ist, dass in den grau hinterlegten Zellen deutlich höhere Kräfte ermittelt werden als in den gelb kodierten. Dies liegt an der größeren, projizierten Querschnittsfläche in y-Richtung. Wie auch schon bei

den auf die Struktur wirkenden Kräfte in x-Richtung ist kein Einfluss des Diskretisierungsverfahrens zu erkennen. In z-Richtung werden auf die grob diskretisierte Geometrie keine resultierenden Kräfte ausgeübt, da keine Wandreibung existiert und die Form der Zellen in axialer Richtung konstant bleibt. Abb. 5.13 unten gibt deshalb lediglich die Kraftverläufe der RANS wieder.

Als Schlussfolgerung aus dem hier durchgeführten Vergleich lässt sich feststellen, dass die in dieser Arbeit neu vorgestellte Methode deutlich besser in der Lage ist, die unilateralen Strömungsstrukturen in den Randkanälen wiederzugeben als die alternierenden Querströmungen zwischen dem Zentralkanal und den Randkanälen. Abb. 4.5 aus Kapitel 4.4.2 verdeutlicht diese Strömungsbedingungen. Die Ursache hierfür sind die komplexen Wirbelstrukturen aufgrund von Sekundärströmungen aus Abb. 4.7, welche sich gerade in den Kontrollvolumen der farblich hinterlegten Fluidzellen aus Abb. 5.10 befinden. Wegen der groben Diskretisierung ist es nicht möglich, die dort auftretenden Phänomene richtig zu erfassen. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass sich bei einer Erhöhung der Zelldichte in axialer Richtung dieser Nachteil weniger drastisch auswirken wird. Mit wenigen Ausnahmen für die angesprochenen Regionen sind die Axialgeschwindigkeiten und im Besonderen der axiale Druckverlust sehr gut reproduzierbar. Vergleicht man die beiden benutzten Diskretisierungsverfahren, so sind keine signifikanten Unterschiede zu erkennen.

Es gilt jedoch anzumerken, dass bei dieser Methode im Gegensatz zu den üblicherweise verwendeten Unterkanalprogrammen mit Ausnahme des verwendeten Turbulenzmodells bei den Simulationen zur Bestimmung der Detailinformationen auf weitere, empirische Modellparameter verzichtet werden kann. Weiterhin werden Ungenauigkeiten, welche mit der zur Kalibrierung von Modellkonstanten erforderlichen Experimenten einhergehen, ausgeschlossen, da stattdessen experimentell verifizierte CFD-Rechnungen Anwendung finden. Unter Berücksichtigung dieser Aspekte wird von einer insgesamt sehr guten Wiedergabe der Strömungsstrukturen in den Unterkanälen des HPLWR-Brennelements mit der hier erarbeiteten, pragmatischen Vorgehensweise ausgegangen.

Zu der direkten Auswertung der resultierenden Kräfte gemäß Kapitel 5.1.2 und 5.1.3 und dem anschließenden Einprägen in die einzelnen Fluidzellen nach Kapitel 5.2.2 ist eine weitere Alternative denkbar. So wäre es möglich, die für die Kontrollvolumen aus Abb. 5.8 bestimmten, mittleren Geschwindigkeitskomponenten und Drücke der detaillierten Simulationen direkt in die bei der groben CFD verwendeten Zellen einzuspeisen. Nach nur einem infinitesimalen Zeitschritt einer darauf folgenden, instationären Rechnung ließen sich dann die resultierenden Kräfte nach den beiden oben beschriebenen Methoden bestimmen. Auf diesem Wege lassen sich Volumenkräfte ermitteln, welche die exakt gleiche Strömungsstruktur der RANS-

Simulationen in den groben Fluidzellen ohne Drahtgeometrie induzieren. Als Folge ist eine bessere Übereinstimmung der mit der groben CFD bestimmten Ergebnisse mit denen der detaillierten Rechnungen zu erwarten, da die dabei verwendeten Kräfte bereits entsprechend bestimmt wurden. Diese lassen sich jedoch nicht aus physikalischen Überlegungen ableiten wie jene aus Kapitel 5.1.2 und 5.1.3, weshalb die gerade beschriebene Vorgehensweise im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht wird.

5.3 Untersuchung eines Brennelements aus der zweiten Überhitzerstufe

5.3.1 Aufbau des numerischen Modells

Nachdem in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt werden konnte, dass ein kommerzielles, dreidimensionales CFD-Programmpaket wie STAR-CD[®] in der Lage ist, die komplexen Strömungsverhältnisse in Unterkanälen mit Drahtwendelabstandshaltern zu erfassen, soll diese innovative Methode nun auf das komplette HPLWR-Brennelement angewendet werden. Als Validierungsfall wird eine Sensitivitätsanalyse von Heinecke [131] gewählt, welche für das HPLWR-Brennelement mit einer adaptierten Version des Unterkanalprogramms COBRA IIIC [124] durchgeführt wurde. Im Detail handelt es sich um ein modelliertes Brennelement der zweiten Überhitzerstufe, welches einer deutlich erhöhten, thermischen Leistungszufuhr mit einem zusätzlichen, starken, lateralen Leistungsgradienten ausgesetzt ist. Bzgl. weiterer Einzelheiten zu den getroffenen Annahmen bzw. gewählten Modellen sei aufgrund des begrenzten Umfangs dieser Arbeit auf [131] verwiesen.

Zunächst ist die Generierung des numerischen Rechengitters erforderlich. Dabei kann die gesamte, beheizte Länge von mit der in Abb. 5.8 links vorgestellten Diskretisierung durch insgesamt nur 21.504 Hexaederzellen wiedergegeben werden. In Simulationsprogrammen, welche die Berechnung vieler Millionen Fluidzellen erlauben, ist dadurch die Analyse der Strömungsverhältnisse in mehreren miteinander über ein gemeinsames Plenum gekoppelten Brennelementbündel möglich.

Wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben, ist es erforderlich, allen Zellen im Fluidraum in Abhängigkeit ihrer geometrischen Lage individuell Werte zuzuweisen. Da die Berechnung des kompletten HPLWR-Brennelements über eine Ganghöhe mit den zur Verfügung stehenden, numerischen Kapazitäten nicht möglich ist, muss, in Ermangelung von Daten für die restlichen Unterkanäle, für die in Kapitel 4 gewonnenen Informationen eine Übertragbarkeit auf die verbleibenden Zellen gefunden werden.

In Abb. B.1 aus Anhang B ist die bei den folgenden Rechnungen eingesetzte Methode dargestellt. Diese basiert auf der Annahme, dass die sich in den Kontrollvolumen aus Abb. 5.8 einstellenden Strömungsverhältnisse direkt mit der dort vorzufindenden Geometrie in Verbindung bringen lassen. Auf der Suche nach geometrischen Ähnlichkeiten im HPLWR-Brennelement lassen sich zu den in Kapitel 5.2.4 untersuchten und mit durchgezogenen Linien umrahmten Zellen die mit gestrichelten Linien eingefassten, analogen Zellen finden. Sie befinden sich unterhalb des Moderatorkastens. Dies gilt für Zellen einer in axialer Richtung in vier äquidistante Kontrollvolumen unterteilten Ganghöhe. Die Geometrie für die farblich eingerahmten Zellen links bzw. rechts des Moderatorkastens lässt sich eine Stufe unterhalb der jeweiligen Stufe finden, wenn man die Ausgangszellen um 90° entgegen dem Uhrzeigersinn dreht. Unter strikter Einhaltung dieser Vorgehensweise lassen sich mit einigen zusätzlichen Annahmen allen Zellen in der Brennelementgeometrie die originalen oder die um 90° gedrehten und entsprechend angepassten Eigenschaften der repräsentativen Unterkanalzellen zuweisen. Abb. B.2 in Anhang B zeigt die vollständige Zuordnung für die einzelnen Ebenen im Detail. Von den angesprochenen Annahmen sind zum Beispiel die Zellen der beiden Unterkanaltypen in den äußersten Ecken sowie an den Ecken des Moderatorkastens betroffen. Abb. 5.14 zeigt die nach dem beschriebenen Schema kodierten Zellen einer axialen Ganghöhe, wiedergegeben durch vier Zellschichten in axialer Richtung.

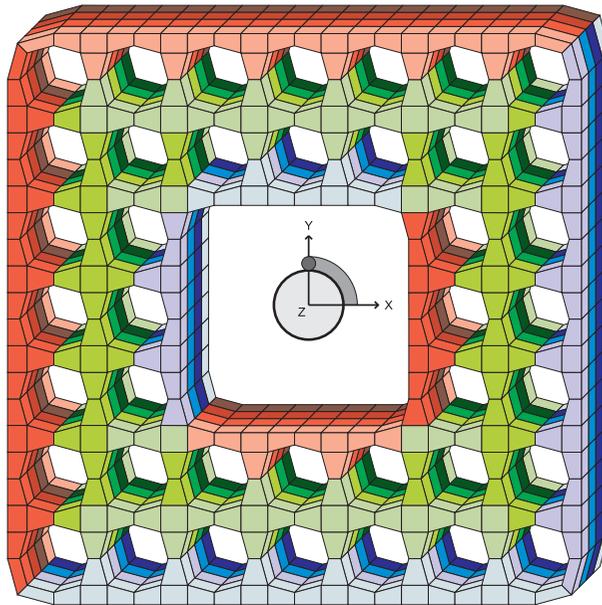


Abbildung 5.14: Grobe Diskretisierung einer axialen Ganghöhe.

Als Randbedingung auf den als adiabat angenommenen Stab- und Kastenwänden wird analog zu Kapitel 5.2.4 die Gleitbedingung verwendet. Auf dem gesamten

Einlassquerschnitt ist eine dem Axialmassenstrom von $M_{BE} = 2,479\text{kg/s}$ proportionale Axialgeschwindigkeit von $v_{ax} = 11,39\text{m/s}$ implementiert. Zusätzlich ist dort dem der Einlasstemperatur von 433°C entsprechende Wert für die Fluidichte von $\rho_{ein} = 119,97\text{kg/m}^3$ und anstelle der Einlasstemperatur der Wert der Einlassenthalpie von $h_{ein} = 2.856,25\text{kJ/kg}$ vorgegeben. Auf der Auslassebene wird das Verschwinden von Gradienten in lateraler Richtung erzwungen. Ausgehend von dem Temperaturniveau am Einlass hat Heinecke [131] dem untersuchten HPLWR-Brennelement aus der zweiten Überhitzerstufe eine thermische Gesamtleistung von $Q_{BE} = 1,422\text{MW}$ beaufschlagt, was in etwa dem 1,75-fachen der nominellen Leistung eines Überhizerelements dieser Kernregion mit einer Aufheizspanne von ca. 430°C auf ungefähr 500°C entspricht. Die Leistungserhöhung wurde von Heinecke [131] gewählt, um in dem heißesten Unterkanal eine als maximal zulässig definierte Temperatur von 600°C zu erreichen. Dabei wurde in den angesprochenen Analysen die Wärmeenergie gleichmäßig entsprechend dem jeweiligen Anteil an Stabvierteln zugeführt, was in einem linearen Anstieg der Kühlmitteltemperatur über der Höhe resultiert. Die Maximaltemperaturen in den Unterkanälen werden demzufolge in der letzten, axialen Zellschicht erreicht.

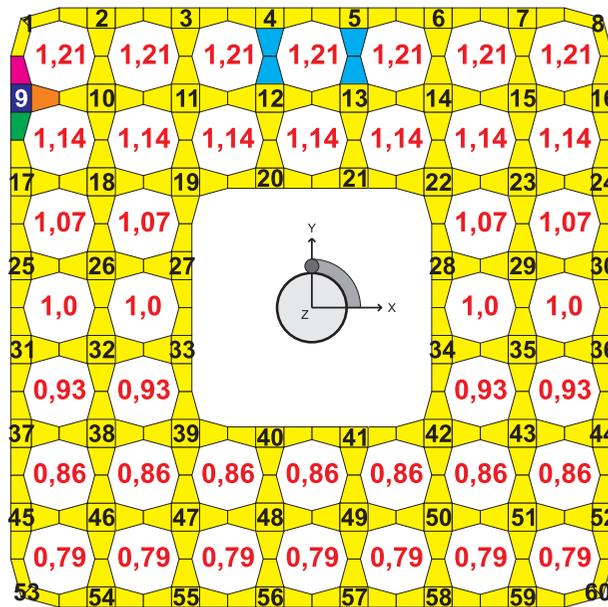


Abbildung 5.15: Laterale Leistungsverteilung der Brennstäbe.

In der Realität ist ein Brennelement jedoch keinem flachen Leistungsprofil exponiert, sondern sieht einen seiner Lage im Kern entsprechenden, schrägen Verlauf. Dies liegt daran, dass der Neutronenfluss in radialer Richtung variiert und vom Inneren des aktiven Kerns nach außen in Richtung Reaktordruckbehälter nachlässt. Um dieser Tatsache gerecht zu werden, ist gemäß Heinecke [131] dem axialen Leistungsprofil

zusätzlich ein Leistungsgradient in lateraler Richtung überlagert, welcher jedoch die dem Brennelement insgesamt zugeführte Wärme nicht verändert. Abb. 5.15 zeigt in roten Ziffern die Variation in der Leistungsverteilung der Brennstäbe in y-Richtung.

Eine Lösung der Neutronendiffusionsgleichung unter der Voraussetzung konstanter Stoffwerte ist eine sinusförmige, axiale Wärmezufuhr. Für ein HPLWR-Brennelement aus der zweiten Überhitzerstufe ist diese Annahme gerechtfertigt. Diesen Verlauf erhält man unter den Voraussetzungen eines in axialer Richtung symmetrischen Verlaufs des Neutronenflusses mit einem mittig gelegenen Maximum. Zusätzlich wird angenommen, dass an den beiden axialen Berandungen alle Neutronen als Leckage verloren gehen und sich dort aufgrund der Ermangelung des Neutronenflusses keine Leistungsfreisetzung einstellen kann. Ein entsprechend modifiziertes Leistungsprofil wird im folgenden Kapitel den Berechnungen mit linearem Temperaturanstieg zum Vergleich gegenübergestellt. Trotz gleicher zugeführter Gesamtleistung erfährt das Kühlmedium dadurch eine andere Historie während der Aufheizung. Dies kann sich in einer unterschiedlichen Lage des heißesten Unterkanaals mit verschiedenen Endtemperaturen äußern. Die Berechnung der Werte für die den Fluidzellen eingespeiste Wärme wird im Folgenden erläutert.

Der dem Brennelement integral über die gesamte Länge zugeführte Wärmestrom Q_{BE} lässt sich ausdrücken als:

$$Q_{BE} = Q_{max} \cdot \int_0^{L_{beh.}} \sin\left(\pi \cdot \frac{z}{L_{beh.}}\right) \cdot dz. \quad (5.46)$$

Dabei ist die Konstante Q_{max} der auf halber Höhe in der Mitte des Brennelements auftretende Maximalwert der zugeführten Wärme. Integration des obigen Ausdrucks liefert:

$$Q_{BE} = Q_{max} \left[-\frac{L_{beh.}}{\pi} \cdot \cos\left(\pi \cdot \frac{z}{L_{beh.}}\right) \right]_0^{L_{beh.}} = Q_{max} \cdot 2 \cdot \frac{L_{beh.}}{\pi}, \quad (5.47)$$

wodurch man durch Umstellen folgende Bestimmungsgleichung erhält:

$$Q_{max} = \frac{\pi}{2 \cdot L_{beh.}} \cdot Q_{BE}. \quad (5.48)$$

Die von einem Brennstab pro axialem Inkrement abgegebene Wärme berechnet sich zu:

$$Q_{KV}(z = z_j) = Q_{max} \cdot \int_{z_i}^{z_{i+1}} \sin\left(\pi \cdot \frac{z}{L_{beh.}}\right) \cdot dz. \quad (5.49)$$

Aufgrund der in Kapitel 5.2.3 beschriebenen Notwendigkeit der direkten Einspeisung von Daten in die Fluidzellen gilt es, den kontinuierlichen Verlauf aus Gl. (5.49)

in einen treppenförmigen umzuwandeln. Der dem Kontrollvolumen einer Zelle integral zugeführte Wärmestrom Q_{KV} ist dann:

$$Q_{KV}(z = z_j) = \frac{(Q(z = z_{i+1}) - Q(z = z_i))}{2} \cdot (z_{i+1} - z_i), \quad (5.50)$$

mit der Wärmemenge für die einzelnen, axialen Ebenen $Q(z)$ gemäß:

$$Q(z = z_i) = Q_{max} \cdot \sin\left(\frac{z_i}{L_{beh.}} \cdot \pi\right). \quad (5.51)$$

Mit Gl. (5.50) wird dem Fluid lediglich 0.012% weniger Leistung pro Stab zugeführt als mit Gl. (5.49), was als vernachlässigbar geringer Unterschied betrachtet wird. Da STAR-CD[®] die Eingabe von volumengemittelten Werten erfordert, werden die nach Gl. (5.50) bestimmten Daten noch mit dem jeweiligen Unterkanalvolumen normiert.

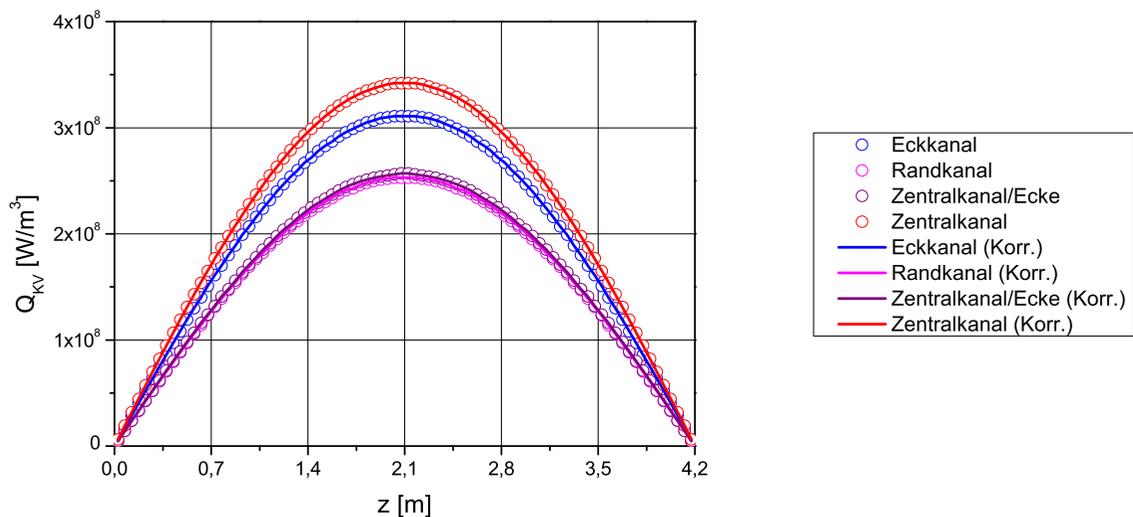


Abbildung 5.16: Sinusförmiges Leistungsprofil der zweiten Überhitzerstufe.

In Abb. 5.16 ist die den einzelnen Unterkanaltypen zugeführte Wärme über der axialen Höhe dargestellt. Die farbigen Kreise geben die für die einzelnen Kontrollvolumen mit den aufgeführten Formeln bestimmten Werte wieder. Die Annäherung der sinusförmigen Wärmezufuhr über der axialen Höhe durch Polynome 6. Grades erleichtert die Implementierung in dem Softwarepaket STAR-CD[®] und die individuelle Zuweisung der Werte zu den Zellen. Die durchgezogenen Linien zeigen die von diesen Polynomen bestimmten, kontinuierlichen Verläufe, welche sehr gut mit den Einzelwerten übereinstimmen.

Infolge der Berechnung einer Strömung mit Wärmezufuhr ist es nicht wie in Kapitel 5.2.4 ausreichend, ausschließlich die Kontinuitätserhaltungsgleichung aus Gl. (5.43) und die Impulsbilanzen gemäß Gl. (5.44) für die Fluidzellen zu lösen. Zusätzlich muss nun auch die Erhaltung der Energie durch Einbindung von Gl. (5.45), welche über die Enthalpie formuliert ist, gewährleistet werden. Wie bereits in Kapitel 5.2.3 vorweggenommen, werden die durch den letzten Term modellierten Wärmeleitungsprozesse vernachlässigt.

Weiterhin ist es zwingend erforderlich, den stark nichtlinear von der Temperatur bzw. Enthalpie abhängenden Stoffeigenschaften von überkritischem Wasser durch variable Stoffwerte Rechnung zu tragen. STAR-CD[®] erfordert eine Definition der Stoffwerte über die Temperatur, obwohl das Programm intern Gl. (3.8) mit der Enthalpie als zu erhaltende Größe löst. Allerdings hat das benutzte Softwarepaket Probleme, wenn Gradienten mit negativer Steigung in der Definition der spezifischen Wärmekapazität c_p zu berechnen sind. Bei Temperaturen oberhalb des pseudo-kritischen Punktes fällt der angesprochene Stoffwert drastisch ab, wie in Anhang C aus Abb. C.1 zu erkennen ist, was in einer negativen Steigung des Verlaufs resultiert. Um diesen Nachteil zu umgehen, wird die spezifische Wärmekapazität formal zu $c_{p,ref} = 1 \text{ kJ/kgK}$ gesetzt und die übrigen Stoffwerte als Funktion der Enthalpie formuliert, so dass die Enthalpiegleichung unmittelbar gelöst wird. In Anhang C sind in den Abb. C.2-C.4 diese Verläufe in Abhängigkeit der Enthalpie als schwarze, durchgezogene Linien dargestellt. Da diese äußerst nichtlinearen Kurven nur unzureichend durch ein einzelnes Polynom 6. Grades wiedergegeben werden können, werden sie stattdessen abschnittsweise durch zwei solcher Polynome angenähert. Die entsprechenden Formulierungen sind in Anhang C durch die Gl. (C.1)-(C.6) ausgedrückt. Ein Vergleich der nach diesen Gleichungen bestimmten und als farbige Kreise in den Abbildungen eingetragenen Daten mit den korrespondierenden Werten aus der Wasserdampf tafel nach Wagner und Kruse [150] zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Da nun die Werte für die Temperatur in den einzelnen Rechenzellen denen der Enthalpie entsprechen, müssen diese zur Auswertung der tatsächlichen Temperaturen wieder nach Gl. (C.7) zurückgerechnet werden.

Als räumliches Diskretisierungsverfahren wird nach Kapitel 5.2.3 das Aufwind-Verfahren aus Oertel und Laurien [107] verwendet.

5.3.2 Vergleich ausgewählter Unterkanaltemperaturen

Im Nachfolgenden sollen die unter Anwendung der in dieser Arbeit erstmals vorgestellten Methode zur Berechnung von Kühlmittelströmungen in Brennelementen gewonnenen Ergebnisse denen der Unterkanalanalyse von Heinecke [131] vergleichend gegenübergestellt werden. Da ein Versagen eines Brennelements hauptsächlich durch

zu hohe Hüllrohrtemperaturen und damit einhergehenden Kühlmitteltemperaturen bedingt ist, wird die Fluidtemperatur als zu vergleichende, thermodynamische Größe gewählt. Heinecke hatte in seinen Berechnungen den Unterkanal "9" aus Abb. 5.15 als den Teil des HPLWR-Brennelements ausfindig gemacht, bei dem sich auf Basis der in dieser Studie zugeführten Wärmeleistung als Erstes die Maximaltemperatur von 600°C einstellt. Als voraussichtlich kritischste Stelle dient sie den in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen als Referenz. In den Abb. 5.17 - 5.19 ist der lineare Temperaturanstieg des Kühlmediums entlang der axialen Höhe dieses Unterkanals als durchgezogene, schwarze Linie dargestellt. In der zugrunde liegenden, groben Diskretisierung ist eine Rechenzelle dieses Unterkanals aus COBRA IIIC mit vier Fluidzellen gleicher axialer Ausdehnung, in Abb. 5.15 farbig kodiert, wiedergegeben. Für diese vier Zellsäulen sowie für den mit den entsprechenden Zellvolumen gewichteten Mittelwert dieser Zellen ist in Abb. 5.17 der Fluidtemperaturverlauf in axialer Richtung aufgetragen, wie er sich in reibungsfreier Strömung unter Vernachlässigung der Drahtwendelkräfte ergibt. Austauschströmungen zwischen Zellen stellen sich somit ausschließlich aufgrund unterschiedlicher Aufheizung ein. Dabei wird den jeweiligen Rechenzellen über die Höhe konstant Wärme aufgeprägt. Diese Konfiguration wird nachfolgend als Fall "1" bezeichnet.

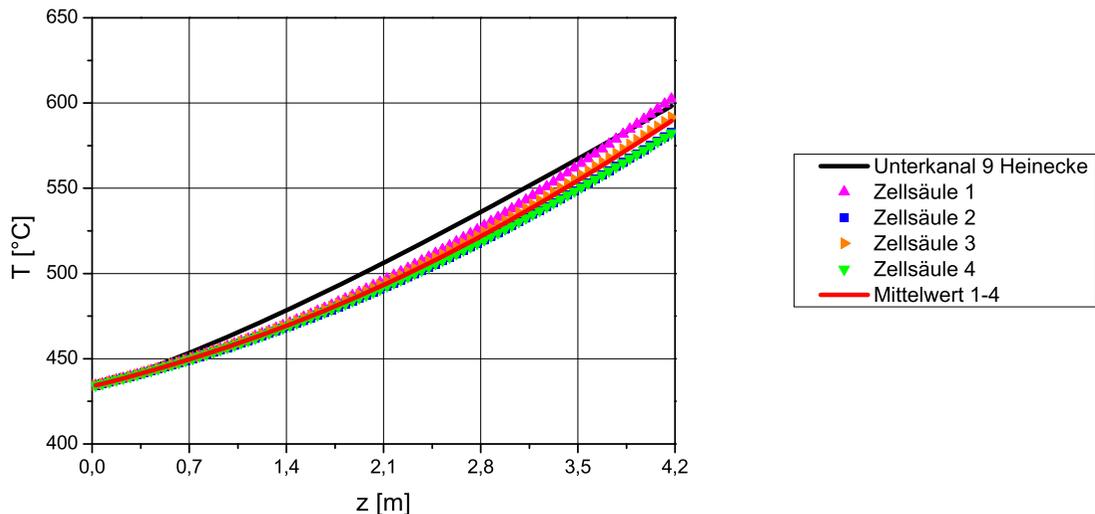


Abbildung 5.17: Lineare Aufheizung ohne implementierte Volumenkräfte.

Es ist zu erkennen, dass sich die Zellsäulen unterschiedlich und nahezu über die gesamte axiale Länge geringer aufheizen als der gesamte Unterkanal in der Referenzrechnung. Lediglich die magentafarbene Zellsäule erreicht in den letzten axialen Schichten leicht höhere Temperaturen, wohingegen die grüne Zellsäule mit ca.

582°C die geringste Endtemperatur aufweist. Die größte Abweichung in Bezug auf die Temperaturdifferenz für ein bestimmtes, axiales Kontrollvolumen zwischen dem Referenzfall und der Unterkanalberechnung mittels reibungsfreier, grober CFD stellen die blaue und grüne Zellsäule gleichermaßen mit rund 18°C dar. Der aus den vier Zellen pro axialer Höhe gebildete Mittelwert unterschätzt die Endtemperaturen um ca. 10°C und weicht in den lokalen Temperaturen um maximal rund 14°C vom Referenzfall ab.

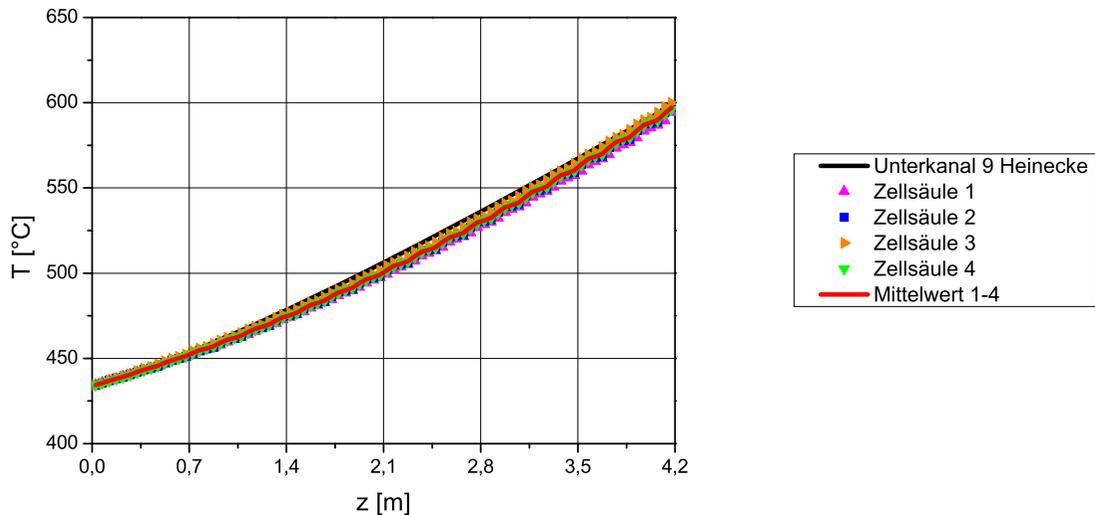


Abbildung 5.18: Lineare Aufheizung unter Verwendung der Volumenkräfte.

Abb. 5.18 zeigt die zu Abb. 5.17 korrespondierenden Resultate für den sogenannten Fall "2" mit implementierten Volumenkräften, welche die Quervermischung aufgrund der Drahtwendeln induzieren. Die Fluidtemperaturen der wiederum farbig markierten Zellsäulen liegen diesmal deutlich enger beieinander, was auf einen erheblich verbesserten Queraustausch schließen lässt. Die geringste Endtemperatur tritt in der magentafarbenen Zellsäule auf und liegt lediglich 5°C unter dem Wert der Rechnung mit COBRA IIIC. Der Mittelwert der Endtemperaturen aller vier Zellsäulen beträgt 597°C. In den Temperaturdifferenzen für eine bestimmte Höhe unterscheiden sich die grüne Zellsäule und der Mittelwert nur um maximal 9°C bzw. 7°C von den Referenzdaten. Diese gute Übereinstimmung der Einzelergebnisse für die Zellsäulen unterstreicht den Beitrag der Drahtwendeln zur Homogenisierung der Unterkanaltemperaturen.

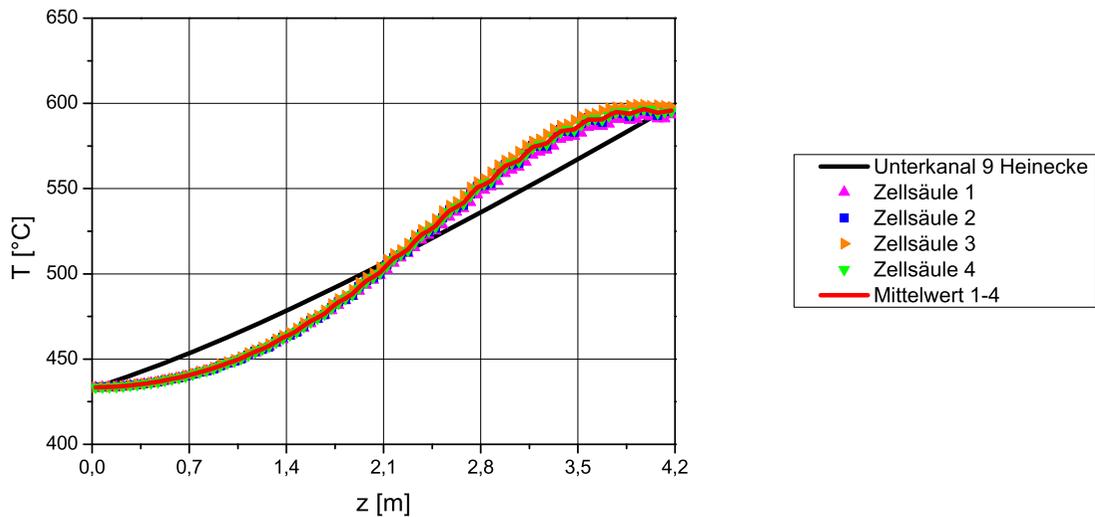


Abbildung 5.19: Aufheizung infolge sinusförmiger Wärmezufuhr unter Verwendung der Volumenkräfte.

Gemäß Abb. 5.19 ergibt sich für die Fall "3" genannte Aufprägung des im vorangegangenen Kapitel 5.3.1 vorgestellten, sinusförmigen Leistungsprofils in axialer Richtung ein unterschiedlicher Temperaturverlauf in dem untersuchten Geometrieausschnitt im Vergleich zu der konstanten Leistungszufuhr. Wiederum weist die geringe Abweichung unter den vier Zellsäulen aus Abb. 5.15 auf eine gute Quervermischung aufgrund der durch die Drahtwendeln induzierten Volumenkräfte hin. Wegen der integral gleichen Leistungseinspeisung in die Zellen und des erhöhten Queraustauschs werden nahezu identische Endtemperaturen zu dem in Abb. 5.18 gezeigten Fall "2" erreicht. Die größte Abweichung tritt auch hier in der magentafarbenen Zellsäule auf und entspricht der aus Fall "2". Analoges Verhalten ist für den aus den vier Zellsäulen gebildeten Mittelwert der Fluidtemperatur zu beobachten.

Generell lässt sich eine sehr gute Übereinstimmung der vorgestellten Temperaturverläufe mit den Daten aus COBRA IIIC [124] feststellen. Für alle in diesem Kapitel aufgeführten Rechnungen kann ein Residuum von $Res \approx 10^{-14}$ erreicht werden, was auf ein sehr robustes, numerisches Verfahren auch bei der Präsenz starker Gradienten hinweist.

5.3.3 Auswertung der allgemeinen Strömungsstruktur

Die Temperaturverteilungen in Abb. 5.20 stimmen ohne die Einbindung der in Kapitel 5.2.2 ermittelten Volumenkräfte qualitativ überein. Im Falle der konstanten Wärmezufuhr über der Höhe steigen die Unterkanaltemperaturen jedoch schneller an, wie schon in Abb. 5.18 und Abb. 5.19 zu erkennen ist. Wie bei den Analysen von Waata et al. [149] heizen sich auch in Abb. 5.20 die vier Eckkanäle aus Abb. 5.15 deutlich schneller auf als die übrigen Unterkanäle und erreichen demzufolge höhere Endtemperaturen. Diese Beobachtung lässt sich unabhängig von der Art der Wärmezufuhr anstellen. Weiterhin ist zu erkennen, dass sich die Zentralkanäle bei fehlender Mischung generell erheblich stärker aufheizen als die Randkanäle, was die Notwendigkeit eines guten Mischungskonzepts, wie bereits in Kapitel 2.2 untersucht, unterstreicht.

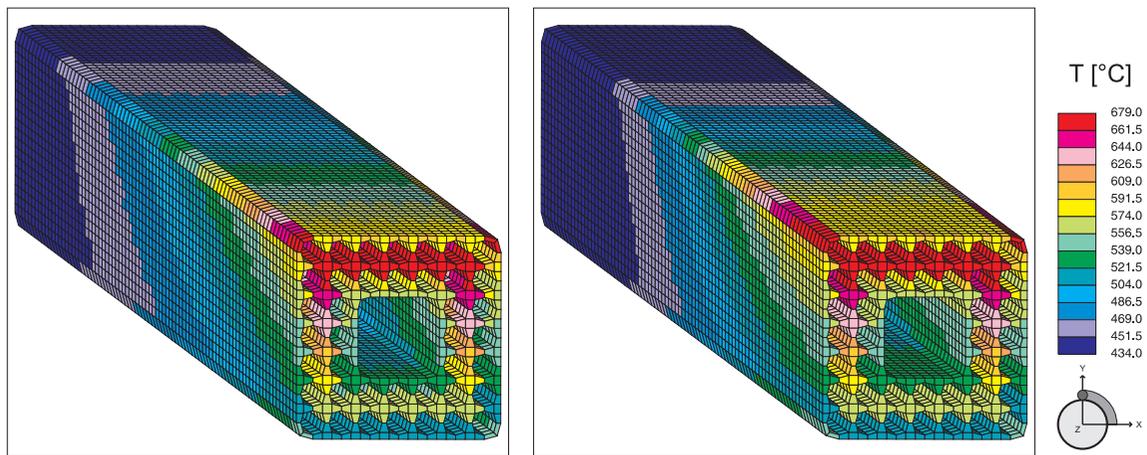


Abbildung 5.20: Unterkanaltemperaturen ohne Volumenkräfte: Links: Konstante Wärmezufuhr; Rechts: Sinusförmiges Leistungsprofil.

Unter Berücksichtigung der Volumenkräfte stellt sich bei den beiden verschiedenen Aufheizprofilen eine deutliche Absenkung der maximalen Fluidtemperaturen am Auslass ein, was in Abb. 5.21 dargestellt ist. In beiden Fällen sind die höchsten Kühlmitteltemperaturen in dem oberen, linken Viertel zu finden, was sich mit den Analysen von Heinecke [131] deckt. Diese Lage der heißesten Stelle lässt sich mit der Richtung des lateralen Leistungsgradienten aus Abb. 5.15 sowie der Wicklungsrichtung der Drahtwendeln im Gegenuhrzeigersinn erklären. Beim sinusförmigen Leistungsprofil steigen die Temperaturen in Abb. 5.21 rechts entsprechend früher auf einen höheren Wert an, was mit dem Graph aus Abb. 5.19 korrespondiert.

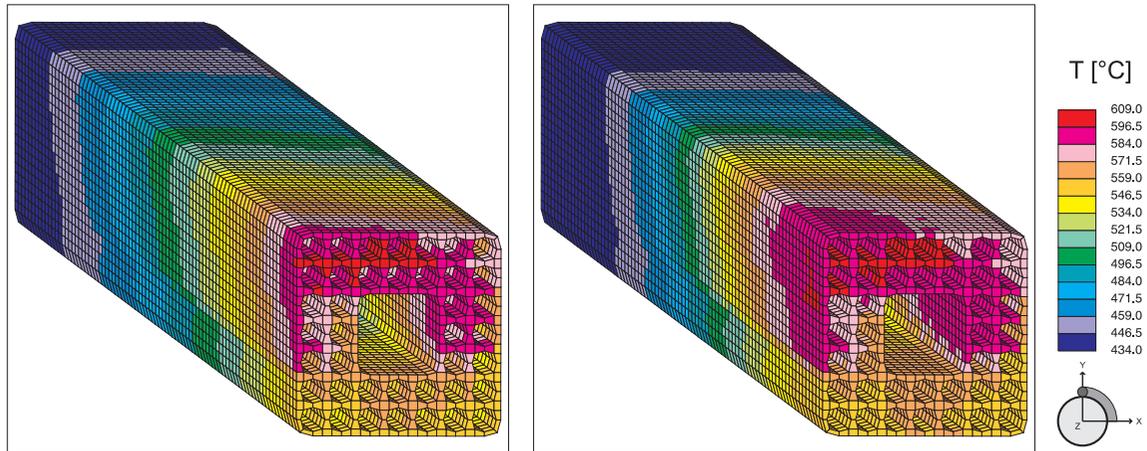


Abbildung 5.21: Unterkanaltemperaturen mit Volumenkräften: Links: Konstante Wärmezufuhr; Rechts: Sinusförmiges Leistungsprofil.

Die Güte der Fluidvermischung innerhalb eines Brennelements wird in der Regel an der Differenz zwischen maximaler und minimaler Austrittstemperatur gemessen. Dies ist auch aus strukturmechanischer Sicht von Bedeutung, da große Gradienten hohe Spannungen in den Bauteilen verursachen. Den mittleren Austrittstemperaturen wird in Bezug auf den thermodynamischen Wirkungsgrad besondere Bedeutung beigemessen. Als limitierender Wert hinsichtlich eines Versagens des Werkstoffs ist die im gesamten Brennelement auftretende Maximaltemperatur. In Tabelle 5.3 sind besagte Temperaturen für die drei untersuchten Fälle und der Referenzrechnung mit COBRA IIIC vergleichend gegenübergestellt. Für Fall "1" lassen sich trotz einer moderaten, mittleren Austrittstemperatur große Abweichungen in beiden Richtungen um diesen Mittelwert beobachten, was in einer enormen Temperaturdifferenz von über 170°C in der Auslassebene resultiert. Für die Fälle "2" und "3" ist eine beträchtliche Homogenisierung festzustellen, was sich in einer Annäherung der beiden Extremwerte zeigt und zu einem flacheren Temperaturgradienten führt. Die Maximaltemperaturen in den beiden angesprochenen Fällen finden sich in den cyanfarbenen hervorgehobenen Spaltregionen zwischen Unterkanal "4" und "12" bzw. "5" und "13" in Abb. 5.15. Das Auftreten in gerade dieser Region liegt wahrscheinlich an der in Kapitel 5.2.4 diskutierten, zu geringen Berechnung der Quergeschwindigkeit zwischen einem Zentralkanal und seinen benachbarten Randkanälen. Weiterhin bleibt anzumerken, dass in Fall "3" die maximal im Brennelement vorkommende Temperatur in etwa vier Ebenen unterhalb des Auslasses auftritt. Die Ursache hierfür liegt in der sinusförmigen Wärmeeinspeisung. Da zum Auslass hin der Leistungseintrag gegen null geht, die Quervermischung aber aufrecht erhalten bleibt, kann es zu einer leichten Absenkung der Temperaturen kommen.

Im Vergleich zu Heinecke ergeben sich etwas höhere Temperaturdifferenzen, wodurch mit der hier vorgestellten Methode eine konservativere Abschätzung der Temperaturen für die Auslegung eines Brennelements erfolgt.

	T_{\max}^{BE}	$T_{\max}^{\text{Auslass}}$	$T_{\min}^{\text{Auslass}}$	$\Delta T^{\text{Auslass}}$	$T_{\text{gem.}}^{\text{Auslass}}$
Heinecke [131]		598	558	40	
Fall 1		683	509	174	583
Fall 2		607	549	58	576
Fall 3	608	605	549	56	576

Tabelle 5.3: Signifikante Temperaturen im HPLWR-Brennelement in [°C].

Alle in den nachfolgenden Abbildungen gezeigten Größen basieren auf der Rechnung unter Verwendung der Volumenkräfte und eines sinusförmigen Leistungsprofils.

Die in Abb. 5.22 links zu sehende Verteilung der Fluiddichte ist direkt von der lokalen Fluidtemperatur abhängig. So sind auch hier die zu einer hohen Temperatur korrespondierenden, niedrigen Dichtewerte im oberen, linken Viertel zu finden. Die genannte Stoffgröße ist ein Maß für die Geschwindigkeiten, da diese stark an diesen Stoffwert gekoppelt sind. Aus diesem Grund wird auf eine gesonderte Darstellung der Axialgeschwindigkeiten verzichtet.

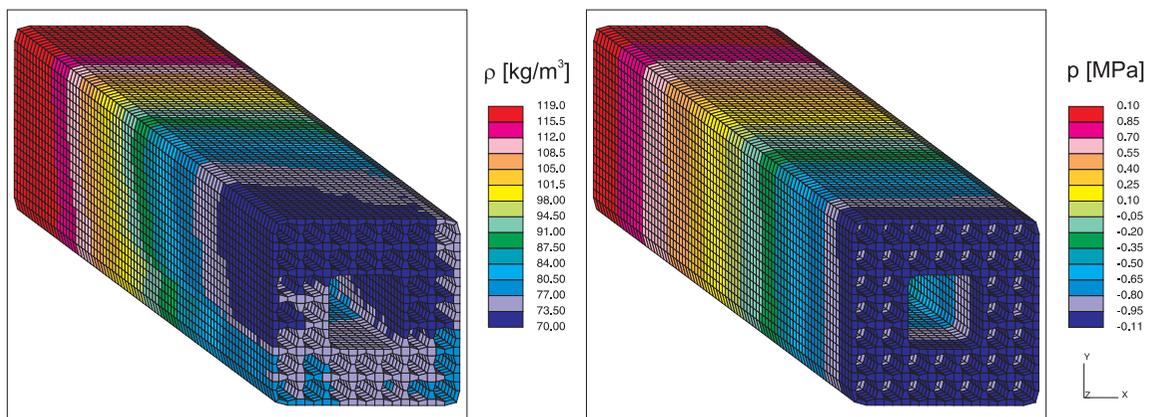


Abbildung 5.22: Links: Verlauf der Fluiddichte; Rechts: Axiale Entwicklung des Druckes.

Rechts in Abb. 5.22 ist der axiale Verlauf des Druckes wiedergegeben. Er ist in einer axialen Ebene nahezu konstant, wodurch eben diese in Kapitel 2.2 für die Berechnung der Zirkulationskonzepte getroffene Annahme untermauert wird.

In Tabelle 5.4 sind die Axialdruckverluste für die Fälle "2" und "3" aufgeführt. Sie sind nahezu unabhängig von der gewählten Wärmezufuhr. Zum Vergleich ist der axiale Druckverlust nach Rehme gemäß Gl. (4.52) unter Vernachlässigung des letzten Terms aufgeführt. Dieses zusätzliche Verhältnis von benetzten Umfängen darf weggelassen werden, da in den groben CFD-Rechnungen weder Wandreibung noch die Drahtoberflächen Berücksichtigung finden. Alle verwendeten Strömungsgrößen und Stoffwerte sind über das gesamte Volumen des Fluidraums gemittelt. Die direkte Gegenüberstellung der berechneten und der durch die Korrelation vorhergesagten Druckverluste zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Werte. Die Abweichungen der Differenzen der paarweise verglichenen Druckverluste vom zu erwartenden Gesamtdruckverlust betragen in beiden Fällen nur wenige Prozent.

	Δp^{BE} [MPa]	$\Delta p_{\text{Rehme}}^{\text{BE}}$ [MPa]	$\Delta p^{\text{BE}} - \Delta p_{\text{Rehme}}^{\text{BE}}$ [kPa]
Fall 2	0,2053	0,2006	4,7
Fall 3	0,2055	0,2022	3,3

Tabelle 5.4: Vergleich der Axialdruckverluste im HPLWR-Brennelement.

Abb. 5.23 zeigt links die u-Geschwindigkeitsvektoren in x-Richtung und rechts die v-Geschwindigkeitsvektoren in y-Richtung. Es ist zu beobachten, dass sich entlang des Außenkastens eine im Gegenuhrzeigersinn rotierende Strömung einstellt. Diese Zirkulation entspricht somit der Wicklungsrichtung der Drahtwendeln um die Brennstabhüllrohre. Um den Moderatorkasten fließt das Fluid dagegen im Uhrzeigersinn. Die hier zu sehenden, gegenläufig rotierenden Strömungen parallel zu den beiden Kastenwänden wurden ebenfalls von Heinecke [131] festgestellt.

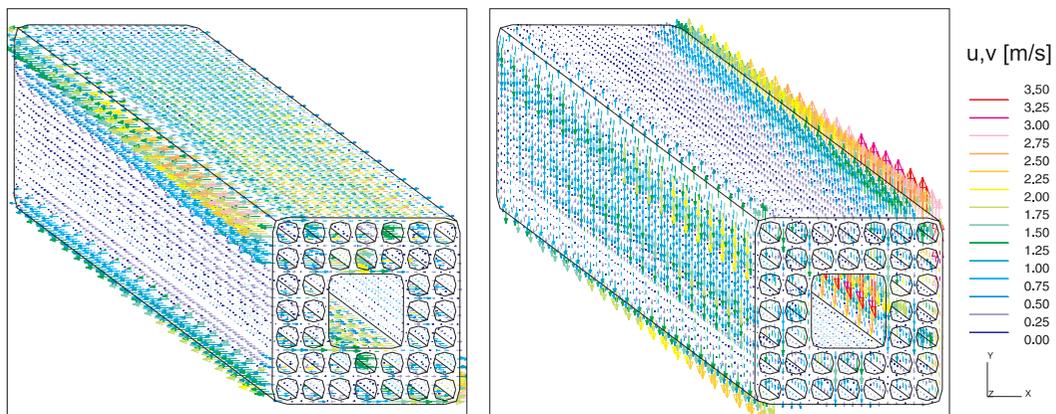


Abbildung 5.23: Quergeschwindigkeitskomponenten in die beiden lateralen Richtungen.

Generell besteht eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen des etablierten Unterkanalprogramms COBRA IIIC [124] und experimentellen Korrelationen.

Die Anwendbarkeit eines kommerziellen CFD-Softwarepakets zur Analyse der Strömungsverhältnisse unter Beeinflussung von Drahtwendelabstandshaltern in den Unterkanälen eines gesamten Brennelements konnte somit im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden.

5.4 Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Unterkanalberechnungen

Nachdem alle notwendigen Voruntersuchungen abgeschlossen waren sowie die benötigten Informationen ermittelt werden konnten, wurde das entwickelte Verfahren ausführlich beschrieben und verifiziert.

Die einzelnen Schritte hin zur Unterkanalanalyse mittels grober CFD sind nachfolgend zusammengefasst:

- Die für Unterkanalanalysen mit CFD zu lösenden Erhaltungsgleichungen und Diskretisierungsverfahren werden ermittelt. Der Vektor der auf ein Kontrollvolumen wirkenden, äußeren Kräfte in den Impulserhaltungsgleichungen wird als Schnittstelle für die Berücksichtigung der durch die Drahtwendeln hervorgerufenen Effekte auf die Unterkanalströmung identifiziert.
- Verschiedene Arten der Bestimmung der drahtwendelinduzierten Kräfte werden vorgestellt. Durch eine vergleichende Gegenüberstellung der auf die Struktur wirkenden Kräfte und den sich aus den Flüssen über die Grenzen eines Kontrollraums ergebenden Volumenkräfte wird eine konsistente Berechnung erreicht. Für letztgenannte Methode werden die durch die Volumenmittelung bei der Datenextraktion hinzugekommenen, räumlichen Schwankungsgrößen ähnlich der Favre-Mittelung der zeitlichen Schwankungsgrößen in der Turbulenzmodellierung berücksichtigt.
- Es wird eine Netztopologie erarbeitet, mit welcher sich der Fluidraum des HPLWR-Brennelements mit seiner quadratischen Stabanordnung durch Hexaederzellen grob diskretisieren lässt.
- Eine Berechnung der repräsentativen Unterkanäle mit zuvor in geeigneter Weise parametrisierten Kraftkomponenten ergibt mit wenigen Ausnahmen eine gute Übereinstimmung der Strömungsgrößen bzw. der auf die Wände wirkenden Kräfte mit den RANS-Ergebnissen. Der Queraustausch zwischen den verschiedenen Unterkanaltypen wird deutlich unterschätzt, was wahrscheinlich an der sehr groben, axialen Diskretisierung bei den vorherrschenden, komplexen Strömungsverhältnissen liegt. Es lassen sich kaum Unterschiede zwischen den untersuchten Diskretisierungsverfahren erkennen.

- Zur Berechnung des gesamten HPLWR-Brennelements wird ein Schema der für die repräsentativen Unterkanäle ermittelten Daten auf die nicht untersuchten Unterkanäle entwickelt.
- Zur vergleichenden Anwendung des neu entwickelten Verfahrens werden mit dem Unterkanalprogramm COBRA IIIC durchgeführte Unterkanalrechnungen herangezogen. Eine Analyse des dort gefundenen, heißesten Unterkanals ergibt eine sehr gute Übereinstimmung der Fluidtemperaturen. Der sich einstellende Axialdruckverlust stimmt ebenfalls sehr gut mit einer empirischen Korrelation überein. Die für das HPLWR-Brennelement charakteristischen, gegenläufig rotierenden Strömungszirkulationen in den Randkanälen bilden sich aus.
- Die Temperaturunterschiede des Kühlmittels am Austritt der zweiten Überhitzerstufe betragen bei Leistungsgradienten von $\pm 21\%$ über eine Brennelementbreite lediglich rund 55°C , sofern Drahtwendeln berücksichtigt werden. Ohne Vermischung zwischen den Unterkanälen kann diese Temperaturdifferenz bis zu 175°C betragen. Die Drahtwendeln tragen also ganz erheblich zur Kühlmittelvermischung bei.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der im Rahmen dieses Kapitels erzielten Ergebnisse mit belastbaren Daten einer Unterkanalanalyse gilt die hier vorgestellte, neue Methode als verifiziert.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Auf der Suche nach einem Abstandshalterkonzept für das HPLWR-Brennelement wurden Drähte, welche helixförmig in gleichsinniger Weise um alle Brennstabhüllrohre gewickelt sind, als praktikable und effektive Ausführung identifiziert. Dazu wurden verschiedene Mischungskonzepte auf ihre Güte bzgl. einer anzustrebenden Homogenisierung der Kühlmitteltemperaturen evaluiert. Dabei induzierte die aussichtsreichste Variante eine übergeordnete Strömungszirkulation im Brennelement und sorgte für einen guten Queraustausch zwischen den Zentralkanälen und den Randkanälen. Es wurde herausgefunden, dass Drahtwendelabstandshalter solch eine unilaterale Strömungsstruktur entlang der Kastenwände erzeugen, wodurch heiße Strahlen konvektiv herausgemischt werden. Diese Vorteile in Verbindung mit der einfachen Bauweise machen Drahtwendeln zu idealen Abstandshaltern für das HPLWR-Brennelement.

Es wurde gezeigt, dass ein kommerzielles CFD-Softwarepaket in der Lage ist, mit vertretbarem Aufwand die Strömungsverhältnisse in einem gesamten HPLWR-Brennelement mit Drahtwendelabstandshaltern zu berechnen.

Dazu war es im Zuge einer zuverlässigen Anwendung von CFD zwingend erforderlich, die in diesem Fall gewählten RANS-Methoden an ausgewählten, experimentellen Daten zu validieren. Nach einer genauen Selektion der zur Validierung von numerischen Rechnungen verwendbaren Experimenteserien wurde eine geeignete Versuchsreihe identifiziert. Dieses Experiment für hexagonale Stabanordnungen mit Drahtwendeln wurde in Ermangelung von Daten für die im HPLWR-Brennelement vorliegende, quadratische Konstellation gewählt. Für den aus zwei benachbarten Zentralkanälen bestehenden Geometrieausschnitt wurde zunächst ein numerisches Modell ausgearbeitet. Dies stellte eine besondere Herausforderung in Bezug auf die Geometrieerzeugung dar, da entsprechende Informationen aus der Literatur nicht verfügbar waren. Weiterhin wurde eine Methode zur Datenextraktion aus unstrukturiert vernetzten Fluidräumen mittels Gauß'scher Wichtung der in den

Zellvolumen gespeicherten Strömungsgrößen vorgestellt. Für den Quermassenstrom als dem wichtigsten Parameter und den Axialmassenstrom wurde die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Geometrie, der Art der Diskretisierung und verschiedener Diskretisierungsverfahren untersucht. Die nach einer umfangreichen Literaturstudie zum Einsatz von Turbulenzmodellen in Stabbündelströmungen besten Ergebnisse bei einer Variation ausgewählter Turbulenzmodelle ergaben eine Abweichung zum experimentell bestimmten Druckverlust von 10% und wurden mit einem kubisch-nichtlinearen Turbulenzmodell erzielt. Damit konnte auch die Dicke der Grenzschicht im Axialgeschwindigkeitsverlauf hinreichend genau reproduziert werden. Die unterschiedlichen Verläufe der Quergeschwindigkeiten ließen sich mit den vielfach beschriebenen, stark instationären Strömungsbedingungen in einem Stabbündel mit Drahtwendelabstandshaltern erklären, welche allerdings in dem kleinen Geometrieausschnitt nicht reproduzierbar waren. Im Vergleich zu einer für eine analoge Geometrie durchgeführte LES ergab die in dieser Arbeit entwickelte Art der RANS-Modellierung die qualitativ gleichen Verläufe der Quergeschwindigkeiten durch die Spalte zwischen zwei Brennstäben. Das entwickelte, numerische Verfahren ist somit in der Lage, die individuellen Auswirkungen der Drahtwendeln auf die Strömungsverhältnisse in engen Stabbündeln zu erfassen.

Um die durch die Drahtwendeln induzierten Effekte auf den Fluidaustausch zwischen zwei benachbarten Unterkanälen in ihren Einzelheiten bestimmen zu können, wurden für einen repräsentativen Geometrieausschnitt des HPLWR-Brennelements von einer axialen Ganghöhe, bestehend aus einem von zwei Randkanälen eingebetteten Zentralkanal, RANS-Simulationen auf Basis der zuvor verifizierten Methode durchgeführt. Nach einer ausführlichen Beschreibung der unterschiedlichen Möglichkeiten der Modellierung des durch die Drahtwendeln hervorgerufenen Queraustauschs in den etablierten Unterkanalprogrammen wurden mehrere Parameterstudien durchgeführt. Zusätzlich zur Referenzgeometrie des HPLWR-Brennelements mit geraden Kastenwänden war eine Ausführung mit gewellten Kastenwänden Bestandteil der Untersuchungen. Dabei wurden die sich einstellenden Strömungsverhältnisse anhand von ausgewählten, in Unterkanalprogrammen verwendeten Mischungsparametern diskutiert. Eine Erhöhung der Ganghöhe führte zu geringeren Mischungsraten, jedoch zeigten sich diese als nahezu unabhängig von der Reynoldszahl. Laterale Druckgradienten hatten lediglich in den Randkanälen Einfluss auf die dortigen Fluidtransferraten. Das gewellte Design der Kastenwände wurde nicht weiter verfolgt, da es einen signifikant höheren Axialdruckverlust bei fast gleichen Mischungseigenschaften erzeugte. Weiterhin konnte durch Auswertung von Pécletzahlen nachgewiesen werden, dass der turbulente Queraustausch gegenüber dem konvektiven vernachlässigt werden kann.

Zusammenfassung

Nachdem die Strömungsverhältnisse in einem für das HPLWR-Brennelement charakteristischen Ausschnitt der Geometrie genau bestimmt wurden, stehen diese Informationen für die Berechnung des gesamten Brennelements zur Verfügung. Ausgehend von einer Diskussion der bei Verwendung der Finite Volumen Methode gelösten Erhaltungsgleichungen wurde der in die Impulsbilanzgleichungen eingehende Vektor der auf ein Kontrollvolumen wirkenden, äußeren Kräfte als Schnittstelle für die einzubringenden, drahtwendelinduzierten Kräfte identifiziert. Mehrere Arten zur Ermittlung dieser resultierenden, auf die Strömung wirkenden Kräfte wurden vorgestellt. Eine vergleichende Gegenüberstellung zeigte die konsistente Bestimmung der gesuchten Volumenkräfte. In diesem Zusammenhang sind die sich durch die Volumenmittelung ergebenden, räumlichen Schwankungsgrößen berücksichtigt worden. Mit einer angepassten Diskretisierung der Geometrie und unter Verwendung der induzierten Kräfte in geeigneter Parametrisierung war es nun möglich, die Methode durch erneute Berechnung des bereits im Detail analysierten Geometrieausschnitts des Brennelements zu verifizieren. Die isothermen Strömungsverhältnisse konnten mit kleineren Abweichungen, welche auf die komplizierte, alternierende Strömungsstruktur in den Spaltregionen zwischen den zwei Unterkanaltypen in Verbindung mit der sehr groben, axialen Diskretisierung zurückgeführt werden, gut wiedergegeben werden.

Als nächsten Schritt galt es, die Methode zur Unterkanalberechnung mit grober CFD an einem konkreten Fall eines beheizten Brennelements zu verifizieren. Dazu wurde sie mit einer Analyse eines HPLWR-Brennelements aus der zweiten Überhitzerstufe unter Verwendung des weitverbreiteten Unterkanalprogramms COBRA IIIC verglichen. Dieses Brennelement war einer deutlich verstärkten Leistungszufuhr und einem starken, lateralen Leistungsgradienten ausgesetzt. Ein direkter Vergleich der Fluidtemperaturen des in diesen Rechnungen gefundenen, heißesten Unterkanals ergab eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse. Gleiches gilt für den mit einer empirischen Korrelation verglichenen Axialdruckverlust des Bündels in grober Diskretisierung. Die zu erwartenden, gegenläufigen Helixstrukturen der Strömung um die Kastenwände wurden in den CFD-Berechnungen nachgewiesen.

Eine graphische Darstellung der beschriebenen Vorgehensweise zur Strömungsberechnung unter Verwendung von CFD in grober Diskretisierung ist in Abb. 6.1 zusammenfassend wiedergegeben. Dabei sind die einzelnen Arbeitsschritte, die in der linken Spalte dargestellt sind, notwendige Bestandteile der in der mittleren Spalte aufgeführten Hauptarbeitsschritte. Diese sind exemplarisch in den Grafiken der rechten Spalte visualisiert. Auch bei einer Variation der Randbedingungen sind die in der linken Spalte farbig hinterlegten Arbeitsschritte nur einmalig durchzuführen. Im Gegensatz dazu stehen die farbig umrandeten Schritte. In einem solchen Fall müssen lediglich diese drei wiederholt werden. Somit kann der erforderliche Arbeitsaufwand erheblich reduziert werden.

Zusammenfassung

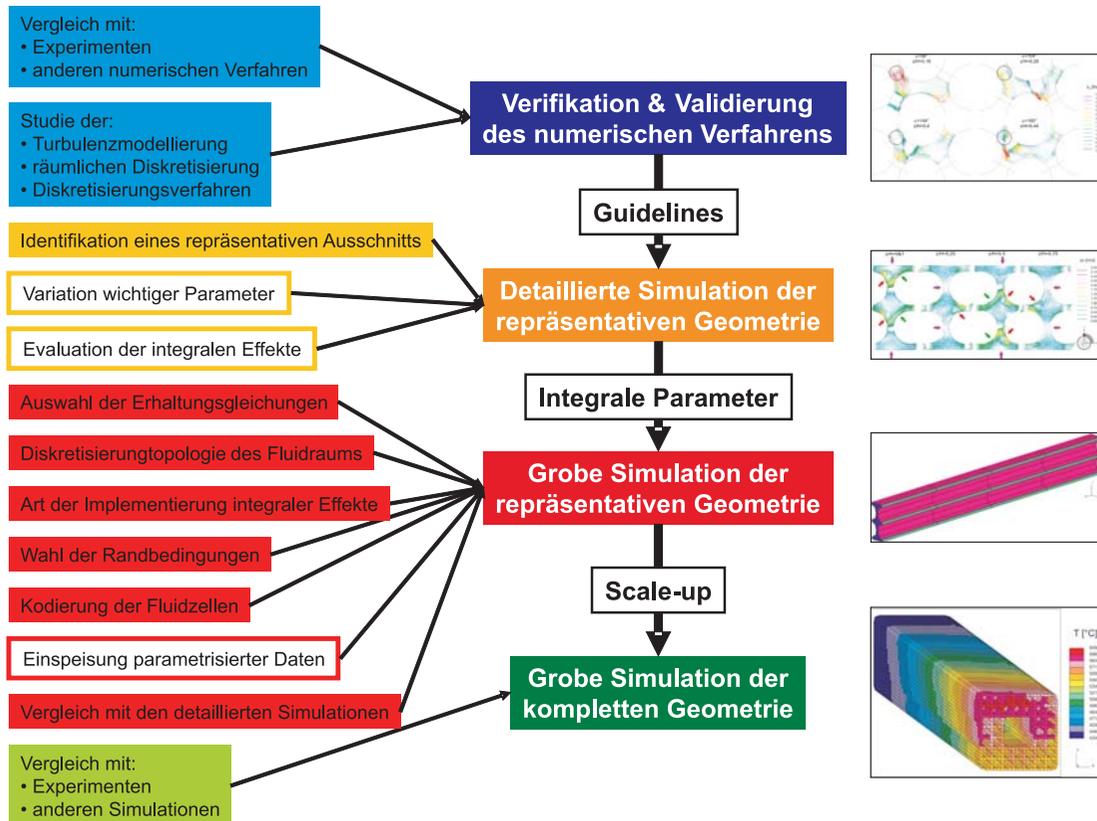


Abbildung 6.1: Flussdiagramm für die Modellierung des Strömungsverhaltens am Beispiel eines HPLWR-Brennelements mittels grober CFD.

Zum Schluss ist festzustellen, dass es durch das in dieser Arbeit entwickelte Verfahren möglich ist, die Strömungen in beliebigen Brennelementgeometrien mit Abstandshaltern effizient und mit großer Genauigkeit zu simulieren. Die Herleitung der Methode sowie aller dafür notwendigen Zusatzinformationen wurden ausführlich diskutiert und deren Einsetzbarkeit durch eine erfolgreiche Anwendung untermauert.

Ausblick

Als Ausblick wird es vom festigkeitsmechanischen Standpunkt aus als notwendig erachtet, die aus den wandparallelen, unilateralen Strömungen resultierende Torsionsbeanspruchung der Kastenwände sowie die in einer Ebene inhomogene Abstützung der Brennstäbe untereinander bzw. der Brennstäbe gegen die Kastenwände näher zu untersuchen. Für eine genauere Berechnung des Stabbündels wird es nötig sein, das komplette HPLWR-Brennelement mit all seinen Unterkanälen detailliert zu untersuchen, um die Daten für die bisher nicht erfassten Unterkanäle zu erhalten. Ferner sollte die entwickelte Methode an anderen Anwendungen weiter getestet und gegebenenfalls kalibriert werden. Die Ursache für den als zu gering berechneten Queraustausch zwischen zwei Unterkanaltypen wird auf die falschen, lokalen Geschwindigkeiten aufgrund der fehlenden Drahtwendel zurückgeführt. Dies gilt es abschließend zu klären. Eine Verfeinerung der Diskretisierung ist ebenfalls als geeigneter Ansatz anzusehen.

Literaturverzeichnis

- [1] Army Gas-Cooled Reactor Systems Program: Semiannual Progress Report. 1961 (IDO-28567). – Forschungsbericht. page 98-129
- [2] AHMAD, I. ; KIM, K.-Y.: Three-Dimensional Analysis of Flow and Heat Transfer in a Wire-Wrapped Fuel Assembly. In: *Proc. of ICAPP'05*, 2005. – paper 5071
- [3] AHMAD, I. ; KIM, K.-Y.: Flow and Convective Heat Transfer Analysis Using RANS for a Wire-Wrapped Fuel Assembly. In: *Journal of Mechanical Science und Technology (KSME Int. J.)* 20 (2006), Nr. 9, S. 1514–1524
- [4] ARWIKAR, K. ; FENECH, H.: Heat Transfer, Momentum Losses and Flow Mixing in a 61-Tube Bundle with Wire-Wrap. In: *Nuclear Engineering and Design* 55 (1979), S. 403–417
- [5] ASSATO, M. ; LEMOS, M. J. S.: Sensitivity Analysis of Turbulent Flow Simulations in a Square Duct Using a Non-Linear Model with High and Low Reynolds Approximations. In: *Proc. of the 2nd COPPE/UFRJ*. Federal University of Rio de Janeiro, Brazil, October 2001
- [6] ASZODI, A. ; LEGRADI, G.: Detailed CFD Analysis of Coolant Mixing in VVER-440 Fuel Assemblies with Code CFX-5.5. In: *Proc. of Technical Meeting on Use of Computational Fluid Dynamics (CFD) Codes for Safety Analysis of Reactor Systems, including Containment*. Pisa, Italy, November 2002
- [7] ASZODI, A. ; LEGRADI, G.: Detailed CFD Analysis of Coolant Mixing in VVER-440 Fuel Assemblies with Code CFX-5.5. In: *Proc. of NURETH-10*. Seoul, Korea, October 2003, S. 1–7
- [8] BAGLIETTO, E.: RANS and URANS Simulations for Accurate Flow Predictions inside Fuel Rod Bundles. In: *Proc. of ICAPP'07*, 2007. – paper 7310
- [9] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: Selection of an Appropriate Turbulence Modeling in a CFD Code for an Ultra-long Life Core for the "IRIS" Reactor. In: *Proc. of Global 2003*. New Orleans, LA, November 2003, S. 610–619

- [10] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: Turbulence Models Evaluation for Heat Transfer Simulation in Tight Lattice Fuel Bundles. In: *Proc. of NURETH-10*. Seoul, Korea, October 2003, S. 1–18
- [11] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: CFD Modeling of Flow in Geometrically Disturbed Rod Bundles. In: *Heat and Technology 22* (2004), Nr. 2, S. 109–114
- [12] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: CFD Modeling of Secondary Flows in Fuel Rod Bundles. In: *Proc. of NUTHOS-6*. Nara, Japan, October 2004. – paper ID. N6P343
- [13] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: A Turbulence Model Study for Simulating Flow Inside Tight Lattice Rod Bundles. In: *Nuclear Engineering and Design* 235 (2005), S. 773–784
- [14] BAGLIETTO, E. ; NINOKATA, H.: Anisotropic Eddy Viscosity Modeling for Application to Industrial Engineering Internal Flows. In: *Int. J. Transport Phenomena* 8 (2006), Nr. 2
- [15] BARTHOLET, T. G. ; ROIDT, R. M. ; ROMANO, J. E.: Clinch River Breeder Reactor Plant Nuclear Island 11:1 Scale Wire-Wrapped Rod Bundle Air Flow Test, Corner Subchannels. 1977 (WARD-D-0154). – Forschungsbericht
- [16] BARTHOLET, T. G. ; ROIDT, R. M. ; ROMANO, J. E.: Clinch River Breeder Reactor Plant Nuclear Island 11:1 Scale Wire-Wrapped Rod Bundle Air Flow Test, Side Subchannels. 1977 (WARD-D-0129). – Forschungsbericht
- [17] BARTHOLET, T.G. ; ROIDT, R.M. ; HARPER, L.J.: 11:1 Scale Wire Wrapped Rod Bundle Air Flow Test (Interior Subchannels). 1977 (CRBRP-ARD-0108). – Forschungsbericht
- [18] BASEHORE, K. L. ; GEORGE, T. L.: COBRA-IV Comparison with the WARD 11:1 LMFBR Air Flow Tests. 1979 (PNL-2923, UC-79e). – Forschungsbericht
- [19] BASTRON, A. ; HOFMEISTER, J. ; MEYER, L. ; SCHULENBERG, T.: Enhancement of Heat Transfer in HPLWR Fuel Assemblies. In: *Proc. of GLOBAL 2005*. Tsukuba, Japan, October 2005
- [20] BAUMANN, W. ; HOFFMANN, H.: Coolant Cross-Mixing of Sodium Flowing in Line through Multi-Rod Bundles with Different Spacer Arrangements. In: *Proc. of International Seminar on Heat Transfer in Liquid Metals*. Trogir, Yugoslavia, 1971
- [21] BEHNKE, L. ; HOFMEISTER, J. ; LÖWENBERG, M. ; SCHULENBERG, T.: Was ist Generation IV? 2004 (FZKA 6967). – Forschungsbericht
- [22] BISHOP, A. A. ; TODREAS, N. E.: Hydraulic Characteristics of Wire-Wrapped Rod Bundles. In: *Nuclear Engineering and Design* 62 (1980), S. 271–293

- [23] BISHOP, A.A. ; SANDBERG, R.O. ; TONG, L.S.: Forced Convection Heat Transfer to Water Nearcritical Temperatures and Super-Critical Pressures. In: *A.I.Ch.E.-I.Chem.E. Symposium Series 2* (1965), S. 77–85
- [24] BITTERMANN, D. ; STARFLINGER, J. ; SCHULENBERG, T.: Turbine Technologies for High Performance Light Water Reactors. In: *Proc. of ICAPP'04*. Pittsburgh, USA, June 2004. – paper 4195
- [25] CAMPBELL, R. L.: Computational Fluid Dynamics Thermal-Hydraulic Performance with Comparison to Experimental Results. In: *Nuclear Technology* 149 (2005), January, S. 49–61
- [26] CARAGHIAUR, D. ; ANGLART, H.: CFD Modeling of Secondary Flows in Fuel Rod Bundles. In: *Proc. of Workshop on Modeling and Measurements of Two-Phase Flows and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies*. KTH, Stockholm, Sweden, October 2006, S. 1–10
- [27] CARAJILESCOV, P. ; FERNANDEZ, E. F.: Model for Subchannel Friction Factors and Flow Redistribution in Wire-Wrapped Rod Bundles. In: *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences* 21 (1999), Nr. 4
- [28] CARELLI, M. D. ; TALLON, P. F.: Evaluation of the Wire-Wrap Hot Spot Factor in CRBRP Core Assemblies. (1982), June. – Vol/Issue: 41
- [29] CD-ADAPCO: *STAR-CD Methodology*. – 2-1-2-29
- [30] CEVOLANI, S.: Thermo- und fluiddynamische Analyse von gasgekühlten Brennelementbündeln bei Berücksichtigung von Wärmeleitung und Wärmestrahlung (KFK 3148). – Forschungsbericht
- [31] CHEN, W. L. ; GROLMES, M. A. ; ISHII, M.: A Simple Forced Diversion Model for Study of Thermal-Hydraulic Transients in LMFBR Subassembly. In: *Nuclear Engineering and Design* 45 (1978), S. 53–66
- [32] CHEN, Y. B. ; IP, K. L. ; TODREAS, N. E.: Velocity Measurements in Edge Channels of Wire-Wrapped LMFBR Fuel Assemblies. 1974 (COO-2245-11 TR). – Forschungsbericht
- [33] CHEN, Y. B. ; IP, K. L. ; TODREAS, N. E.: Velocity Measurements in Edge-Channels of Wire-Wrapped LMFBR Fuel Subassemblies. In: *Trans. Am. Nucl. Soc.* 19 (1974), S. 323–324
- [34] CHENG, S. K. ; TODREAS, N. E.: Energy Transfer Mechanism under Mixed Convection Conditions in LMFBR Wire-Wrapped Bundles. In: *Proc. of 3rd Int. Topical Mtg. Reactor Thermal Hydraulics*. Newport, USA, 1985. – 16-E1

- [35] CHENG, S.-K. ; TODREAS, N. E.: Hydrodynamic Models and Correlations for Bare and Wire-Wrapped Hexagonal Rod Bundles - Bundle Friction Factors, Subchannel Friction Factors and Mixing Parameters. In: *Nuclear Engineering and Design* 92 (1986), S. 227–251
- [36] CHENG, S.K.: Constitutive Correlations for Wire-Wrapped Subchannel Analysis under Forced and Mixed Convection Conditions. 1984. – Ph.D. Thesis
- [37] CHENG, X. ; LAURIEN, E. ; YANG, Y.H.: CFD Analysis of Heat Transfer in Supercritical Water in Different Flow Channels. In: *Proc. of GLOBAL 2005*. Tsukuba, Japan, October 2005. – paper No. 369, S. 1–6
- [38] CHENG, X. ; SCHULENBERG, T. ; BITTERMANN, D. ; RAU, P.: Design Analysis of Core Assemblies for Supercritical Pressure Conditions. In: *Nuclear Engineering and Design* 223 (2003), S. 279–294
- [39] CHENG, X. ; TAK, N.I.: CFD Analysis of Heat Transfer to Heavy Liquid Metals in Bare Rod Bundles. In: *Proc. of NURETH-11*. Popes Palace Conference Center, Avignon, France, October 2005. – paper 030, S. 1–6
- [40] CHIU, C. ; TODREAS, N. E. ; ROHSENOW, W. M.: Turbulent Mixing Model and Supporting Experiments for LMFBR Wire-Wrapped Assemblies. 1979 (ASME). – Forschungsbericht
- [41] CHIU, C. ; TODREAS, N.E. ; ROHSENOW, W.M.: Turbulent Flow Split Model and Supporting Experiments for Wire-Wrapped Core Assemblies. In: *Nuclear Technology* 50 (1980), S. 40–52
- [42] CHOI, M.-H. ; KANG, H.-S. ; YOON, K.-H. ; SONG, K.-N. ; JUNG, Y.-H.: Vibration Analysis of a Dummy Fuel Rod Continuously Supported by Spacer Grids. In: *Proc. of SMiRT 17*. Prague, Czech Republic, August 2003. – paper C01-3
- [43] CHUN, M.-H. ; SEO, K.-W.: An Experimental Study and Assessment of Existing Friction Factor Correlations for Wire-Wrapped Fuel Assemblies. In: *Annals of Nuclear Energy* 28 (2001), S. 1683–1695
- [44] CUI, X. ; KIM, K.: Three-Dimensional Analysis of Turbulent Heat Transfer and Flow through Mixing Vane in a Subchannel of Nuclear Reactor. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 40 (2003), July, Nr. 10, S. 719–724
- [45] CUSHMAN, R. A.: Subchannel Coolant Mixing and Temperature Analysis in EBR-II Instrumented Subassembly XX01. In: *Trans. Am. Nucl. Soc.* 14 (1971), Nr. 1, S. 250

- [46] DEARING, J. F. ; NELSON, W. R. ; ROSE, S. D.: *A Comparison of COBRA III-C and SABRE-1 (Wire-Wrap Version) Computational Results with Steady-State Data from a 19-pin Internally Guard Heated Sodium-Cooled Bundle with a Six-Channel Central Blockage (Thors Bundle 3C)*
- [47] FENECH, H.: Local Heat Transfer and Hot-Spot Factors in Wire-Wrap Tube Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 88 (1985), S. 357–365
- [48] FENECH, H. ; BENNETT, F. O.: Axial Static Pressure Variations in Inner and Side Subchannels of a 61-Tube Wire-Wrap Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 104 (1987), S. 83–92
- [49] FERNANDEZ, E. ; CARAJILESCOV, P.: Static Pressure and Wall Shear Stress Distributions in Air Flow in a Seven Wire-Wrapped Rod Bundle. In: *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences* 22 (2000), Nr. 2
- [50] FISCHER, K.: Design of a Supercritical Water-Cooled Reactor-Pressure Vessel and Internals. 2008 (FZKA 7429). – Forschungsbericht
- [51] FISCHER, K. ; SCHNEIDER, T. ; REDON, T. ; SCHULENBERG, T. ; STARFLINGER, J.: Mechanical Design of Core Components for a High Performance Light Water Reactor with a Three Pass Core. In: *Proc. of GLOBAL 2007*. Boise, USA, September 2007
- [52] FISCHER, P. ; LOTTES, J. ; SIEGEL, A. ; PALMIOTTI, G.: Large Eddy Simulation of Wire-Wrapped Fuel Pins I: Hydrodynamics of a Single Pin. In: *Proc. of Joint International Topical Meeting on Mathematics and Computation and Supercomputing in Nuclear Applications (M&C + SNA)*, 2007
- [53] GAJAPATHY, R. ; VELUSAMY, K. ; SELVARAJ, P. ; CHELLAPANDI, P. ; CHE-TAL, S.C.: CFD Investigation of Helical Wire-Wrapped 7-Pin Fuel Bundle and the Challenges in Modeling Full Scale 217 Pin Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 237 (2007), S. 2332–2342
- [54] GRAVES, A. W. ; GATTON, I.: A Numerical Model of Heat Transfer in a Rod Bundle with Helical Wire Wrap Spacers. 1972 (ASME 72-HT-55). – Forschungsbericht
- [55] GROTE, K.-H. ; FELDHUSEN, J.: *Doppel-Taschenbuch für den Maschinenbau*. 21. Auflage. Springer Verlag, 2005
- [56] GUNTER, A. Y. ; SHAW, W. A.: A General Correlation of Friction Factors of Various Types of Surfaces in Crossflow. In: *Trans. Am. Soc. Mech. Eng.* 57 (1945), S. 643–660
- [57] HAMMAN, K. D. ; BERRY, R. A.: CFD Modeling Process (19-Pin Fast Reactor Assembly). 2007 (INL/MIS-07-13499). – Forschungsbericht

- [58] HANSON, A. S. ; TODREAS, N. E.: Fluid Mixing Studies in a Hexagonal 61-Pin, Wire-Wrapped Rod Bundle. 1977 (C00-2245-51TR, M.I.T.). – Forschungsbericht
- [59] HAZI, G.: On Turbulence Models for Rod Bundle Flow Computations. In: *Annals of Nuclear Energy* 32 (2005), S. 755–761
- [60] HERBELL, H. ; HIMMEL, S.: Strukturmechanische Auslegung eines HPLWR Brennelementkastens in Leichtbauweise. 2008 (FZKA 7404). – Forschungsbericht
- [61] HIMMEL, S. ; CLASS, A. ; LAURIEN, E. ; SCHULENBERG, T.: Flow in a HPLWR Fuel Assembly with Wire Wrap Spacers. In: *Proc. of ANS/ENS Winter Meeting'07*, 2007
- [62] HIMMEL, S. ; CLASS, A. G. ; LAURIEN, E. ; SCHULENBERG, T.: Determination of Mixing Coefficients in a Wire-Wrapped HPLWR Fuel Assembly using CFD. In: *Proc. of ICAPP'08*. Anaheim/CA, USA, June 2008. – paper 8053
- [63] HIMMEL, S. ; CLASS, A. G. ; LAURIEN, E. ; SCHULENBERG, T.: Sub-channel Analysis of a HPLWR Fuel Assembly with STAR-CD. In: *Proc. of 16th PBNC*. Aomori, Japan, October 2008. – paper P16P1152
- [64] HIMMEL, S. ; HOFMEISTER, J. ; STARFLINGER, J. ; SCHULENBERG, T.: Mechanical Analysis of the Fuel Assembly Box of a HPLWR Fuel Assembly. In: *Proc. of ICAPP'06*. Reno/NV, USA, June 2006. – paper 6229
- [65] HISHIDA, H. ; SAKAI, K. ; OZAKI, S.: Three-Dimensional Local Coolant Flow Velocity Field under the Influence of Wire-Spacers in an FBR Fuel Subassembly. In: *Nuclear Engineering and Design* 68, S. 359–372
- [66] HOFFMANN, H. ; BAUMGÄRTNER, E.: Experimental Investigations of the Thermodynamic Behaviour of Fast Breeder Reactor Fuel Elements with Different Spacer Types. 1974 (IAEA-SM-173/20). – Forschungsbericht
- [67] HOFMEISTER, J. ; WAATA, C. ; STARFLINGER, J. ; SCHULENBERG, T. ; LAURIEN, E.: Fuel Assembly Design Study for a Reactor with Supercritical Water. In: *Nuclear Engineering and Design* 237 (2007), S. 1513–1521
- [68] HOMEISTER, O. ; MCDANIEL, W. ; YAGLE, R.: Characteristics of the Fuel Elements for the Enrico Fermi Reactor. In: *Proc. of Nuclear Engineering and Science Conference*, 1958
- [69] IKEDA, K. ; HOSHI, M.: Development of Mitsubishi High Thermal Performance Grid (CFD Applicability for Thermal Hydraulic Design). In: *JSME International Journal, Series B* 45 (2002), Nr. 3, S. 586–591

- [70] IKEDA, K. ; MAKINO, Y. ; HOSHI, M.: Single-Phase CFD Applicability for Estimating Fluid Hot-Spot Locations in a 5x5 Fuel Rod Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 236 (2006), November, S. 1149–1154
- [71] IKENO, T. ; KAJISHIMA, T.: Large Eddy Simulation of Fully Developed Sub-channel Turbulence. In: *Proc. of NURETH-10*. Seoul, Korea, October 2003, S. 1–19
- [72] IKENO, T. ; KAJISHIMA, T.: Computational Model for Turbulent Flow around a Grid Spacer with Mixing Vane. In: *Proc. of NURETH-11*. Popes Palace Conference Center, Avignon, France, October 2005. – paper 357, S. 1–18
- [73] IN, W. ; OH, D. ; CHUN, T.: Simulation of Turbulent Flow in Rod Bundles using Eddy Viscosity and the Reynolds Stress Model. In: *Proc. of NURETH-10*. Seoul, Korea, October 2003, S. 1–14
- [74] IN, W. K. ; CHUN, T. H.: Assessment of the RANS Turbulence Models for Turbulent Flow and Heat Transfer in a Rod Bundle. In: *Nuclear Technology* 150 (2005), June, S. 231–250
- [75] IN, W. K. ; CHUN, T. H. ; MYONG, H. K.: CFD Simulation of Axial Turbulent Flow in a Triangular Rod Bundle. In: *Proc. of 5th Asian Computational Fluid Dynamics*. Busan, Korea, June -July 2003. – paper 68, S. 1–7
- [76] IN, W. K. ; CHUN, T. H. ; MYONG, H. K.: CFD Simulation of the Turbulent Flow and Heat Transfer in a Bare Rod Bundle. In: *Proc. of ICAPP'04*. Pittsburgh, PA USA, June 2004. – paper 4179, S. 1–7
- [77] IN, W. K. ; OH, D. S. ; CHUN, T. H.: Application of Non-linear Eddy Viscosity Models and Differential Reynolds Stress Model to Axial Turbulent Flow in a Bare Rod Bundle. In: *Proc. of NTHAS3*. Kyeongju, Korea, October 2002
- [78] IN, W. K. ; SHIN, C. H. ; OH, D. S. ; CHUN, T. H.: Numerical Analysis of the Turbulent Flow and Heat Transfer in a Heated Rod Bundle. In: *Journal of the Korean Nuclear Society* 36 (2004), April, Nr. 2, S. 153–164
- [79] KAISER, H.G. ; ZEGGEL, W.: Turbulent Flows in Complex Rod Bundle Geometries Numerically Predicted by the Use of FEM and a Basic Turbulence Model. In: *Nuclear Engineering and Design* 99 (1987), S. 351–363
- [80] KAROUTAS, Z. ; GU, C. Y. ; SCHOLIN, B.: 3-D Flow Analyses for Design of Nuclear Fuel Spacer. In: *Proc. of NURETH'95*. New York, USA, 1995
- [81] KIM, S. ; PARK, G. C.: Analysis of Turbulent Mixing in Rod Bundles with an Anisotropic Turbulent Diffusion Model based on the Flow Pulsation Phenomenon. In: *Nuclear Technology* 122 (1988), June, S. 284–294

- [82] KOREA ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE: Comparative Study of Turbulent Flows in the Subchannel of Rod Bundle with Flow Deflectors on the Grid Spacer. 2000 (KAERI/TR-1460/2000). – Forschungsbericht
- [83] KOREAN ATOMIC, Energy Research Institute (: Evaluation of RANS Turbulence Model for Optimal Computational Analysis of Reactor Turbulent Flow. 2003 (KAERI/TR 2373/2003). – Forschungsbericht
- [84] KOREAN ATOMIC ENERGY RESEARCH INSTITUTE (KAERI): CFD Analysis of Turbulent Flow in Nuclear Fuel Bundle with Flow Mixing Device. 1999 (KAERI/TR 1296/1999). – Forschungsbericht
- [85] KRIVENTSEV, V. ; OSHIMA, H. ; YAMAGUCHI, A. ; NINOKATA, H.: Numerical Prediction of Secondary Flows in Complex Areas using Concept of Local Turbulent Reynolds Number. In: *Journal of Nuclear Science and Technology* 40 (2003), September, Nr. 9, S. 655–663
- [86] KUNIK, C. ; VOGT, B.: Berechnung der Mischkonvektion im Moderatorspalt eines Kernreaktors mit einem Ansatz für poröse Medien. 2007 (FZKA 7273). – Forschungsbericht
- [87] LAFAY, J. ; ET AL.: Local Pressure Measurements and Peripheral Flow Visualization in a Water 19-Rod Bundle Compared with FLICA II B Calculations: Influence of Helical Wire-Wrap Spacer System. 1975 (ASME paper 75-HT-22). – Forschungsbericht
- [88] LAUNDER, B.E. ; SPALDING, D.B: The Numerical Computation of Turbulent Flows. In: *Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng.* 3, Nr. 1974, S. 269–289
- [89] LAURIEN, E. ; WINTTERLE, T.: On the Numerical Simulation of Flow and Heat Transfer within the Fuel-Assembly of the High-Performance Light-Water Reactor. In: *Proc. of KTH-Workshop on Modeling and Measurements of Two-Phase Flows and Heat Transfer in Nuclear Fuel Assemblies*. Stockholm, Sweden, October 2006, S. 1–10
- [90] LEE, K. B. ; JANG, H. C.: A Numerical Prediction on the Turbulent Flow in Closely Spaced Bare Rod Arrays by a Nonlinear k- ϵ -Model. In: *Nuclear Engineering and Design* 172 (1997), September, S. 351–357
- [91] LEMOS, M. J. S.: Anisotropic Turbulent Transport Model for Rod-Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 6 (1988), Nr. 1-2, S. 27–37
- [92] LEMOS, M. J. S. ; ASSATO, M.: Simulation of Axial Flow in a Bare Rod Bundle using a Non-Linear Turbulence Model with High and Low Reynolds Approximations. In: *Proc. of ICONE 10*. Arlington, USA, April 2002, S. 465–471

- [93] LESTINEN, V. ; GANGO, P.: Experimental and Numerical Studies of the Flow Field Characteristics of VVER-440 Fuel Assembly. In: *Proc. of NURETH-9*. San Francisco, USA, October 1999, S. 1–27
- [94] LIU, B. ; DZODZO, M. B. ; PARAMONOV, D. V. ; SMITH, L. D. ; CONNER, M. E. ; YOUNG, M. Y.: Application of CFD in the Design Process for PWR Spacer Grid Mixing Vanes. In: *Proc. of International Meeting on LWR Fuel Performance 2004*. Orlando, USA, September 2004. – paper 1065, S. 127–138
- [95] LORENZ, J. J. ; GINSBERG, T.: Coolant Mixing and Subchannel Velocities in an LMFBR Fuel Assembly. In: *Nuclear Engineering and Design* 40 (1977), Nr. 2, S. 315–326
- [96] MAGEE, P. M.: Modelling of Flow Sweeping Effect in Wire-Wrapped Rod Bundles. In: *Trans. ANS* 15 (1972), June, Nr. 1
- [97] MCCREERY, G. L. ; JR., H. M. M. ; HAMMAN, K. D. ; ZHANG, H.: Design of Wire-Wrapped Rod Bundle Matched Index-of-Refractive-Experiments. In: *Proc. of ICONE 16*. Orlando, Florida, USA, May 2008
- [98] MENTER, F. R.: Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. In: *AIAA J.* 32 (1994), Nr. 8, S. 1598–1605
- [99] MERZIGER, G. ; MÜHLBACH, G. ; WILLE, D. ; WIRTH, T.: *Formeln + Hilfen zur höheren Mathematik*. Binomi-Verlag, 1999
- [100] MEYER, L. ; REHME, K.: Periodic Vortices in Flow through Channels with Longitudinal Slots or Fins. In: *Proc. of Tenth Symposium on Turbulent Shear Flows*. The Pennsylvania State University, 1995. – paper 7310
- [101] MILLHOLLEN, M. K. ; SUTHEY, A. M.: PNL-17.EBR-II Instrumented Subassembly Test Interim Report. 1970 (BNWL-1424). – Forschungsbericht
- [102] MONTI, L. ; STARFLINGER, J. ; SCHULENBERG, T.: Coupled Neutronic / Thermal-Hydraulic Analysis of the HPLWR Three Pass Core. In: *Proc. of 16th PBNC*. Aomori, Japan, October 2008. – paper P16P1149
- [103] MUR, J. ; LARRAURI, D. ; LEDUC, C.: Simulation of Single-Phase Rod Bundle Flow - Comparison between CFD-Code Estet, PWR core Code THYC and Experimental Results. In: *Proc. of ICONE 6*, 1998. – paper 6347, S. 1–11
- [104] NINOKATA, H. ; EFTHIMIADIS, A. ; TODREAS, N. E.: Distributed Resistance Modeling of Wire-Wrapped Rod Bundles. In: *Nuclear Engineering and Design* 104 (1987), S. 93–102

- [105] NISHIMURA, M. ; KAMIDE, H. ; HAYASHI, K. ; MOMOI, K.: Transient Experiments on Fast Reactor Core Thermal-Hydraulics and its Numerical Analysis Inter-Subassembly Heat Transfer and Inter-Wrapper Flow under Natural Circulation Conditions. In: *Nuclear Engineering and Design* 200 (2000), S. 157–175
- [106] NOVENDSTERN, E. H.: Turbulent Flow Pressure Drop Model for Fuel Rod Assemblies Utilizing a Helical Wire-Wrap Spacer System. In: *Nuclear Engineering and Design* 22 (1972), S. 19–27
- [107] OERTEL JR., H. ; LAURIEN, E.: *Numerische Strömungsmechanik*. Vieweg Verlag, Braunschweig, 2003
- [108] OHTAKE, T. ; URUWASHI, S. ; TAKAHASHI, K.: Velocity Measurements in the Subchannel of the Wire-Spaced Subassembly. In: *Nuclear Technology* 30 (1976)
- [109] OKA, Y. ; ISHIWATARI, Y. ; KOSHIZUKA, S.: Research and Development of Super LWR and Super Fast Reactor. In: *Proc. of 3rd Int. Symposium on SCWR - Design and Technology*. Shanghai, China,
- [110] PATANKAR, S.V. ; SPALDING, D.B.: A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 15 (1972), S. 1787–1806
- [111] PATCH, L. ; ROIDT, R. M.: Experimental Studies of Flow Distribution in a Wire Wrapped LMFBR Blanket Assembly. Fluid Flow and Heat Transfer Over Rod or Tube Bundles (ASME) (1979), S. 55–65
- [112] POINTER, W. D. ; FISCHER, P. ; SIEGEL, A. ; SMITH, J.: RANS-based CFD Simulations of Wire-Wrapped Fast Reactor Fuel Assemblies. In: *Proc. of ICAPP'08*. Anaheim, California, USA, June 2008
- [113] RAPLEY, C.W. ; GOSMAN, A.D.: The Prediction of Fully Developed Axial Turbulent Flow in Rod Bundles. In: *Nuclear Engineering and Design* 97 (1986), May, S. 313–325
- [114] RAZA, W. ; KIM, K.-Y.: Shape Optimization of Wire-Wrapped Fuel Assembly using Kriging Metamodeling Technique. In: *Nuclear Engineering and Design* 238 (2007), S. 1332–1341
- [115] RAZA, W. ; KIM, K.-Y. ; LEE, K.-S.: Optimization of Wire-Wrapped Fuel Assembly of LMR Based on Three-Dimensional Analysis of Heat Transfer. In: *Proc. of ICONE 15*, 2007
- [116] REHME, K.: Pressure Drop Correlations For Fuel Element Spacers. In: *Nuclear Technology* 17 (1973)

- [117] REHME, K.: Simple method of Predicting Friction Factors of Turbulent Flow in Non-Circular Channels. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16 (1973), S. 933–950
- [118] RENKSIZBULUT, M. ; HADALLER, G. I.: An Experimental Study of Turbulent Flow through a Square-Array Rod Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 91 (1986), S. 41–55
- [119] RO, T. S. ; TODREAS, N. E.: Porous Body Analysis of Vertical Rod Bundles under Mixed Convection Conditions. 1983 (Ph. D. Thesis). – Forschungsbericht
- [120] ROCK, R. C. ; LIGHTSTONE, M. F.: A Numerical Investigation of Turbulent Interchange Mixing of Axial Coolant Flow in Rod Bundles Geometries. In: *Numerical Heat Transfer, Part A* 40 (2001), May, S. 221–237
- [121] ROGERS, J. T. ; TAHIR, A. E.: Turbulent Interchange Mixing in Rod Bundles and the Role of Secondary Flows. 1975 (ASME 75-HT-31). – Forschungsbericht
- [122] ROGERS, J. T. ; TARASUK, W. R.: Coolant Mixing in Reactor Fuel Bundles. Part II. Forced Mixing by Flow Sweeping. 1968 (R68-CAP32). – Forschungsbericht
- [123] ROIDT, R.M. ; CARELLI, M.D. ; MARKLEY, R.A.: Experimental Investigations of the Hydraulic Field in Wire-Wrapped LMFBR Core Assemblies. In: *Nuclear Engineering and Design* 62 (1980), S. 295–321
- [124] ROWE, D. S.: COBRA-IIIC: A Digital Computer Program for Steady-State and Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements. 1973 (BNWL-1695). – Forschungsbericht
- [125] ROWE, D. S. ; JOHNSON, B. M. ; KNUDSEN, J. G.: Implications Concerning Rod Bundle Crossflow Mixing Based on Measurements of Turbulent Flow Structure. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 17 (1974), Nr. 3, S. 407–419
- [126] SAKO, K.: Experimental Study about the Thermal Characteristics of the JOYO Core Fuel Subassembly. 1972 (JAERI-memo-4678). – Forschungsbericht
- [127] SARNO, A. ; ET AL.: Local Pressure and Velocity Measurements in a Water 19-Rod Using a Wire-Wrap Spacer System. In: *Proc. of IAEA Specialists' Meeting*. Karlsruhe, Germany, 1979
- [128] SCHLAGENHAUFER, M. ; VOGT, B. ; SCHULENBERG, T.: Reactivity Control Mechanisms for a HPLWR Fuel Assembly. In: *Proc. of GLOBAL 2007*. Boise, USA, September 2007

- [129] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. Springer Verlag, Berlin, 1997
- [130] SCHNEIDER, T.: Design Proposal for the HPLWR Three Pass Core - Fuel Assembly and Core Components. 2007 (FZKA). – Forschungsbericht
- [131] SCHULENBERG, T. ; HEINECKE, J. ; ANIEL, S. ; HIMMEL, S. ; KÖHLY, C. ; KUNIK, C. ; MONTI, L. ; GOMEZ, T. O. ; REDON, T. ; SCHLAGENHAUFER, M. ; SCHNEIDER, T. ; MARACZY, Cs. ; BERNNAT, W. ; CONTI, A. ; KEINERT, J. ; MATTES, M.: Thermal Core Design for the HPLWR Year 1. 2007 (Deliverable D2-01-Y1/ HPLWR - S/T - WP2 - 04). – Forschungsbericht
- [132] SCHULENBERG, T. ; STARFLINGER, J. ; HEINECKE, J.: Three Pass Core Design Proposal for a High Performance Light Water Reactor. In: *Proc. 2nd COE-INES-2*. Yokohama, Japan, 2006
- [133] SHIMIZU, T. ; NINOKATA, H. ; SHISHIDO, H.: Distributed Parameter Analysis for the Prediction of the Fine Structure of Flow and Temperature Fields in Wire-Wrapped Fuel Pin Bundle Geometries. In: *Nuclear Engineering and Design* 120 (1990), S. 369–383
- [134] SLAGTER, W.: Finite Element, Stream Function-Vorticity Solution of Secondary Flow in the Channels of a Rod Bundle. In: *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 8 (1988), S. 687–704
- [135] SMITH, J. G. ; BABIN, B. R. ; POINTER, W. D. ; FISCHER, P. F.: Effects of Mesh Density and Flow Conditioning in Simulating 7-Pin Wire-Wrapped Fuel Pins. In: *Proc. of ICONE 16*. Orlando, Florida, USA, May 2008
- [136] SMITH, L. D. ; LIU, B. ; DZODZO, M. B. ; BEASLEY, D. E. ; LANGFORD, H. M. ; CONNER, M. E. ; PARAMONOV, D. V. ; HOLLOWAY, M. V.: Benchmarking Computational Fluid Dynamics for Application to PWR Fuel. In: *Proc. of ICONE 10*. Arlington, USA, April 2002, S. 823–830
- [137] SOFU, T. ; WEBER, D. P. ; CHUN, T. H. ; JOO, H. G. ; THOMAS, J. W. ; ZHONG, Z. ; DOWN, T. J.: Development of a Comprehensive Modeling Capability Based on Rigorous Treatment of Multi-Physics Phenomena Influencing Reactor Core Design. In: *Proc. of ICAPP'04*. Pittsburgh, USA, June 2002. – paper 4218, S. 1353–1363
- [138] SONG, K.-N. ; YOON, K. H. ; KIM, D. H.: Shape Optimization of Spacer Grid Springs to Support Nuclear Fuel Rods. In: *Proc. of ICONE 11*. Tokyo, Japan, 2003. – paper 36500
- [139] SPECHT, B.: Modellierung von beheizten, laminaren und turbulenten Strömungen in Kanälen beliebigen Querschnitts. 2000. – Dissertation, Braunschweig, Deutschland

- [140] STARFLINGER, J. ; ET AL.: European Research Activities within the Project: High Performance Light Water Reactor Phase 2. In: *Proc. of ICAPP'07*. Nice, France, May 2007. – paper 7146
- [141] SUH, K. Y. ; TODREAS, N. E.: An Experimental Correlation of Cross-Flow Pressure Drop for Triangular Array Wire-Wrapped Rod Assemblies. In: *Nuclear Technology* 76 (1987), S. 229–240
- [142] SUH, Y. K. ; LIGHTSTONE, M. F.: Numerical Simulation of Turbulent Flow and Mixing in a Rod Bundle Geometry. In: *Nuclear Energy* 43 (2004), Nr. 3, S. 153–163
- [143] TODREAS, N. E. ; TURI, J. A.: Interchannel Mixing in Wire-Wrapped Liquid Metal Fast Reactor Fuel Assemblies. In: *Nuclear Technology* 13 (1972), S. 36–52
- [144] TZANOS, C. P.: Computational Fluid Dynamics for the Analysis of Light Water Reactor Flows. In: *Nuclear Technology* 147 (2004), August, S. 181–190
- [145] US DOE NUCLEAR ENERGY RESEARCH ADVISORY COMMITTEE AND THE GENERATION IV INTERNATIONAL FORUM. *A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems*. <http://gif.inel.gov/roadmap>. December 2002
- [146] VOGT, B.: Analyse eines Druckwasserreaktors mit überkritischem Wasser als Kühlmittel. 2008 (FZKA 7428). – Forschungsbericht
- [147] VOGT, B. ; LAURIEN, E. ; CLASS, A. G. ; SCHULENBERG, T.: Mixing Coefficients for Subchannel Analyses with Supercritical Water. In: *Proc. of Global 2007*, 2007
- [148] VONKA, V.: Measurement of Secondary Vortices in a Rod Bundle. In: *Nuclear Engineering and Design* 106 (1988), S. 191–207
- [149] WAATA, C. ; SCHULENBERG, T. ; CHENG, X. ; STARFLINGER, J.: Results of a Coupled Neutronics and Thermal-hydraulics Analysis of a HPLWR Fuel Assembly. In: *Proc. of ICAPP'05*. Seoul, Korea, 2005. – paper 5064
- [150] WAGNER, W. ; KRUSE, A.: *The Industrial Standard IAWPS-IF97 for the Thermodynamic Properties and Supplementary Equations for other Properties: Properties of Water and Steam*. Springer Verlag, Heidelberg, 1997
- [151] WANK, A. ; SCHULENBERG, T. ; CLASS, A. G.: Coolant Mixing in the Plenum of the HPLWR Three Pass Core. In: *Proc. of ICAPP'08*. Anaheim, USA, June 2008

- [152] WEI, J. P.: Thermal-Hydraulic Evaluation of Advanced Wire-wrap Assemblies. In: *Proc. of Solar and Nuclear Heat Transfer, AIChE Symposium Serie*. General Electric Company, Fast Breeder Reactor Department, July 1975
- [153] WHEELER, C. L. ; STEWART, C. W.: COBRA-IV-I: An Interim Version of COBRA for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements and Cores. 1976 (BNWL-1962). – Forschungsbericht
- [154] WHEELER, C.L. ; ROWE, D.S. ; SMITH, J.D.: An Experimental Study of Axial and Cross Flow Velocity in a 7-Pin Wire Wrapped Bundle. 1974 (BNWL-1804). – Forschungsbericht
- [155] WU, X.: Structures in Closely Spaced Rod Bundle Subchannels. In: *Numerical Heat Transfer, Part A* 25 (1994), S. 649–670
- [156] YANG, J. ; OKA, Y.: Numerical Investigation of Heat Transfer in Upward Flows of Supercritical Water in Circular Tubes and Tight Fuel Rod Bundles. In: *Nuclear Engineering and Design* 237 (2007), S. 420–430
- [157] YANG, J. ; OKA, Y. ; YISHIWATARI, Y. ; LIU, J. ; YOO, J.: Numerical Study of Heat Transfer in Supercritical Pressure Water in Tight Fuel Rod Channels. In: *Proc. of ICAPP'06*. Reno, NV, USA, June 2006. – paper 6334, S. 405–414
- [158] ZHUKOV, A. V. ; KAZACHKOVSKII, O. D. ; MATYUKHIN, N. M. ; RYMKEVICH, K. S. ; SOROKIN, A. P.: Accelerating Heat and Mass Transfer in Fast-Reactor Fuel-Pin Assemblies with Oppositely Wound Wire Windings. In: *Plenum Publishing Corporation, übersetzt aus Atomnaya Énergiya* 58 (1985), Nr. 5, S. 325–331

Nomenklaturverzeichnis

Lateinische SI-Symbole	SI-Einheit	Beschreibung
a	$[m^2/s]$	Thermische Diffusivität
a_{ij}	$[Ns/m]$	Gemittelte Kraft pro Axialgeschwindigkeit
a_t	$[m^2/s]$	Turbulente thermische Diffusivität
b	$[m]$	Wandstärke
c_p	$[kJ/kgK]$	Spezifische Wärmekapazität
d	$[m]$	Drahtdurchmesser
$d_{h,0}$	$[m]$	Hydraulischer Durchmesser im Unterkanal ohne Draht
$d_{h,B}$	$[m]$	Hydraulischer Durchmesser des Bündels
$d_{h,c}$	$[m]$	Hydraulischer Durchmesser im Unterkanal mit Draht
$d_{h,i}$	$[m]$	Hydraulischer Durchmesser des Unterkanals i
$d_{h,k}$	$[m]$	Hydraulischer Durchmesser des Unterkanaltyps k
$d_{h,tot}$	$[m]$	Hydraulischer Durchmesser der repräsentativen Unterkanäle
\vec{e}	$[-]$	Einheitsvektor
\vec{e}_A	$[-]$	Einheitsvektor in axialer Richtung
\vec{e}_L	$[-]$	Einheitsvektor in lateraler Richtung
\vec{e}_N	$[-]$	Einheitsvektor in normaler Richtung
\vec{e}_T	$[-]$	Einheitsvektor in tangentialer Richtung
f_B	$[-]$	Reibungsdruckverlustkoeffizient des Bündels
$f_{Blasius}$	$[-]$	Reibungsdruckverlustkoeffizient nach Blasius
f_i	$[-]$	Reibungsdruckverlustkoeffizient des Unterkanals i
f_k	$[-]$	Reibungsdruckverlustkoeffizient des Unterkanaltyps k
f_{GS}	$[-]$	Reibungsdruckverlustkoeffizient nach Gunter und Shaw
f_{Rehme}	$[-]$	Reibungsdruckverlustkoeffizient nach Rehme
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
h	$[kJ/kg]$	Enthalpie

Nomenklaturverzeichnis

k	$[m^2/s^2]$	Turbulente kinetische Energie
k_i	$[W/m^2K]$	Wärmedurchgangskoeffizient von Unterkanal i
l	$[m]$	Länge
m	$[-]$	Exponent
m_i	$[kg/m^2s]$	Massenstromdichte von Unterkanal i
n	$[m]$	Abstand vom engsten Spaltquerschnitt
n_0	$[m]$	Abstand des Spaltes in lokalen n -Koordinaten zur senkrechten Achse
n_{Chiu}	$[-]$	Konstante
\vec{n}_O	$[-]$	Oberflächennormalenvektor
$\vec{n}_{Wand\perp}$	$[-]$	Normal von der Wandoberfläche weggerichteter Einheitsvektor
p	$[Pa]$	Druck
p_{System}	$[Pa]$	Systemdruck
p_{Wand}	$[Pa]$	Druck in einer Volumenzelle mit Wandkontakt
q	$[W/m^2]$	Wärmestromdichte
s	$[m]$	Spaltweite
t	$[s]$	Zeit
u, v, w	$[m/s]$	Geschwindigkeitskomponenten
v''	$[m/s]$	Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
\vec{v}	$[m/s]$	Geschwindigkeitsvektor
$v_{ax,0}$	$[m/s]$	Axialgeschwindigkeit im Unterkanal ohne Draht
$v_{ax,B}$	$[m/s]$	Mittlere Axialgeschwindigkeit im Bündel
$v_{ax,c}$	$[m/s]$	Axialgeschwindigkeit im Unterkanal ohne Draht
$v_{ax,i}$	$[m/s]$	Axialgeschwindigkeit im Unterkanal i
$v_{ax,k}$	$[m/s]$	Axialgeschwindigkeit im Unterkanaltyp k
$\overline{v_{eff}}$	$[m/s]$	Mittlere Effektivgeschwindigkeit im Bündel
$v_{i,AH}$	$[m/s]$	Axialgeschwindigkeit im Abstandshalter
v_n	$[m/s]$	Quergeschwindigkeit
v_N	$[m/s]$	Geschwindigkeit
$\overline{v_{quer}}$	$[m/s]$	Mittlere Quergeschwindigkeit
v'_{quer}	$[m/s]$	Turbulente Quergeschwindigkeit
$v_{quer,max}$	$[m/s]$	Maximale Quergeschwindigkeit
$v_{quer,Zentral}$	$[m/s]$	Quergeschwindigkeit zwischen zwei Zentralkanälen
$v_{quer,x}$	$[m/s]$	Quergeschwindigkeit in x-Richtung
$v_{quer,y}$	$[m/s]$	Quergeschwindigkeit in y-Richtung
v_{res}	$[m/s]$	Resultierende Geschwindigkeit
v_s	$[m/s]$	Durch Druckseite des Drahtes induzierte Quergeschwindigkeit
v_{Spalt}	$[m/s]$	Quergeschwindigkeit im engsten Spaltquerschnitt
$\vec{v}_{Wand }$	$[m/s]$	Geschwindigkeitsvektor parallel zur Wand im Zellmittelpunkt einer Fluidzelle mit Wandkontakt
w	$[-]$	Wichtungsfaktor

Nomenklaturverzeichnis

w_{ij}	$[kg/ms]$	Austauschmassenstrom pro axialer Länge
x, y, z	$[-]$	Koordinatenrichtungen
y^+	$[-]$	Dimensionsloser Wandabstand
y_{ij}	$[m]$	Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier Unterkanäle
<hr/>		
A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
$A_0 - A_3$	$[-]$	Konstanten von C_μ
$A_{ax,0}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche im Unterkanal ohne Draht
$A_{ax,B}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche des gesamten Bündels
$A_{ax,c}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche im Unterkanal mit Draht
$A_{ax,i}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche von Unterkanal i
$A_{ax,k}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche von Unterkanaltyp k
$A_{ax,tot}$	$[m^2]$	Querschnittsfläche der repräsentativen Unterkanäle
A_{Draht}	$[m^2]$	Durch Draht versperrte Querschnittsfläche
$A_{Draht,ell.}$	$[m^2]$	Elliptische Drahtquerschnittsfläche bei horizontalem Schnitt
$A_{Draht\perp}$	$[m^2]$	Drahtquerschnittsfläche bei vertikalem Schnitt
A_{ff}	$[m^2]$	Austauschfläche für Fluid zwischen zwei Kontrollvolumen
An	$[m]$	Ankathete
A_{neu}	$[m^2]$	Äquivalente Querschnittsfläche
A_{Spalt}	$[m^2]$	Querschnittsfläche des Spaltes
$B_1 - B_5$	$[-]$	Konstanten
C	$[-]$	Transferrate
C_{Chiu}	$[-]$	Konstante
$C_{f,k}$	$[-]$	Konstante für Unterkanaltyp k
$C_{\epsilon 1}, C_{\epsilon 2}$	$[-]$	Konstanten aus ϵ -Gleichung
C_μ	$[-]$	Konstante oder Variable der turbulenten Viskosität
$C_1 - C_5$	$[-]$	Funktionen des kubisch-nichtlinearen Turbulenzmodells
C_{NL1}	$[-]$	Konstanten des Turbulenzmodells
C_{NL7}	$[-]$	Konstante
$C_{Ninokata}$	$[-]$	Konstante
D	$[m]$	Stabdurchmesser
\vec{F}	$[N]$	Kraftvektor
F_{Draht}	$[N]$	Vom Draht ausgeübte Kraft
F_{Draht}^N	$[N]$	Normalkomponente der vom Draht ausgeübten Kraft

Nomenklaturverzeichnis

F_{Draht}^T	[N]	Tangentialkomponente der vom Draht ausgeübten Kraft
\vec{F}_{Druck}	[N]	Vektor der Druckkräfte
F_{Feder}	[N]	Federkraft
F_{in}	[N]	Aufgeprägte Kraft
\vec{F}_{Reib}	[N]	Vektor der Reibungskräfte
F_{Rehme}	[–]	Geometriefaktor
F_{Stab}	[N]	Vom Stab ausgeübte Kraft
F_{Stab}^A	[N]	Axialkomponente der vom Stab ausgeübten Kraft
F_{Stab}^L	[N]	Lateralkomponente der vom Stab ausgeübten Kraft
$\vec{F}_{Struktur}$	[N]	Vektor der von der Struktur ausgeübten Kraft
F_{Wand}	[N]	Von der Geometrie auf das Fluid ausgeübte Kraft
G	[m]	Abstand zwischen dem Mittelpunkt eines Stabes und einem gegenüberliegenden, engsten Spaltquerschnitt
Geg	[m]	Gegenkathete
H	[m]	Ganghöhe
H_{ref}	[m]	Referenzganghöhe
Hyp	[m]	Hypotenuse
K_1, K_2	[–]	Konstanten
L	[m]	Beheizte Länge
L_{Pr}	[m]	Prandtl'scher Mischungsweg
M_{ax}	[kg/s]	Massenstrom in den Zentralkanälen des Experiments
M_i	[kg/s]	Massenstrom von Unterkanal i
$M_{i,quer}$	[kg/s]	Gerichteter Quermassenstrom von Unterkanal i
$M_{i,quer,ref}$	[kg/s]	Referenzwert für gerichteten Quermassenstrom von Unterkanal i
$M_{i,quer,max}$	[kg/s]	Maximal realisierbarer Quermassenstrom von Unterkanal i
$M_{ij,quer,turb}$	[kg/s]	Turbulenter Quermassenstrom von Unterkanal i nach Unterkanal j
M_{BE}	[kg/s]	Massenstrom eines Brennelements
$M_{\frac{1}{4}BE}$	[kg/s]	Massenstrom eines Viertel-Brennelements
$M_{\frac{1}{4}Mod}$	[kg/s]	Massenstrom eines Viertel-Moderatorkastens
$M_{\frac{1}{4}Spalt}$	[kg/s]	Massenstrom eines Viertel-Spalts
M_{tot}	[kg/s]	Massenstrom in den repräsentativen Unterkanälen
N_{Draht}	[–]	Drahtwendelmultiplikator
N_k	[–]	Anzahl der Unterkanäle vom Typ k
O	[m ²]	Oberfläche
O_{Draht}	[m ²]	Drahtoberfläche

Nomenklaturverzeichnis

O_{fs}	$[m^2]$	Kontaktfläche zwischen Fluid und Brennstab inklusive Drahtwendel
$O_{i,ab}$	$[m^2]$	Oberfläche zur Wärmeabfuhr von Unterkanal i
O_{Stab}	$[m^2]$	Staboberfläche
O_{Wand}	$[m^2]$	Oberfläche einer Fluidzelle in Kontakt mit einer Wand
P	$[m]$	Stabteilung
P_{el}	$[W]$	Elektrische Leistung
Pr_t	$[-]$	Turbulente Prandtlzahl
Q	$[W/m^3]$	Wärmequellterm
Q_{diff}	$[W]$	Diffusiver Wärmestrom
Q_{konv}	$[W]$	Konvektiver Wärmestrom
$Q_{i,ab}$	$[W]$	Abgeführter Wärmestrom
$Q_{i,aus}$	$[W]$	Ausgehender Wärmestrom
$Q_{i,ein}$	$[W]$	Eingehender Wärmestrom
$Q_{i,quer}$	$[W]$	Gerichteter Austauschwärmestrom
$Q_{i,quer,turb}$	$[W]$	Turbulenter Austauschwärmestrom
$Q_{i,zu}$	$[W]$	Zugeführter Wärmestrom
$Q_{i,\frac{1}{4}Stab}$	$[W]$	Pro Viertel-Brennstabmantelfläche zugeführter Wärmestrom
Q_{Stab}	$[W/m]$	Lineare Stableistung
$R(v_{res})$	$[N]$	Widerstandsfunktion nach Rehme
Res	$[-]$	Residuum
S_{ij}	$[1/s]$	Tensor der mittleren Scherung
S_k	$[-]$	Anteil der Querschnittsfläche von Unterkanaltyp k an der gesamten Querschnittsfläche
T_i	$[K]$	Temperatur in Unterkanal i
$T_{i,aus}$	$[K]$	Austrittstemperatur von Unterkanal i
$T_{i,ein}$	$[K]$	Eintrittstemperatur von Unterkanal i
$T_{i,Start}$	$[K]$	Starttemperatur von Unterkanal i
T_∞	$[K]$	Konstante Moderator- bzw. Spaltwassertemperatur
$U_{be,B}$	$[m]$	Benetzter Umfang des gesamten Bündels
$U_{be,i}$	$[m]$	Benetzter Umfang des Unterkanals i
$U_{be,Stab\&Draht}$	$[m]$	Benetzter Umfang der Stäbe und Drähte
V	$[m^3]$	Volumen
X_i	$[-]$	Massenstromverteilungsfaktor für Unterkanal i
X_k	$[-]$	Massenstromverteilungsfaktor für Unterkanaltyp k

Nomenklaturverzeichnis

Griechische Symbole	SI-Einheit	Beschreibung
α	[°]	Winkel
α_i	[W/m ² K]	Wärmeübergangskoeffizient auf Kühlmittel-seite
α_{Mod}	[W/m ² K]	Wärmeübergangskoeffizient auf Moderator-wasserseite
α_{Spalt}	[W/m ² K]	Wärmeübergangskoeffizient auf Spaltwasser-seite
β_{th}	[1/K]	Thermischer Ausdehnungskoeffizient
β_{turb}	[–]	Turbulenter Austauschkoefizient
β_{Draht}	[–]	Austauschkoefizient auf Basis des drahtwen-delinduzierten Queraustauschs
γ	[°]	Phasenwinkel
δ	[–]	Effektivität der Drahtwendeln
δ_{ij}	[–]	Kronecker-Delta
ϵ	[m ² /s ³]	Dissipation der Turbulenz
ϵ^*	[–]	Dimensionslose Wirbelviskosität
ϵ_h	[m ² /s]	kinematische Wirbelviskosität
ϵ_M	[m ² /s]	kinematische Wirbelviskosität
ϵ_M^*	[–]	Dimensionslose Wirbelviskosität
ζ_{ax}	[–]	Axialer Formdruckverlustkoeffizient
ζ_{lat}	[–]	Lateraler Formdruckverlustkoeffizient
η	[–]	Wirkungsgrad
η_{lat}	[m]	Lateraler Mischungsweg
κ	[–]	Formfaktor
λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
λ_t	[W/mK]	Turbulente Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_{Struktur}$	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit der Struktur
μ	[kg/ms]	Dynamische Viskosität
μ_t	[kg/ms]	Turbulente Viskosität
ν	[m ² /s]	Kinematische Viskosität
ξ	[–]	Faktor zur Strömungsumlenkung
π	[–]	Kreiszahl
ρ	[kg/m ³]	Dichte
$\rho_{Struktur}$	[kg/m ³]	Dichte der Struktur
σ	[N/m ²]	Spannungstensor
σ_k	[–]	Konstante aus k -Gleichung
σ_ϵ	[–]	Konstante aus ϵ -Gleichung
σ_t	[N/m ²]	Reynolds-Spannungstensor
τ_{Wand}	[N/m ²]	Tensor der Wandschubspannungen
φ	[°]	Strömungswinkel

Nomenklaturverzeichnis

ω	[1/s]	Frequenz
$\Delta p_{ax/H_{ref}}$	[Pa]	Mit der Referenzganghöhe normierter Druckverlust
Δp_B	[Pa]	Axialer Druckverlust im Bündel
Δp_i	[Pa]	Axialer Druckverlust im Unterkanal i
Δp_k	[Pa]	Axialer Druckverlust im Unterkanaltyp k
$\Delta p_{lateral}$	[Pa]	Lateraler Druckgradient
Δt	[s]	Zeitspanne
ΔT	[K]	Temperaturdifferenz
$\Delta T_B _0^L$	[K]	Aximale Temperaturdifferenz über das Bündel
Δz_{ax}	[m]	Aximale Höhe eines Kontrollvolumens
Θ	[°]	Anstellwinkel
Ξ_{AH}	[–]	Versperrungsverhältnis eines Abstandshalters
Υ_{ax}	[–]	Faktor zur Justierung der Wichtungsfunktion in axialer Richtung
Υ_{lat}	[–]	Faktor zur Justierung der Wichtungsfunktion in lateraler Richtung
Φ	[–]	Charakteristische Größe für Queraustausch
Ψ	[–]	Beliebige Strömungsgröße
$\overline{\Psi}$	[–]	Zeitlicher Mittelwert einer beliebigen Strömungsgröße
Ψ'	[–]	Zeitlicher Schwankungswert einer beliebigen Strömungsgröße
$\hat{\Psi}$	[–]	Räumlicher Mittelwert einer beliebigen Strömungsgröße
$\check{\Psi}$	[–]	Räumlicher Schwankungswert einer beliebigen Strömungsgröße
$\hat{\Psi}$	[–]	Räumlicher Mittelwert einer beliebigen Größe
$\check{\Psi}$	[–]	Räumlicher Schwankungswert einer beliebigen Größe
Ω_{ij}	[1/s]	Tensor der mittleren Wirbelstärke
∇	[–]	Nabla-Operator

Abkürzungsverzeichnis

Al_2O_3	Aluminiumoxid
$^{235}\text{UO}_2$	Urandioxid
bzgl.	bezüglich
bzw.	beziehungsweise
CD	Central Differencing
CFD	Computational Fluid Dynamics
COBRA	Coolant Boiling in Rod Arrays
CRBRP	Clinch River Breeder Reactor Plant
DOE	Department of Energy
DWR	Druckwasserreaktor
EBR	Experimental Breeder Reactor
EPR	European Pressurized-Water Reactor
FDM	Finite Differenzen Methode
FEM	Finite Elemente Methode
FVM	Finite Volumen Methode
G	Generator
GIF	Generation IV. International Forum
HD	Hockdruckturbine
HKP	Hauptkühlmittelpumpe
HSP	Hauptspeisewasserpumpe
HPLWR	High Performance Light Water Reactor
K	Kondensator
LDA	Laser Doppler Anemometrie
LES	Large Eddy Simulation
LOCA	Loss of Coolant Accident
MARS	Monotone Advection and Reconstruction Scheme
MCNP	Monte Carlo N-Particle
MD	Mitteldruckturbine
ND	Niederdruckturbine
PFBR	Prototype Fast Breeder Reactor
QUICK	Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics
RDB	Reaktordruckbehälter

Abkürzungsverzeichnis

Resa	Reaktorschnellabschaltung
RANS	Reynolds-Averaged Navier Stokes
SIMPLE	Semi-Implicite Method for Pressure Linked Equations
SST	Shear Stress Transport
SWK	Speisewasserkessel
SWR	Siedewasserreaktor
UD	Upwind Differencing
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier Stokes
WARD	Westinghouse Advanced Reactors Division
ZÜ	Zwischenüberhitzer

Anhang A

Evaluation von Turbulenzmodellen für Stabbündelströmungen

Die nachfolgende Tabelle umfasst die im Rahmen einer Literaturstudie evaluierten Veröffentlichungen zur Identifikation vielversprechender Turbulenzmodelle für Stabbündelströmungen sowohl mit als auch ohne Abstandshalter. Da sich bisher noch kein Turbulenzmodell als am geeignetsten etabliert hat, soll diese Tabelle einen Teil der auf diesem speziellen Anwendungsgebiet durchgeführten Arbeiten auflisten und auf Trends hinweisen. Eine ausführliche Diskussion würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen und wird deshalb unterlassen. Die bei der Verwendung von Drahtwendelabstandshaltern eingesetzten Turbulenzmodelle sind Gegenstand der Recherche von Kapitel 3.1.1.

Autor:	Jahr:	Verglichene Turbulenzmodelle:	Empfehlung bzgl. Turbulenzmodell:	P/D	Code	Beheizt?	Spacer?
Assato	2001	NLEVM nach Speziale (1987), aber anderes C_{INL} : - High-Re $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF - Low-Re $k-\epsilon$ nach Abe & Nagano & Kondoh (1992)	Low-Re $k-\epsilon$ nach Abe & Nagano & Kondoh (1992) mit neuem Koeffizienten	Quadratischer Kanal (Re=42.000)	Keine Angabe	Nein	Nein
Aszodi	2002	Standard $k-\omega$ nach Wilcox (1998)	Kein Vergleich	hex 1,3	CFX 5.5	Ja (840 kW/m ²)	Ja
Aszodi	2003	Standard $k-\omega$ nach Wilcox (1998)	Kein Vergleich	hex 1,3	CFX 5.5	Ja (840 kW/m ²)	Ja

Anhang

Baglietto	2003	<ul style="list-style-type: none"> - Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) (High-Re + SWF & Low-Re $y^+=1-2$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Suga (1996) (High-Re + SWF & Low-Re $y^+=1-2$) - Kub. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Suga (1996) (High-Re + Low-Re $y^+=1-2$) - Low-Re $k-\omega$ nach Wilcox (1998) ($y^+=1$) - Low-Re SST $k-\omega$ nach Menter (1993) ($y^+=1$) 	<ul style="list-style-type: none"> - kein Unterschied zwischen quad. und kub. NLEVM - Low-Re NLEVM zu aufwändig - High-Re NLEVM + SWF - Ausblick: v^2-f-Modell 	Reihe 1,147 (Natrium: $Re=60.100 + Re=61.300$)	STAR-CD 3.1	Ja (50 W/cm ²)	Nein
Baglietto	2003	<ul style="list-style-type: none"> - Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) (High-Re + SWF & Low-Re $y^+=1$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1970) (High-Re + SWF & Low-Re $y^+=1$) - Kub. NLEVM $k-\epsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1970) (High-Re + Low-Re $y^+=1$) - Low-Re $k-\omega$ nach Wilcox (1998) ($y^+=1$) - SST Low-Re $k-\omega$ nach Menter (1993) ($y^+=1$) 	<ul style="list-style-type: none"> - kein Unterschied zwischen quad. und kub. NLEVM - Low-Re NLEVM zu aufwändig - High-Re NLEVM + SWF - Ausblick: v^2-f-Modell 	hex 1,17 (Luft: $Re=64.300 + Reihe 1,147$ (Na: $Re=60.100$))	STAR-CD 3.15	Ja (50 W/cm ²)	Nein
Baglietto	2004	<ul style="list-style-type: none"> Zwei-Schichten-Modell: - Quadratic NLEVM $k-\epsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1970) + Low-Re $k-\epsilon$ nach Lien (1996) basierend auf DNS-Daten von Iwamoto (2002) + Formulierung des Längenmaßstabs nach Norris & Reynolds (1975) ($y^+=1$) 	<ul style="list-style-type: none"> - zu aufwändig für große Geometrien - exakte Wiedergabe der Wand-Schubspannung und der Geschwindigkeit 	hex 1,3 ($Re=100.000 + Re=181.200$)	STAR-CD 3.15	Nein	Nein
Baglietto	2004	<ul style="list-style-type: none"> Kub. Low-Re NLEVM $k-\epsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1970) ($y^+=1$) 	eigenes Modell	hex 1,17 bzw. 1,026 ($Re=151.660$)	Keine Angabe	Nein	Nein

Anhang

Baglietto	2005	- Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - Quad. Low-Re NLEVM $k-\varepsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1993) - einige Konstanten von Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974), f_1 & f_2 nach Lien (1996) und f_{μ} & A_1 nach Iwamoto (2002) ($y^+=1$)	eigenes Modell	hex 1,12 (Re=75.000) + hex 1,17 (Re=181.900) + hex 1,3 (Re: keine Angabe)	Keine Angabe	Ja (Keine Angabe)	Nein
Baglietto	2005	- Low-Re Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974) ($y^+=1$) - Low-Re NLEVM Realizable nach Shih, Zhu & Lumley (1993) ($y^+=1$) - Low-Re Standard $k-\omega$ nach Wilcox (1988) ($y^+=1$) - Low-Re SST $k-\omega$ nach Menter (1993) ($y^+=1$) - Low-Re NLEVM Realizable nach Shih, Zhu & Lumley (1993) ($y^+=1$) mit modifizierten Koeffizienten	Low-Re NLEVM Realizable nach Shih, Zhu & Lumley (1993) ($y^+=1$) mit modifizierten Koeffizienten	hex 1,17 (Re=64.300 + Re=109.400) + hex 1,3 (Re=) + hex 1,2 (Re=23.760)	Keine Angabe	Nein	Nein
Baglietto	2006	- Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - SST $k-\omega$ nach Menter (1993) - v^2-f nach Durbin (1995) - Quad. NLEVM Realizable nach Shih, Zhu & Lumley (1993) - Quad. Low-Re NLEVM $k-\varepsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1993), einige Konstanten von Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974), f_1 & f_2 nach Lien (1996), f_{μ} & A_1 nach Iwamoto (2002) - Quad. High-Re NLEVM $k-\varepsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1993), einige Konstanten von Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974), f_1 & f_2 nach Lien (1996), f_{μ} & A_1 nach Iwamoto (2002) + SWF	eigenes Modell: sehr genau in Low-Re und praktikabel in High-Re	hex 1,3 (Re=60.000 + Re=175.000) + hex 1,17 (Re=64.300 + Re=109.400 + Re=181.200) + quad. 1,107 (Re=207.600) + hex 1,17 bzw. 1,026 (Re=151.660) + hex 1,12 (Re=66.500)	STAR-CD 3.2	Ja (1,37 W/m ²)	Nein

Anhang

Baglietto	2006	- Linear Low-Re $k-\varepsilon$ nach Lien (1996) - Kub. Low-Re NLEVVM $k-\varepsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1993), einige Konstanten von Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974), f_1 & f_2 nach Lien (1996), f_{1i} & A_1 nach Iwamoto (2002), C_1-C_5 nach Shih, Zhu & Lumley (1993) mit angepassten $C_{NL1} - C_{NL9}$ ($y^+=1$)	eigenes Modell	- hex 1,3 - hex 1,17 ($Re=181.200$)	Keine Angabe	Nein	Nein
Campbell	2005	- High-Re Realizable $k-\varepsilon$ nach Shih (1995)	ungeeignet bei niedrigen Re, angeblich bessere Funktionalität bei höheren Re	quad. 1,326 ($Re=4.750-26.800$ bzw. 5.290)	FLUENT 6.0	Ja (Wärmeleistung des Bündels: 252 kW)	Ja
Caraghiaur	2006	- Standard high-Re $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - SST nach Menter (1993) - Baseline $k-\omega$ nach Wilcox (1998) - SSG RSM nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991)	RSM SSG		CFX 10.0		Ja
Cheng	2005	<u>Wärmeübertragung im Rohr:</u> - Standard $k-\varepsilon$ nach Launder & Spalding (1974) ($y^+=1$ & $y^+=40$) (isotrop) - RNG $k-\varepsilon$ nach Yakhot & Orszag (1986) ($y^+=1$ & $y^+=40$) - RSM-SSG nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) ($y^+=1$ & $y^+=40$) (anisotrop) - RSM-LRR nach Launder, Reece & Rodi (1976) ($y^+=1$ & $y^+=40$) - SST $k-\omega$ nach Menter (1993) + automatische Wandbehandlung (isotrop) - RSM SSG $k-\omega$ nach Wilcox (2004) + AWT (anisotrop) <u>Wärmeübertragung in Unterkanälen:</u> - RSM-SSG nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) ($y^+=1$)	<u>Wärmeübertragung im Rohr:</u> - ω -Modelle völlig ungeeignet - alle ε -Modelle ähnlich, solange $y^+ < 40$ <u>Wärmeübertragung in Unterkanälen:</u> RSM-SSG ($y^+=1$)	- hex 1,1-1,3 ($Re=50.000-500.000$) - quad 1,1-1,3 ($Re=50.000-500.000$)	CFX 5.6	Ja (600-1400 kW/m ²)	Nein

Anhang

Cheng, Tak	2005	- Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) ($y^+=1-90$) (isotrop) - RSM-SSG nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) ($y^+=1-90$) (anisotrop) - SST $k-\omega$ nach Menter (1993) + Automatische Wandbehandlung ($y^+=1-90$) (isotrop) - RSM SSG $k-\omega$ nach Wilcox (2004) + AWT ($y^+=1-90$) (anisotrop)	RSM-SSG ($y^+<15$)	- hex 1,1- 2,0 - quad. 1,1- 2,0	CFX 5.6	Ja	Nein
Chun	2000	- High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974)	kein Vergleich	Rohr	CFX-4	Ja (300 kW/m ²)	Ja
Conner	2002	- RNG $k-\epsilon$ nach Yakhot & Orszag (1992)	kein Vergleich	quad. 1,326	STAR-CD 3.15	Ja	Ja
Cui	2003	High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974)	kein Vergleich	quad. 1,34 (Re=80.000)	CFX-TASC flow	Nein	Ja
Grötzbach	2004	Kein Vergleich	Algebraische Spannungsmodelle oder RSM				
Hazi	2005	Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - RSM aus Fluent	RSM	hex 1,3	FLUENT 6.0	Nein	Nein
Hu	2005	SST $k-\omega$ nach Menter (1993)	kein Vergleich	Keine Angabe	Keine Angabe	Nein	Ja
Ikeda	1998	High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974)	kein Vergleich	Keine Angabe	STAR-CD	Nein	Ja
Ikeda	2002	High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974)	kein Vergleich	quad. 1,326 (Re>50.000)	STAR-CD	Ja	Ja
Ikeda	2003	High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974)	kein Vergleich	Re>20.000	STAR-CD 3.10	Ja	Ja
Ikeda	2006	High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=30-100$)	kein Vergleich	quad. 1,326	STAR-CD 3.15	Ja	Ja
Ikeno	2003	SGS nach Smagorinsky	kein Vergleich	Reihe 1,67 + 1,43 + 1,25 (Re=10.000)	Keine Angabe	Nein	Nein
Ikeno	2005	Dynamisches Ein-Gleichungsmodell SGS nach Kajishima (2003)	kein Vergleich	quad. 1,43	Keine Angabe	Nein	Ja
Ikeno	2005	Dynamisches Ein-Gleichungsmodell SGS nach Kajishima (2003)	kein Vergleich	quad. 1,43	Keine Angabe	Nein	Ja

Anhang

In	2002	<p>Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=12-90$)</p> <ul style="list-style-type: none"> - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale & Ngo (1988) + SWF ($y^+=12-90$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Sugar (1996) + SWF ($y^+=12-90$) - Kub. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Sugar (1996) + SWF ($y^+=12-90$) - RSM LRR nach Launder, Reece & Rodi (1975) + SWF ($y^+=12-90$) - RSM LRR nach Launder, Reece & Rodi (1975) mit Wand-Reflektions-Term + SWF ($y^+=12-90$) 	RSM LRR nach Launder, Reece & Rodi (1975) mit Wand-Reflektions-Term + SWF ($y^+=12-90$)	quad. 1,107 (Re=46.300 + Re=207.600)	CFX 4.4	Nein	Nein
In	2003	<ul style="list-style-type: none"> - Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) + SWF - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Myong & Kasagi (1990) + SWF - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1993) + SWF - Kub. NLEVM nach Craft, Launder & Sugar (1996) + SWF - RSM-LRR nach Launder, Reece & Rodi (1975) + SWF 	- RSM-LRR für Stabbündel ohne Abstandshalter (Überschätzung der Sekundärströmung) - Standard & Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) für Abstandshalter mit Drallfahne	quad. 1,107 ($y^+=20-50$) (Re=207.600) + quad. 1,33 ($y^+=20-35$) (Re=65.000)	CFX 4.4	Nein	Ja
In	2003	<ul style="list-style-type: none"> - Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=15-20$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) + SWF ($y^+=15-20$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Myong & Kasagi (1990) + SWF ($y^+=15-20$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Shih, Zhu & Lumley (1993) + SWF ($y^+=15-20$) - Kub. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Sugar (1996) + SWF ($y^+=15-20$) - RSM LRR nach Launder, Reece & Rodi (1974) mit Wand-Reflektions-Term ($y^+=15-20$) 	- Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) + SWF ($y^+=15-20$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Myong & Kasagi (1990) + SWF ($y^+=15-20$)	hex 1,123 (Re=27.000)	CFX 4.4	Nein	Nein

Anhang

In	2004	- Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) + SWF - RSM-SSG $k-\epsilon$ nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) + SWF - RSM-SMC- ω nach Wilcox (1986) + SWF	- große Diskrepanz bei $p/d=1,06$ - beide RSM am ehesten am Experiment	hex 1,06 ($y^+=35-70$) (Re=39.000) + hex 1,12 ($y^+=30-37$) (Re=65.000)	CFX 4.4 + CFX 5.6	Ja	Nein
In	2004	- Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) + SWF - RSM SSG $k-\epsilon$ nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) + SWF - RSM LRR $k-\epsilon$ nach Launder, Reece & Rodi (1975) + SWF	RSM-SSG	hex 1,06 ($y^+=35-70$) (Re=39.000) + hex 1,12 ($y^+=30-37$) (Re=65.000)	CFX 4.4	Ja	Nein
In	2004	- Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=35-70$ bzw. 30-37) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Speziale (1987) + SWF ($y^+=35-70$ bzw. 30-37) - RSM SSG nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) + SWF ($y^+=35-70$ bzw. 30-37) - Low-Re RSM- ω nach Wilcox & Menter (2004) ($y^+=1-3$ bzw. 0,5-1)	RSM SSG nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) + SWF ($y^+=35-70$ bzw. 30-37)	hex 1,06 (Re=39.000) + hex 1,12 (Re=65.000)	CFX 4.4 + CFX 5.6	Ja	Nein
KAERI	1999	- Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - RNG $k-\epsilon$ nach Yakhot & Orszag (1992)	-beide nicht geeignet -Unterschiede vernachlässigbar	- quad. 1,33 (Re=65.000) + quad.1,375 (Re=14.200)	CFDS-FLOW3D + CFX 4.2	Nein	Ja
KAERI	2003	- Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Sugar (1996) - Kub. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Sugar (1996) - RSM LRR nach Launder, Reece & Rodi (1975)			CFX 4.4		
Kaiser	1987	eigenes empirisches ASM	kein Vergleich	hex 1,123 (Re=27000) + 1,148 (Re=123000) + 1,071 (Re=59700)	VELASCO	Nein	Nein

Anhang

Karoutas	1995	High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF	kein Vergleich	quad. 1,33	CFDS-FLOW3D	Nein	Ja
Kim	1998	eigenes anistropes Wirbelviskositätsmodell: - <u>Turbulente Vermischung</u> : Low-Re $k-\epsilon$ nach Lam & Bremhorst (1981) ohne Wandfunktion - <u>Sekundärströme</u> : $k-\epsilon$ nach Launder & Ying (1973)	Kein Vergleich	hex 1,123 (Re=27.000) + hex 1,2 (Re=49.000) + quad. 1,25 (Re=100.000) + hex 1,3 (Re=100.000)	Eigener Code	Nein	Nein
Kiss	2006	$k-\omega$ SST nach Menter (1993)	$y^+ < 2$	quad.1,15	CFX 10.0	Ja	Nein
Kriventsev	2003	- Multi-Skalen-Viskositätsmodell (integrales Null-Gleichungs-Modell) mit turbulenter Reynolds-Zahl als einzig experimentellem Wert für turbulente Viskosität: - Vereinfachtes MSV - Normales MSV	Vereinfachtes MSV	hex 1,17 (Re=8.170 + Re=160.100)	Eigener Code	Nein	Nein
Laurien, Wintterle	2006	- High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF - RSM-LRR $k-\epsilon$ nach Launder, Reece & Rodi (1975) + SWF - RSM-SSG $k-\epsilon$ nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) + SWF - RSM-SSG $k-\omega$ nach Wilcox (2004) + SWF	- RSM-SSG $k-\epsilon$ nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) + SWF oder RSM-SSG $k-\omega$ nach Wilcox (2004) + SWF - modifiziertes RSM-LRR nach Demuren & Rodi (1984)	quad. 1,15	CFX-5.7	Ja	Nein
Lee	1997	Zwei-Schichten-Modell: - Kern: eigenes Modell in Anlehnung an Speziale (1987) - Wand: Low-Re $k-\epsilon$ nach Lam & Bremhorst (1981)	- $k-\epsilon$ nach Launder & Ying ungeeignet - Turbulente Spannungen in der Spaltregion unterschätzt - Hohe turbulente Spannungen in der Spaltregion nicht simulierbar mit Effekt der Sekundärströme	- hex 1,123 (Re=27.000) - quad. 1,107 (Re=48.400)	EL-2D (eigener Code)	Nein	Nein
de Lemos	1988	eigenes ASM	kein Vergleich	quad. 1,107 (Re=48.000) + quad. 1,194 (Re=48.000)	Eigener Code	Nein	Nein

Anhang

de Lemos	2002	- High-Re $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - Low-Re $k-\epsilon$ nach Abe (1992) - Untersuchung von NLEVM: Vergleich $C_{1NL}=0,1512$ nach Speziale (1987) mit eigenem Wert	High-Re mit $C_{1NL}=0,1512$ nach Speziale (1987)	hex 1,123 (Re=27.000)	Eigener Code	Nein	Nein
Lestinen	1999	-Bündel: Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF - Abstandshalter: RSM aus Fluent	- Hybride Vernetzung vielversprechend - Probleme nahe dem Abstandshalter	hex 1,3 (Re=46.460)	FLUENT 4.0	Ja (548 kW/m ²)	Ja
Liu	2004	- High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=20-100$) - RNG $k-\epsilon$ nach Yakhot & Orszag (1992) + SWF ($y^+=20-100$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ nach () + SWF ($y^+=20-100$)	- Hydrodynamik: High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=20-100$) - Wärmeübertragung: RNG $k-\epsilon$ nach Yakhot & Orszag (1992) + SWF ($y^+=20-100$)	Re=28.000	STAR-CD 3.15	Ja (80 kW/m ²)	Ja
Misawa	2003	Pseudo direkt	kein Vergleich	hex 1,2 (Re=9.090)	Keine Angabe	Nein	Nein
Mur	1998	RSM Rij- ϵ nach Launder (1989) + universales logarithmisches Wandgesetz	Kein Vergleich	quad.1,326 (Re: keine Angabe)	ESTET (eigener Code)	Nein	Ja
Rapley	1986	isotropes ASM $k-\epsilon$ nach Launder & Ying (1973)	vielversprechend	hex 1,2 (Re=49000 & 34800 & 35000) + 1,123 (Re=27000) + 1,1 (Re=42700) + 1,06 (Re=40000)	Keine Angabe	Nein	Nein
Rautaheimo	2006	Low-Re $k-\epsilon$ nach Chien (1982)	Kein Vergleich	hex 1,3 (Re=240.000)	FINFLO (eigener Code)	Ja (Profil: max: 900kW/m ²)	Ja
Rock	2001	Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) + SWF	Neuentwicklung eines ASM notwendig	parallel 1,1 + 1,375 + 1,833 (Re<300.000)	TASC flow (eigener Code)	Ja	Nein
Slagter	1988	- ASM $k-\epsilon$ nach Launder & Ying (1973) - low-Re $k-\epsilon$ nach Hassid & Poreh (1975)	Kombination der Modelle liefert gute Resultate	hex 1,3 (Re=160000)	eigener Code	Nein	Nein
Smith	2002	- Standard High-Re $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974)+ SWF ($y^+=30-100$) - RNG $k-\epsilon$ Yakhot & Orszag (1992) + SWF ($y^+=30-100$) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ + SWF ($y^+=30-100$) - Zwei-Schichten- $k-\epsilon$	- RNG $k-\epsilon$ ($y^+=30-100$)	quad.1,326 (Re=28.000)	STAR-CD 3.15	Ja (80 kW/m ²)	Nein

Anhang

Sofu	2004	<ul style="list-style-type: none"> - High-Re Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - Quad. NLEVM $k-\epsilon$ aus STAR-CD 3.15 - Kub. NLEVM $k-\epsilon$ nach Craft, Launder & Suga (1996) - RSM LRR nach Launder, Reece & Rodi (1975) - RNG $k-\epsilon$ nach Yakhot & Orszag (1992) - Zwei-Schichten-Modell: <ul style="list-style-type: none"> •Kern: High-Re $k-\epsilon$ •Wand: Low-Re $k-\epsilon$ ($y^+=1$) 	- RSM LRR oder Quad. NLEVM aus STAR-CD 3.15	Quad. 1,107 (Re=207.600 + Re=254.809)	STAR-CD 3.15	Ja (Bündelleistung: 1626 kW bzw. 660 kW/m ²)	Nein
Specht	2000	- sehr umfangreiche Studie exotischer Modelle	- nichtlineares explizites ASM $k-\epsilon$ nach Girimaji (1995) & Taulbee (1992) + Standard $k-\epsilon$ mit konstanten Koeffizienten nach Gatski & Speziale (1992) + Low-Re $k-\epsilon$ nach Lam & Bremhorst (1981)	Quad. 1,337 (Luft: Re=170.000)	Eigener Code	Ja	Nein
Suh	2004	<ul style="list-style-type: none"> - Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) ($y^+=30-100$) + SWF - RSM-LRR $k-\epsilon$ nach Launder, Reece & Rodi (1975) ($y^+=30-100$) + SWF 	- Vorschlag: LES - beide Modelle mit Unter- oder Überschätzungen	<ul style="list-style-type: none"> - parallel 1,1 + 1,375 + 1,833 (Luft: Re=30.000-300.000) - quad. 1,036 + 1,4 (Re=60.000-200.000) 	Keine Angabe	Ja	Nein
Toth	2006	<ul style="list-style-type: none"> - $k-\omega$ nach Wilcox (1998) - SST mit AWT nach Menter (1993) - SSG RSM nach Speziale, Sarkar & Gatski (1991) 	$k-\omega$ & SST besser als SSG	hex 1,34	CFX 10.0	Ja (840 kW/m ²)	Nein
Tzanos	2001	<ul style="list-style-type: none"> Standard $k-\epsilon$ nach Launder & Spalding (1974) - Quad. High-Re $k-\epsilon$ nach Lien, Chen & Leschziner (1996) - Quad. Low-Re $k-\epsilon$ nach Lien, Chen & Leschziner (1996) ($y^+=1$) 	Alle 3 stark widersprüchlich	quad. 1,375 (Re=29.000)	Keine Angabe (STAR-CD?)	Nein	Nein
Tzanos	2002	<ul style="list-style-type: none"> - RNG $k-\epsilon$ nach Yakhot & Orszag (1992) ($y^+=12$) - Zwei-Schichten-Modell nach Norris & Reynolds (1975): ($y^+=1$) bis ($y^+=50$) 	Überschätzung der turbulenten Intensität in der Spalte von allen Modellen	quad. 1,375 (Re=29.000)	Keine Angabe (STAR-CD?)	Nein	Nein

Anhang

Tzanos	2004	- High-Re Standard k-ε nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=30-100$) - High-Re quad. k-ε nach () + SWF ($y^+=1$) - Low-Re k-ε nach Lien, Chen & Leschziner (1996) ($y^+=1$) - RNG k-ε nach Yakhot & Orszag (1992) ($y^+=12$) - Zwei-Schichten-Modell Norris & Reynolds (1975) ($y^+=1$)	- High-Re k-ε oder RNG k-ε - Zwei-Schichten-Modell am schlechtesten	quad. 1,375 (Re=29.000)	STAR-CD 3.10	Nein	Nein
Wu	1994	- ASM nach Launder & Ying (1973) + SWF - Standard k-ε nach Launder & Spalding (1974) + SWF	eigenes Modell	hex 1,06 (Re=40.000) + hex 1,1 (Re=36.000) + hex 1,2 (Re=35.000)	Eigener Code	Nein	Nein
Yang	2006	High-Re Standard k-ε nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=15-100$)	kein Vergleich	quad. 1,098 hex 1,14 quad. + hex 1,1-1,25	STAR-CD 3.24	Ja (560 kW/m ²)	Nein
Yang	2007	High-Re Standard k-ε nach Launder & Spalding (1974) + SWF ($y^+=15-100$)	kein Vergleich	- quad. 1,098 - hex 1,14 - quad + hex 1,1-1,25	STAR-CD 3.24	Ja (560 kW/m ²)	Nein

Anhang B

Unterkanalanalysen

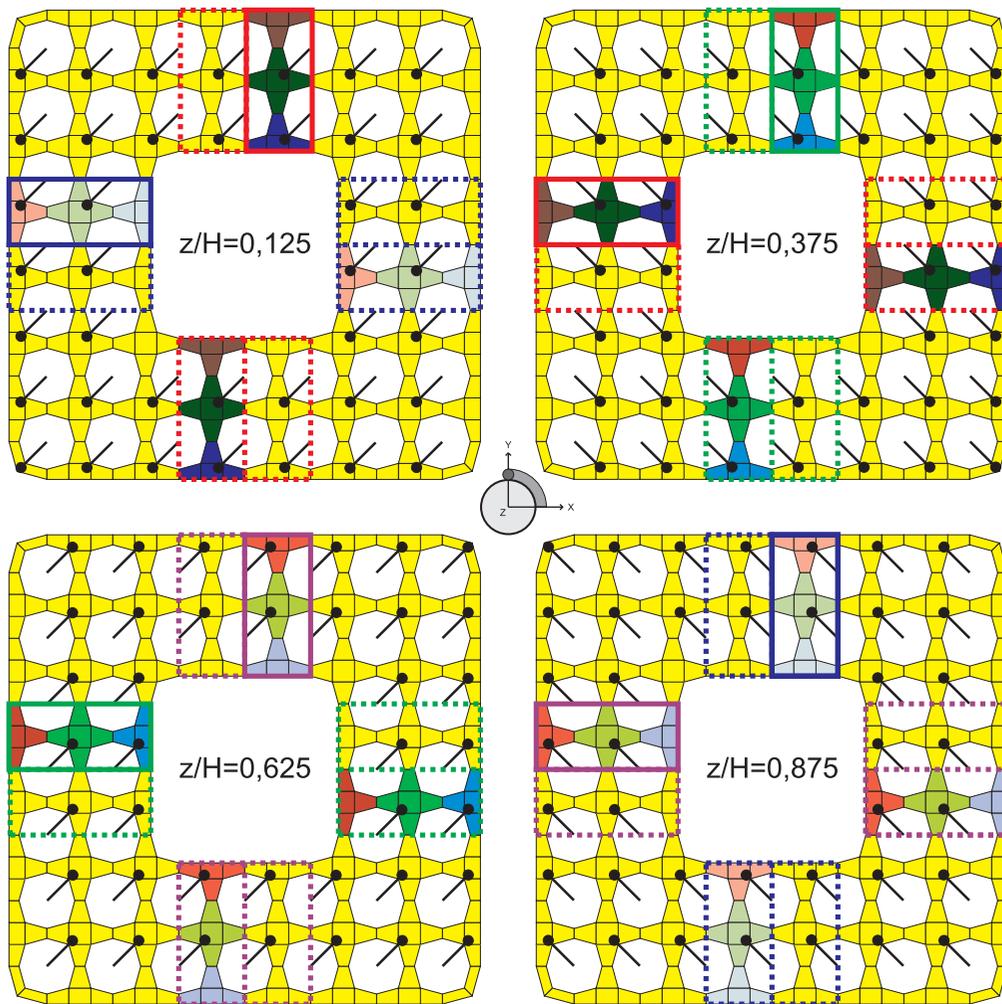


Abbildung B.1: Geometrische Analogien im HPLWR-Brennelement.

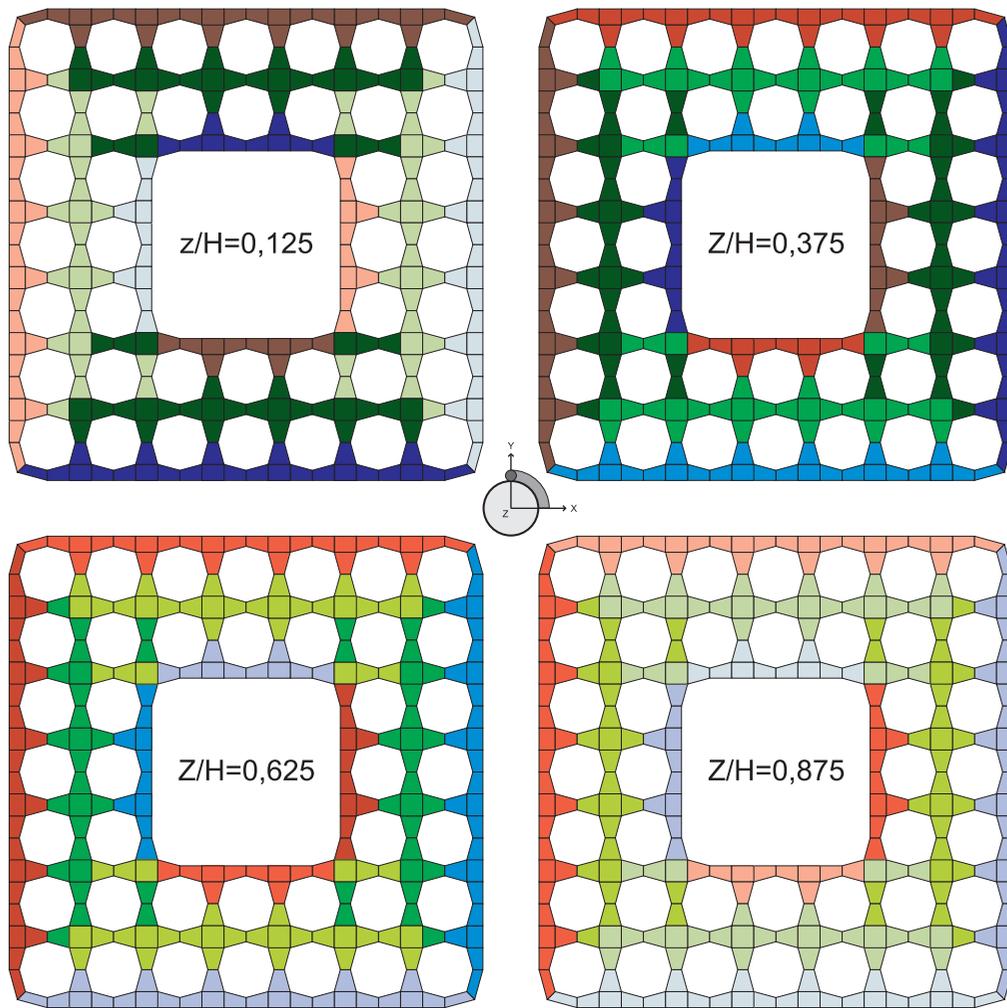


Abbildung B.2: Kodierung der individuellen Zellen im HPLWR-Brennelement.

Anhang C

Modellierung der Stoffeigenschaften von überkritischem Wasser

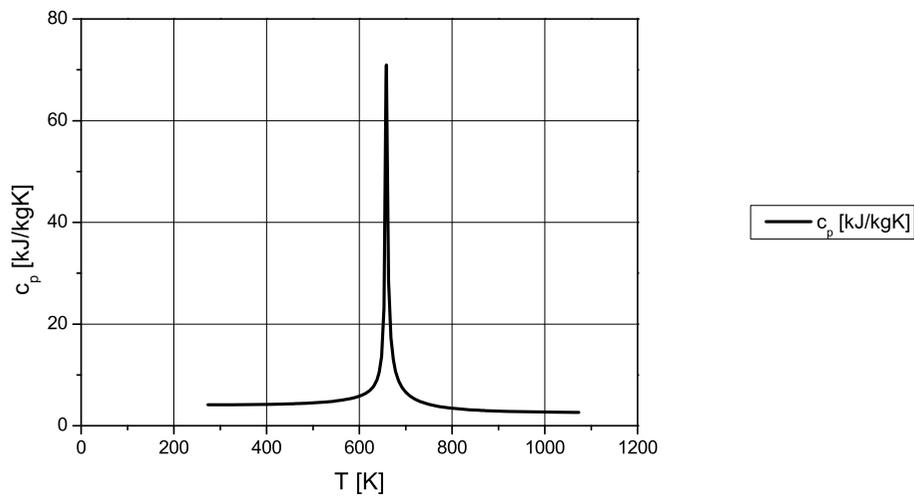


Abbildung C.1: Spezifische Wärmekapazität als Funktion der Temperatur bei 25MPa.

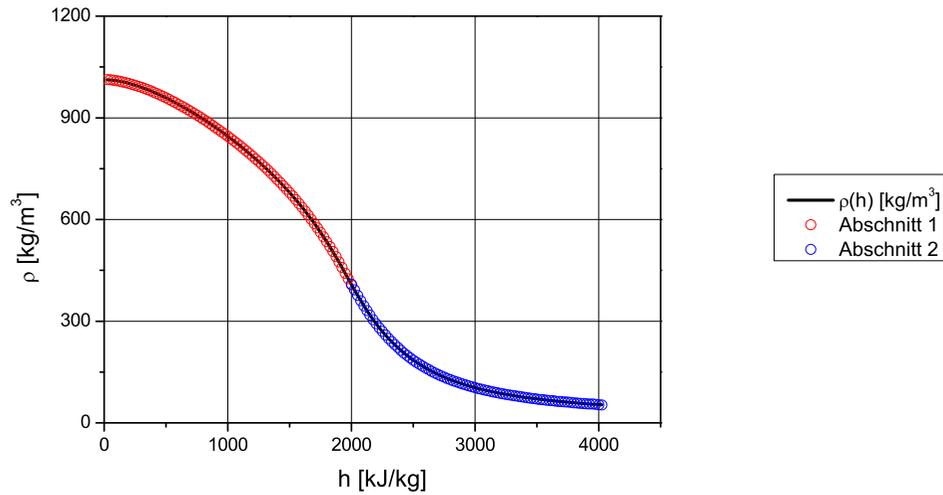


Abbildung C.2: Dichte als Funktion der Enthalpie bei 25MPa.

$\rho(h)$:

Abschnitt 1:

$$\begin{aligned}
 \rho_1(25\text{kJ/kg} \leq h \leq 2000\text{kJ/kg}) = & 1,013213864371110 \cdot 10^3 \\
 & -1,417624235598870 \cdot 10^{-2} \cdot h - 2,430971206074500 \cdot 10^{-4} \cdot h^2 \\
 & +1,316420741686870 \cdot 10^{-7} \cdot h^3 - 4,427539089369680 \cdot 10^{-11} \cdot h^4 \\
 & +2,750398881714410 \cdot 10^{-15} \cdot h^5 - 5,964121238264560 \cdot 10^{-19} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

Abschnitt 2:

$$\begin{aligned}
 \rho_2(2000\text{kJ/kg} < h \leq 4025\text{kJ/kg}) = & 7,494265748483390 \cdot 10^3 \\
 & -7,834813416766480 \cdot h + 2,600004742099660 \cdot 10^{-3} \cdot h^2 \\
 & +5,104453257850380 \cdot 10^{-8} \cdot h^3 - 2,238948898704290 \cdot 10^{-10} \cdot h^4 \\
 & +4,941652932312460 \cdot 10^{-14} \cdot h^5 - 3,479873079706500 \cdot 10^{-18} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

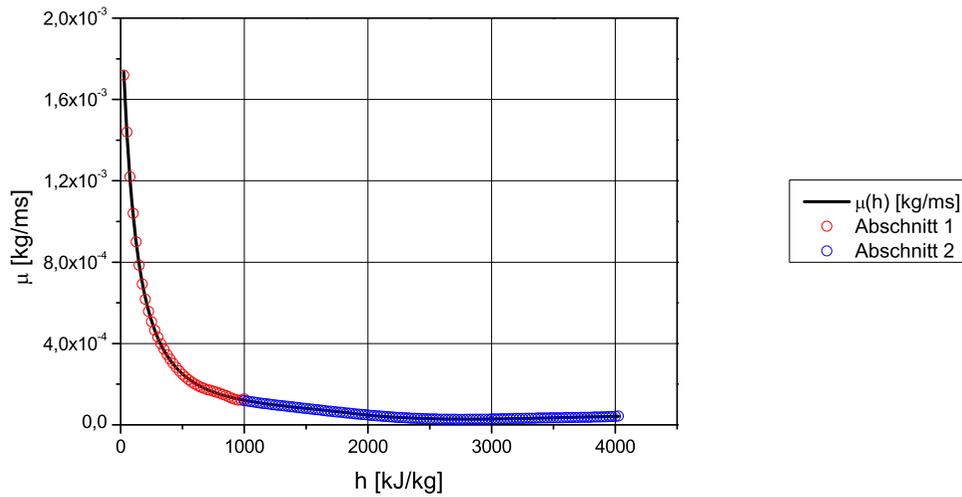


Abbildung C.3: Dynamische Viskosität als Funktion der Enthalpie bei 25MPa.

$\mu(h)$:

Abschnitt 1:

$$\begin{aligned}
 \mu_1(25 \text{ kJ/kg} \leq h < 1000 \text{ kJ/kg}) = & 2,062002274297360 \cdot 10^{-3} \\
 & - 1,508669727117510 \cdot 10^{-5} \cdot h + 6,169610820265700 \cdot 10^{-8} \cdot h^2 \\
 & - 1,452266644022530 \cdot 10^{-10} \cdot h^3 + 1,923654027180750 \cdot 10^{-13} \cdot h^4 \\
 & - 1,323959609227680 \cdot 10^{-16} \cdot h^5 + 3,671355094073410 \cdot 10^{-20} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.3}$$

Abschnitt 2:

$$\begin{aligned}
 \mu_2(1000 \text{ kJ/kg} \leq h \leq 4025 \text{ kJ/kg}) = & 5,621462482040420 \cdot 10^{-4} \\
 & - 1,195536212281610 \cdot 10^{-6} \cdot h + 1,368785071392200 \cdot 10^{-9} \cdot h^2 \\
 & - 8,607281185261640 \cdot 10^{-13} \cdot h^3 + 2,917575200268330 \cdot 10^{-16} \cdot h^4 \\
 & - 4,987833389736260 \cdot 10^{-20} \cdot h^5 + 3,377395648033300 \cdot 10^{-24} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.4}$$

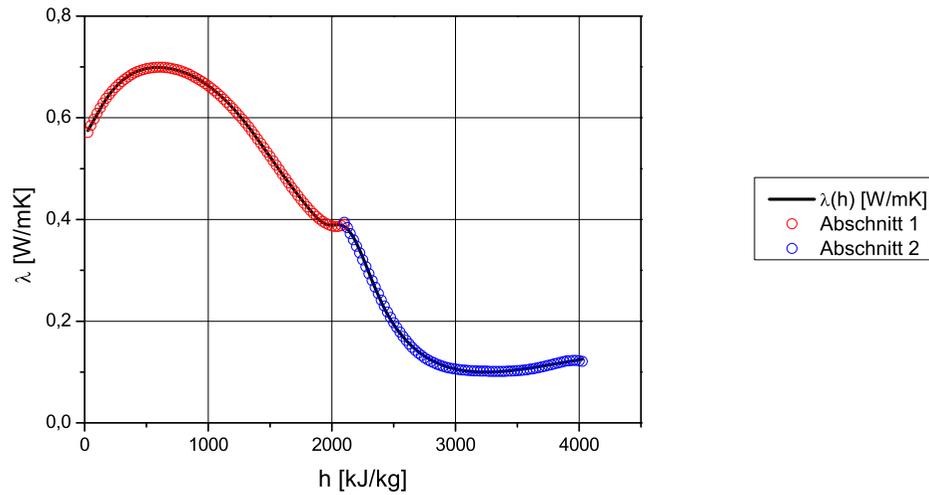


Abbildung C.4: Wärmeleitfähigkeit als Funktion der Enthalpie bei 25MPa.

$\lambda(h)$:

Abschnitt 1:

$$\begin{aligned}
 \lambda_1(25\text{kJ/kg} \leq h \leq 2100\text{kJ/kg}) = & 5,564692735232980 \cdot 10^{-1} \\
 & + 6,139505024977470 \cdot 10^{-4} \cdot h - 9,757747625202190 \cdot 10^{-7} \cdot h^2 \\
 & + 8,182580039822050 \cdot 10^{-10} \cdot h^3 - 4,568815661172040 \cdot 10^{-13} \cdot h^4 \\
 & + 1,114824654501870 \cdot 10^{-16} \cdot h^5 - 4,642152735888360 \cdot 10^{-21} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.5}$$

Abschnitt 2:

$$\begin{aligned}
 \lambda_2(2100\text{kJ/kg} < h \leq 4025\text{kJ/kg}) = & -1,500942983538990 \cdot 10^2 \\
 & + 3,086262935074840 \cdot 10^{-1} \cdot h - 2,587071194695360 \cdot 10^{-4} \cdot h^2 \\
 & + 1,137713313362030 \cdot 10^{-7} \cdot h^3 - 2,776948775010820 \cdot 10^{-11} \cdot h^4 \\
 & + 3,574292811392010 \cdot 10^{-15} \cdot h^5 - 1,898013575118270 \cdot 10^{-19} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.6}$$

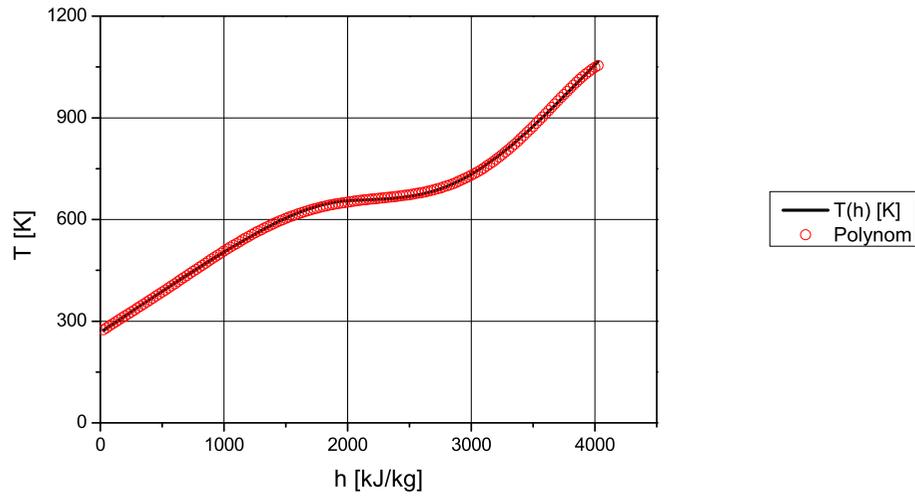


Abbildung C.5: Temperatur als Funktion der Enthalpie bei 25MPa.

$T(h)$:

$$\begin{aligned}
 T(25\text{kJ/kg} \leq h \leq 4025\text{kJ/kg}) = & 2,690708886807660 \cdot 10^2 \\
 & + 2,407635528363740 \cdot 10^{-1} \cdot h - 6,608612361022410 \cdot 10^{-5} \cdot h^2 \\
 & + 1,641150566193040 \cdot 10^{-7} \cdot h^3 - 1,385406874285900 \cdot 10^{-10} \cdot h^4 \\
 & + 4,158420951530710 \cdot 10^{-14} \cdot h^5 - 4,088115919609840 \cdot 10^{-18} \cdot h^6
 \end{aligned} \tag{C.7}$$

Anhang D

Dimensionslose Kennzahlen

- Grashof-Zahl Gr :

$$Gr = \frac{\text{Auftriebskraft}}{\text{Viskositätskraft}} = \frac{g \cdot \beta_{th} \cdot \Delta T \cdot l^3}{\nu^2} \quad (\text{D.1})$$

- Nusselt-Zahl Nu :

$$Nu = \frac{\text{Konvektiver Wärmetransport}}{\text{Diffusiver Wärmetransport}} = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \quad (\text{D.2})$$

- Reynolds-Zahl Re :

$$Re = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Reibungskräfte}} = \frac{\rho \cdot v \cdot d_h}{\mu} \quad (\text{D.3})$$

- Stanton-Zahl St :

$$St = \frac{\text{Dynamik eines Prozesses}}{\text{Fähigkeit, Energie zu speichern}} = \frac{w_{ij}}{s \cdot m_i} \quad (\text{D.4})$$

- Péclet-Zahl Pe :

$$Pe = \frac{\text{Konvektiver Wärmetransport}}{\text{Wärmetransport durch Wärmeleitung}} = \frac{\rho \cdot v \cdot c_p \cdot l}{\lambda} \quad (\text{D.5})$$

- Prandtl-Zahl Pr :

$$Pr = \frac{\text{Diffusiver Impulstransport}}{\text{Diffusiver Wärmetransport}} = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \quad (\text{D.6})$$

Danksagung

Diese Dissertation entstand in der Zeit vom Dezember 2005 bis August 2008 am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien, Leiter des Instituts für Kernenergie- und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart, bedanke ich mich herzlich für das rege Interesse an dieser Arbeit und den damit einhergehenden, wertvollen Anregungen sowie für die Übernahme des Hauptreferates.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg, Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik (IKET) des Forschungszentrums Karlsruhe GmbH, gilt mein besonderer Dank für die Themenstellung, sein stetes Interesse und Engagement bei der Durchführung dieser Arbeit sowie der Übernahme des Koreferates.

Meinem fachlichen Betreuer Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas G. Class sowie Dr.-Ing. Jörg Starflinger und Dr.-Ing. Günter Grötzbach danke ich aufrichtig für die Bereitschaft zur Hilfe und die persönliche Betreuung, was maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Der AREVA NP danke ich für die finanzielle Unterstützung und Herrn Jochen Heinecke für die hilfreichen Diskussionen.

Den Angestellten des IKET, insbesondere dem HPLWR-Team, sowie allen Doktoranden, Diplom- bzw. Studienarbeitern und Praktikanten danke ich für die heitere und angenehme Arbeitsatmosphäre.

Im Besonderen möchte ich meinen Eltern, meiner Schwester sowie meinen Großeltern für die uneingeschränkte und tatkräftige Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung danken. Meiner Freundin Maria danke ich für ihr Interesse an meiner Arbeit und den nötigen Ausgleich neben der Arbeit.

Karlsruhe im August 2008

Steffen Roman Himmel