

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.

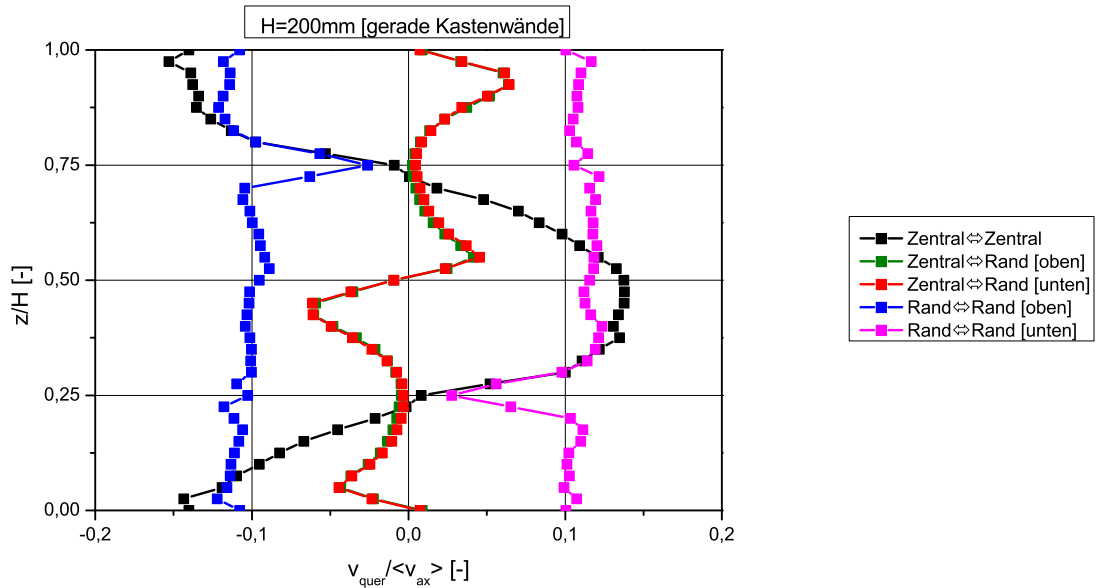


Abbildung 4.5: Normierte Quergeschwindigkeitsprofile über Spalte.

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.

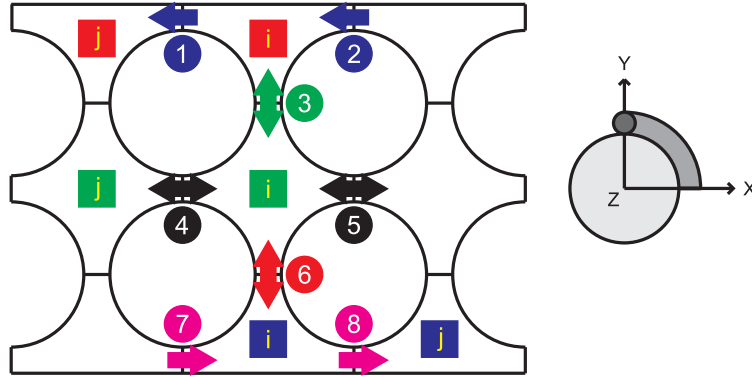
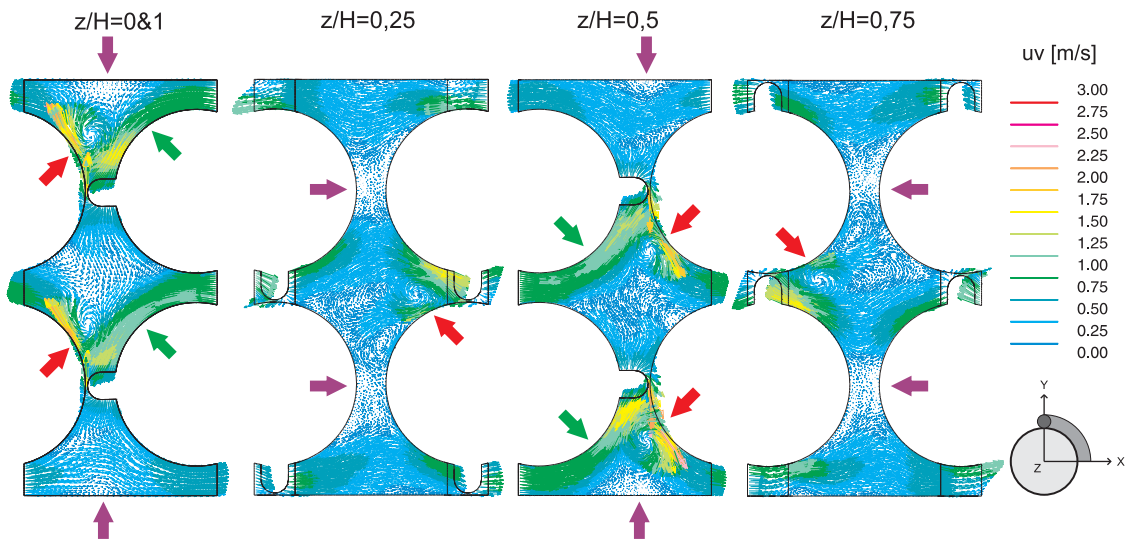


Abbildung 4.6: Notation der Spaltquerschnitte.

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 $T = 390^{\circ}\text{C}$.

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.

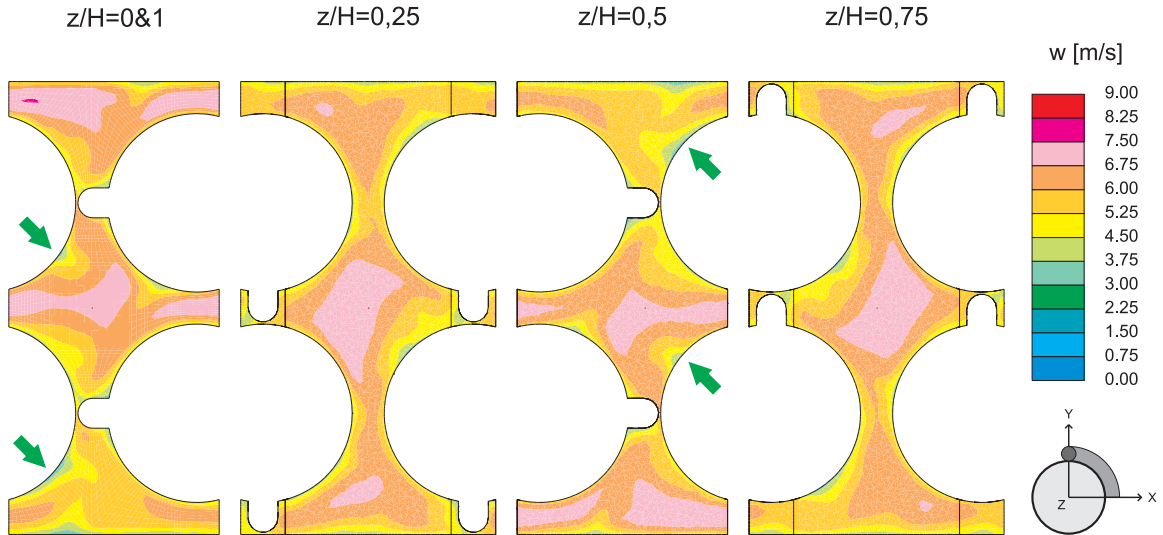


Abbildung 4.8: Axialgeschwindigkeiten für gerade Kastenwände bei $T = 390^\circ\text{C}$.

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.

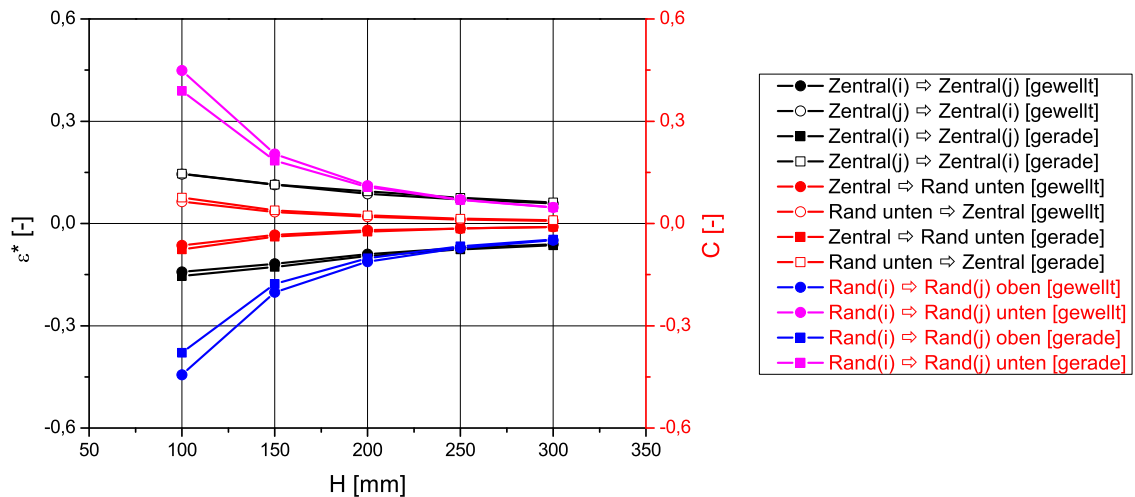


Abbildung 4.9: Mischungsraten zwischen den Unterkanälen für verschiedene Ganghöhen.

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-Brennelementkastens 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.

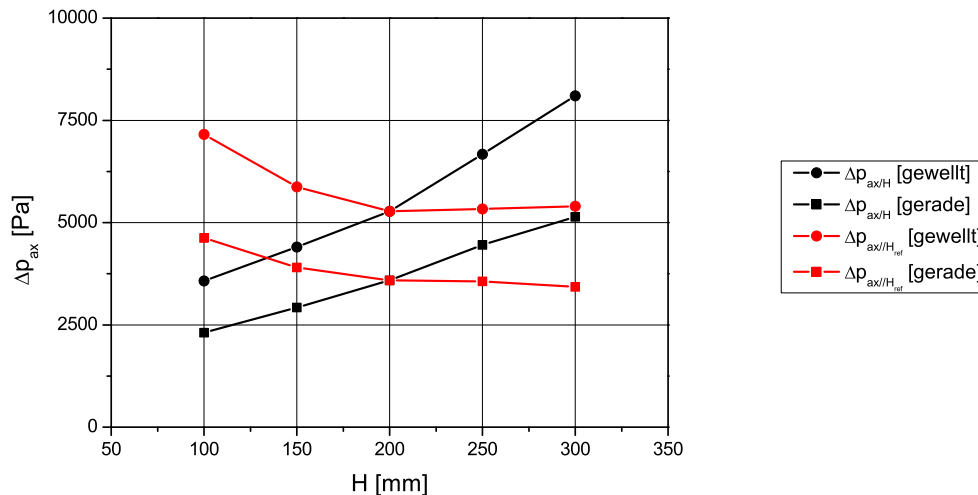


Abbildung 4.10: Axialdruckverlust für verschiedene Ganghöhen.

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.

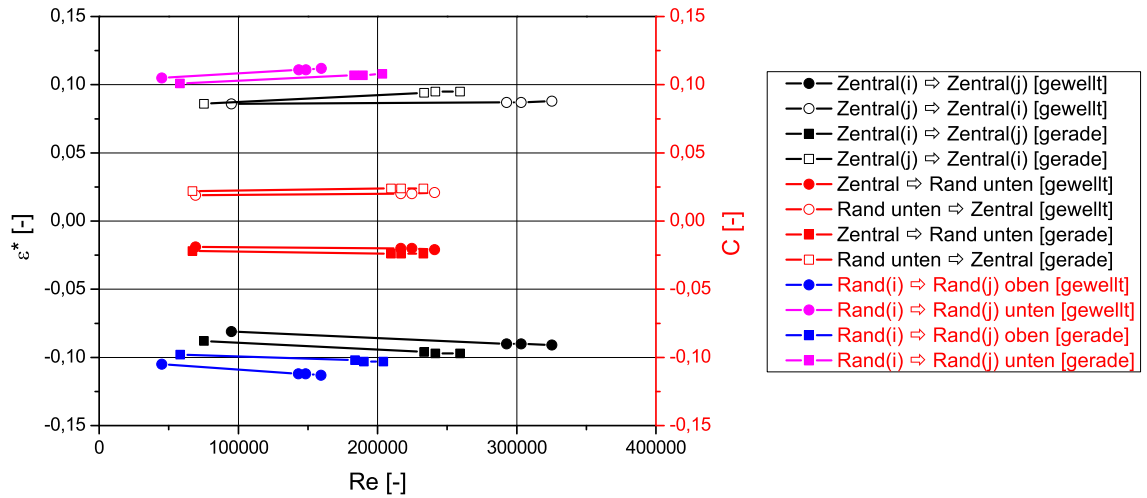


Abbildung 4.11: Mischungsparameter in Abhängigkeit verschiedener Reynoldszahlen.

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.

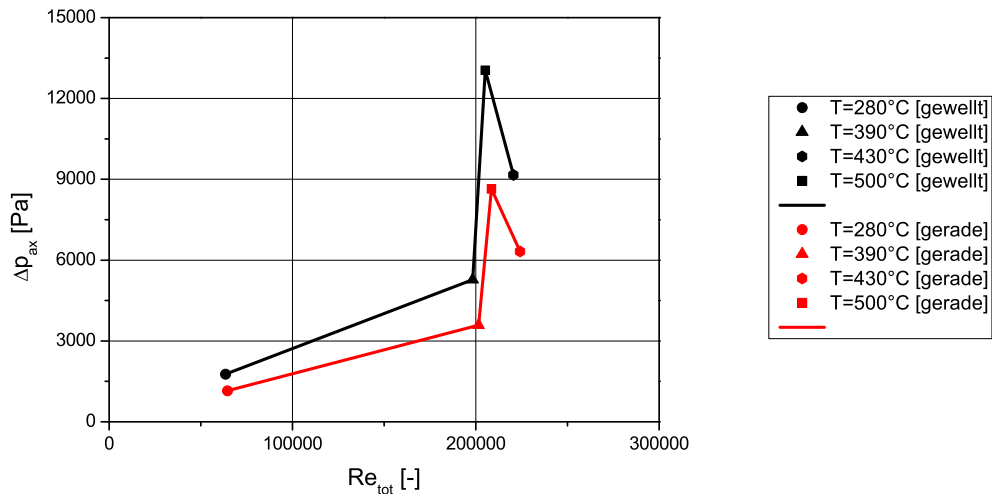


Abbildung 4.12: Axialdruckverlust für verschiedene Reynoldszahlen.

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.

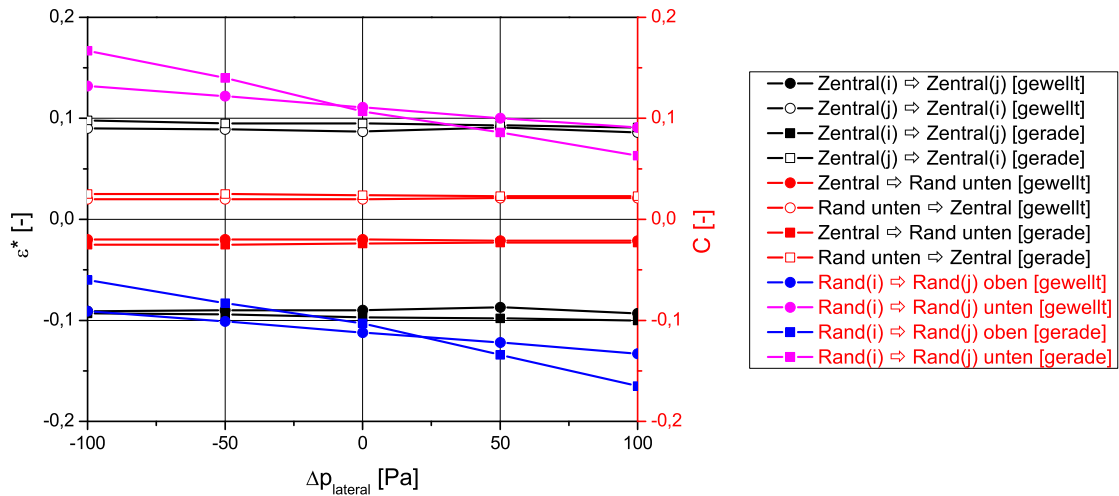


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der Quervermischung von lateralen Druckgradienten über Unterkanalquerschnitte.

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.

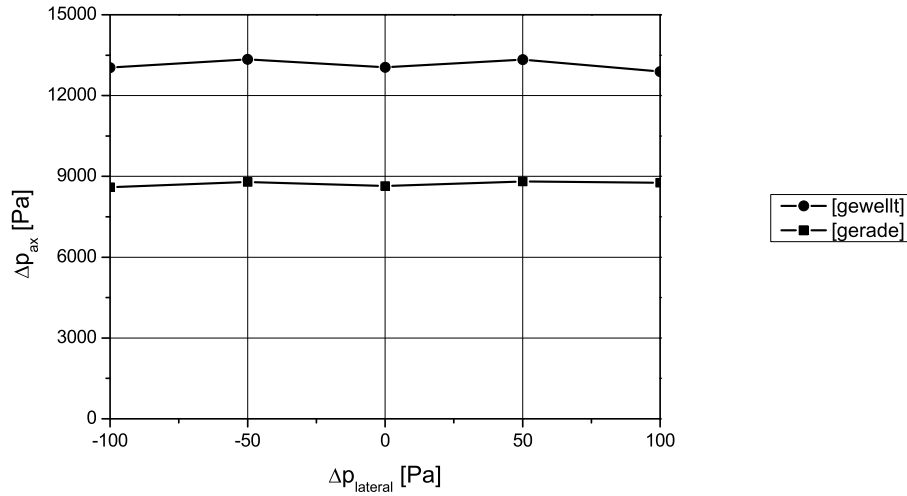


Abbildung 4.14: Axialdruckverluste bei lateralen Druckgradienten über Unterkanalquerschnitte.

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 Temperatursausgleich 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.

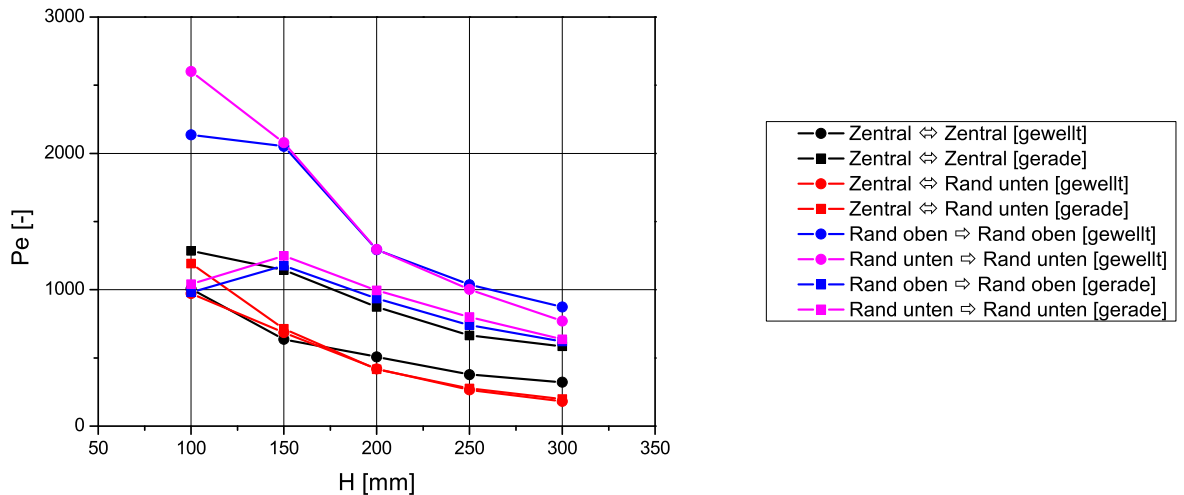


Abbildung 4.15: Mittlere Pécletzahlen für verschiedene Ganghöhen.

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.

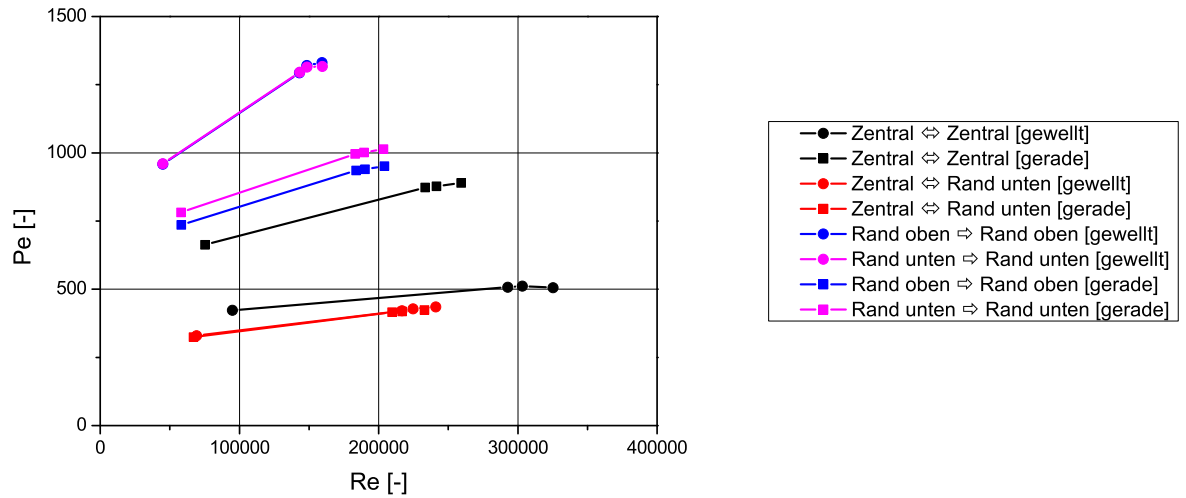


Abbildung 4.16: Mittlere Pécletzahlen in Abhängigkeit verschiedener Reynoldszahlen.

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 Abstandshalter vorgenommen. Ziel dieser Untersuchungen war die Quantifizierung der Fluidvermischung zwischen den benachbarten Unterkanälen. Diese Mischungsraten 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 Mischungsraten 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 Drahtwendeeffekte 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:

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

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:

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

Die Anwendung des Gauß'schen Integralsatzes:

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

liefert:

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

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:

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

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.

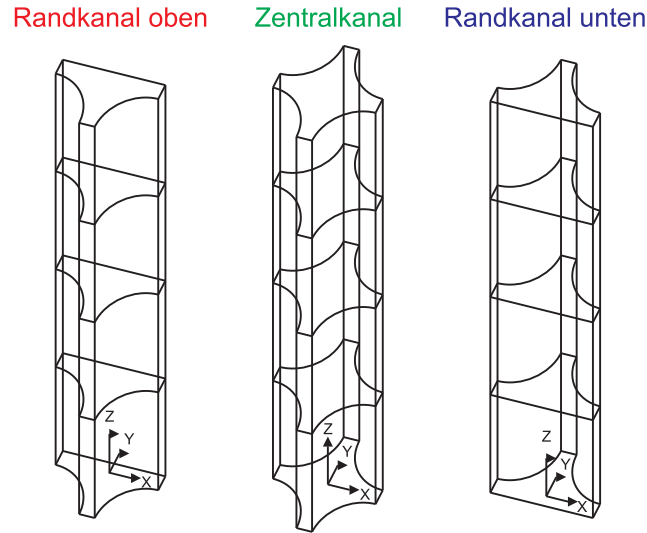


Abbildung 5.1: Unterteilung der Geometrie in Kontrollvolumen.

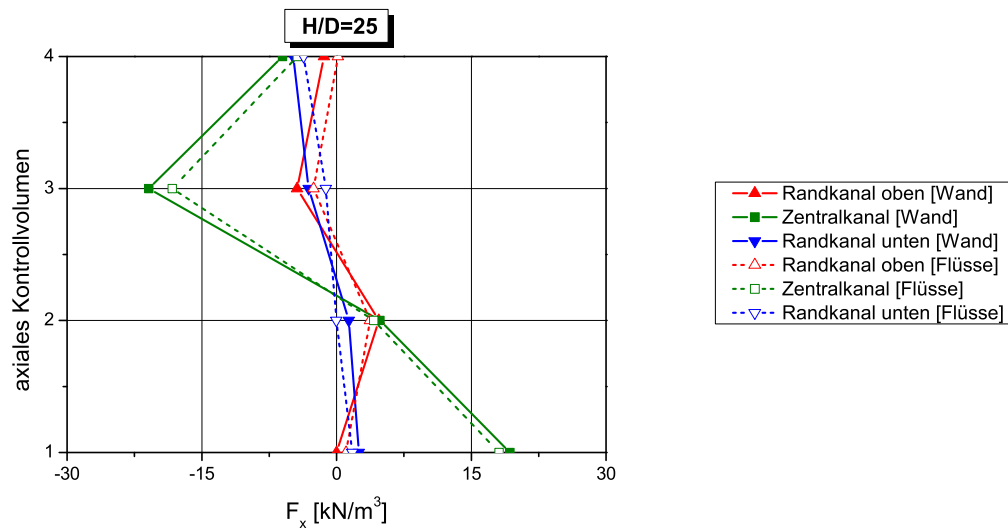


Abbildung 5.2: Volumengemittelte x-Komponenten der resultierenden Kräfte.

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.

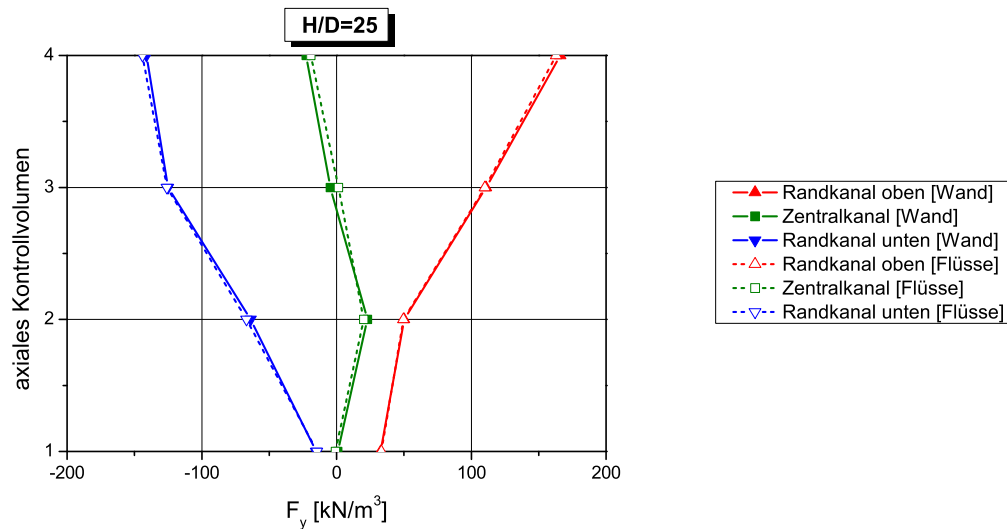


Abbildung 5.3: Volumengemittelte y-Komponenten der resultierenden Kräfte.

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.

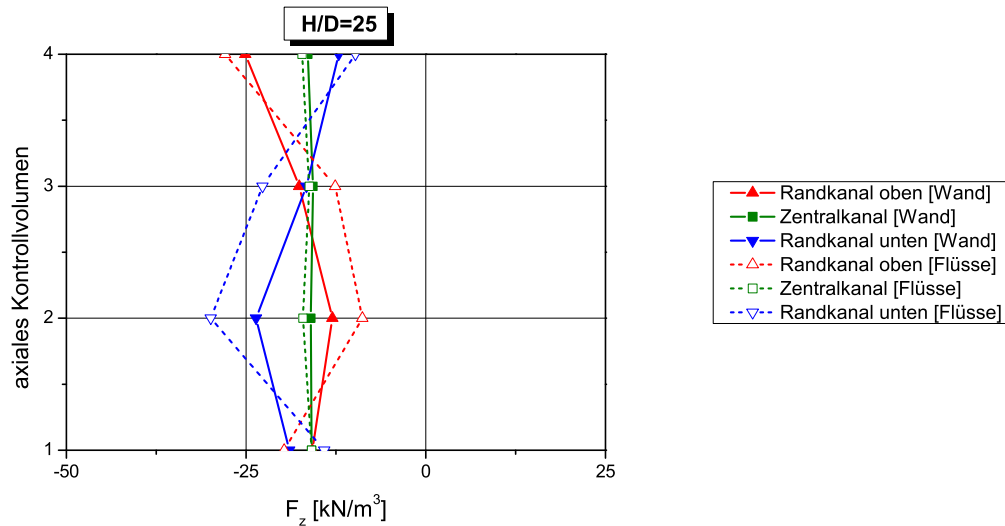


Abbildung 5.4: Volumengemittelte z-Komponenten der resultierenden Kräfte.

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.

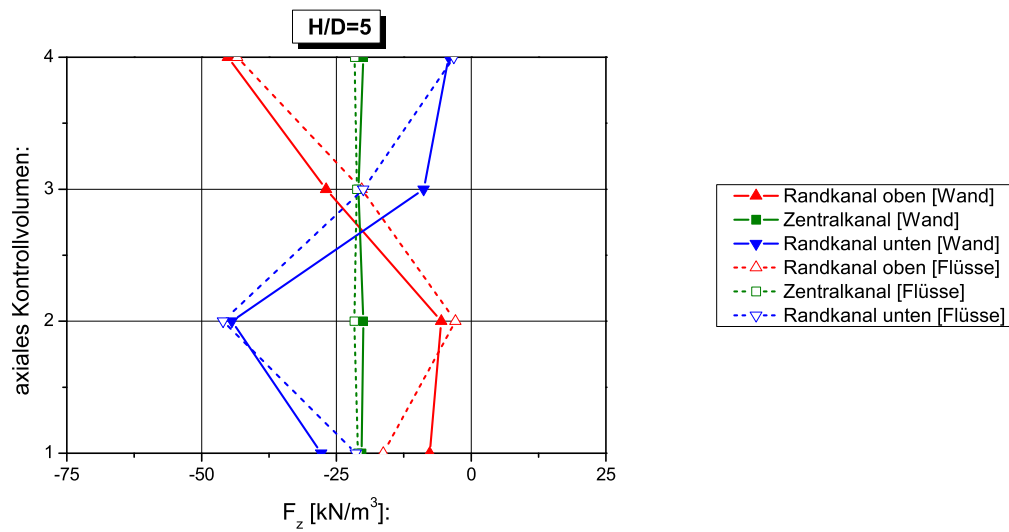


Abbildung 5.5: Volumengemittelte z-Komponenten der resultierenden Kräfte.

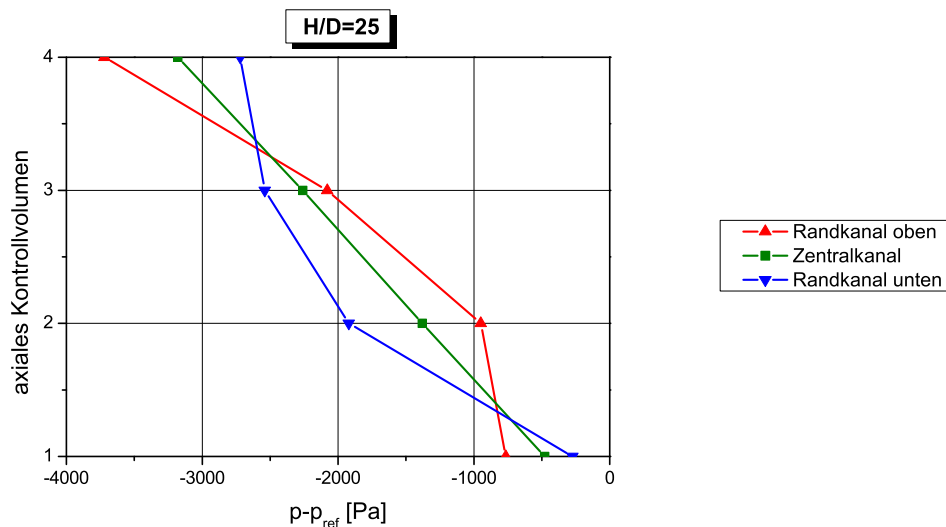


Abbildung 5.6: Volumengemittelter, axialer Druckverlauf in den Kontrollvolumen.

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.

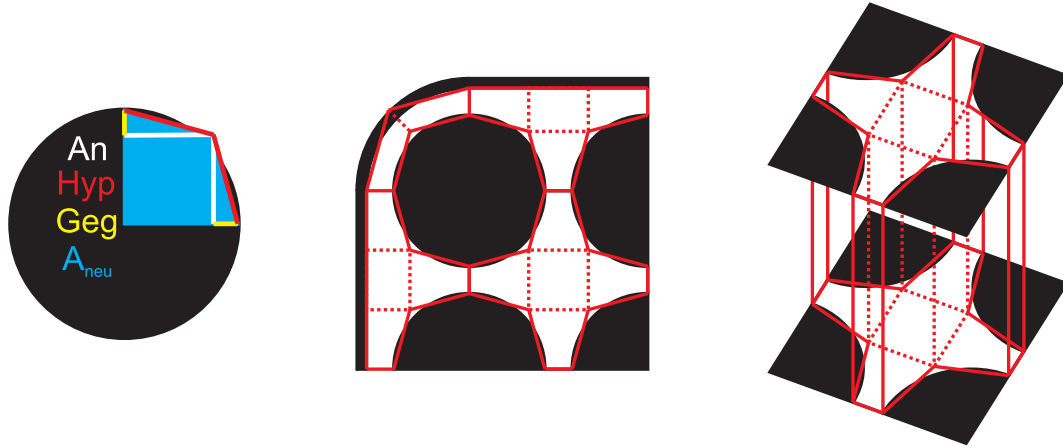


Abbildung 5.7: Approximation der Unterkanalgeometrie durch Hexaederzellen.

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:

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

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.

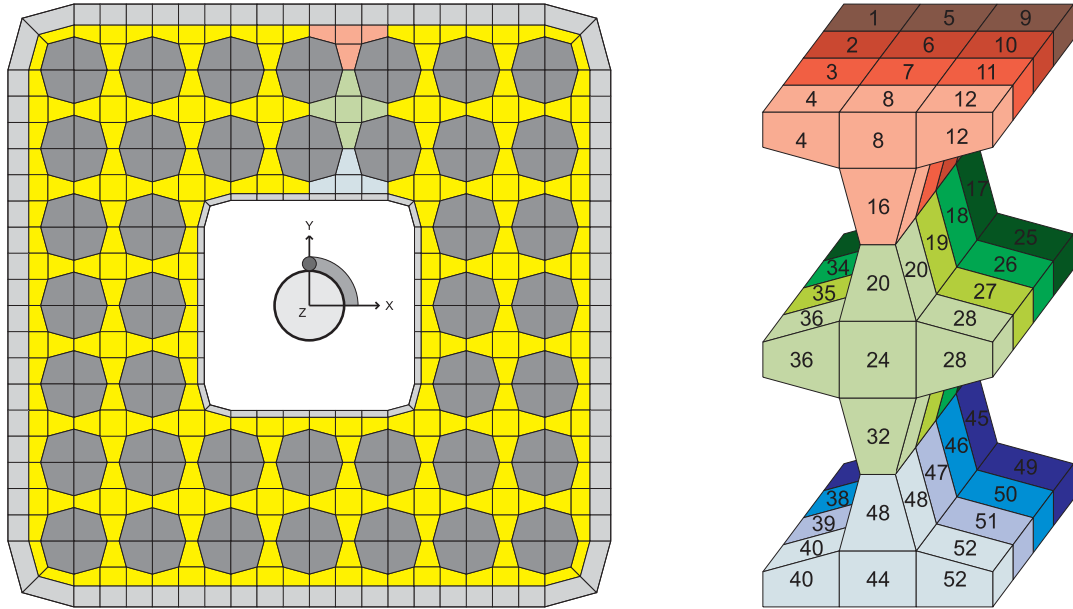


Abbildung 5.8: Links: Grobe Diskretisierung eines kompletten Brennelements; Rechts: Grobe Diskretisierung der repräsentativen Unterkanaltypen.

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.

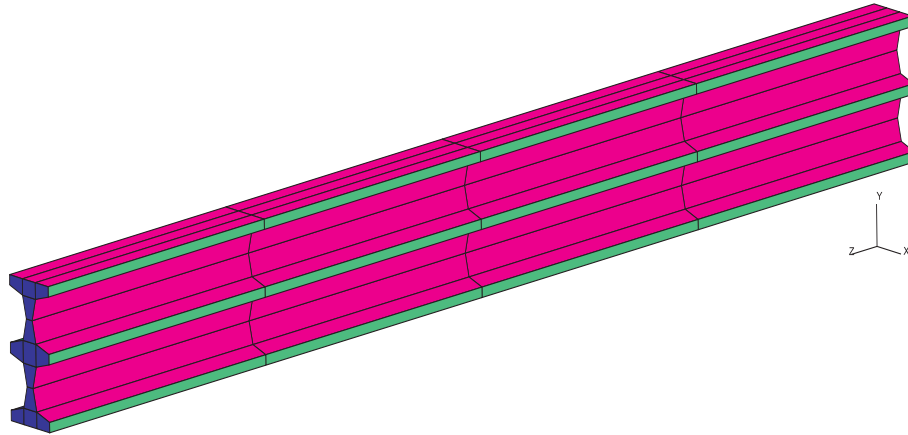


Abbildung 5.9: Randbedingungen der repräsentativen Unterkanäle in grober Diskretisierung.

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 $M_{tot} = 0,124 kg/s$ 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 Brennstabbbündel 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:

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

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 Zentraldifferenzen-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.

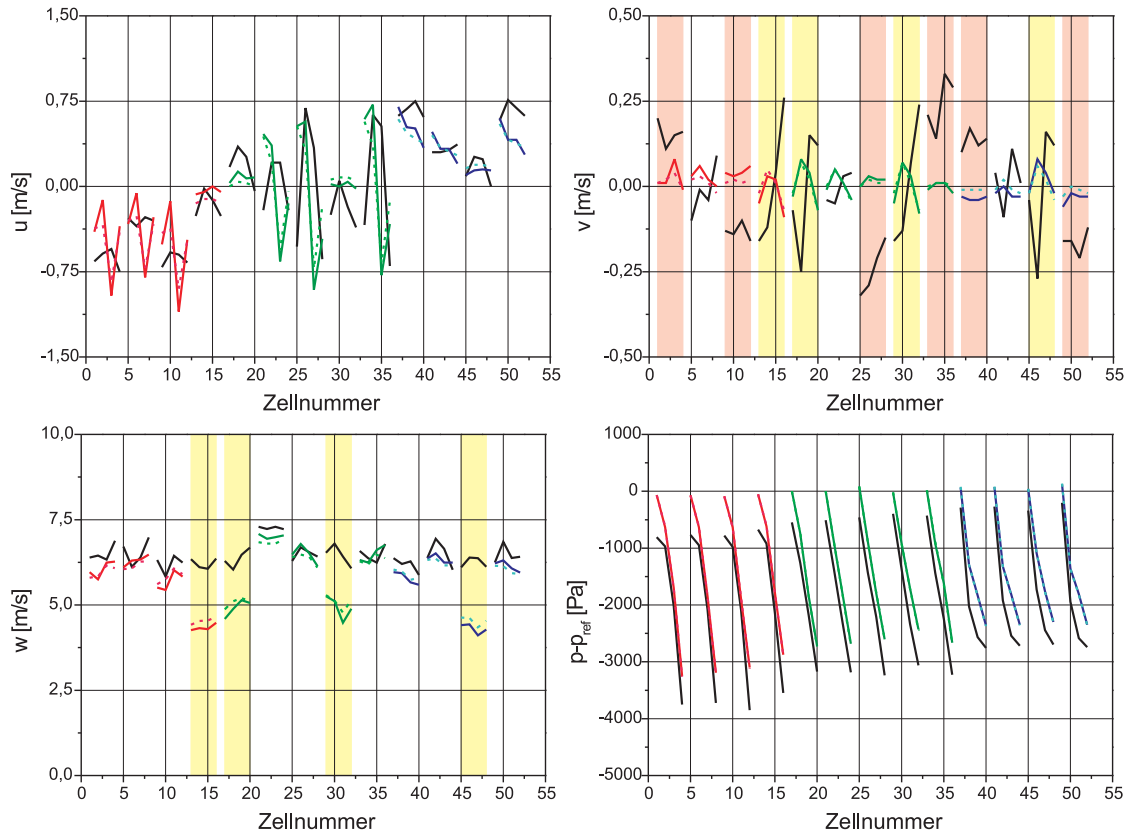


Abbildung 5.10: Gegenüberstellung der Strömungsgrößen in den Fluidzellen aus Abb. 5.8.

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.

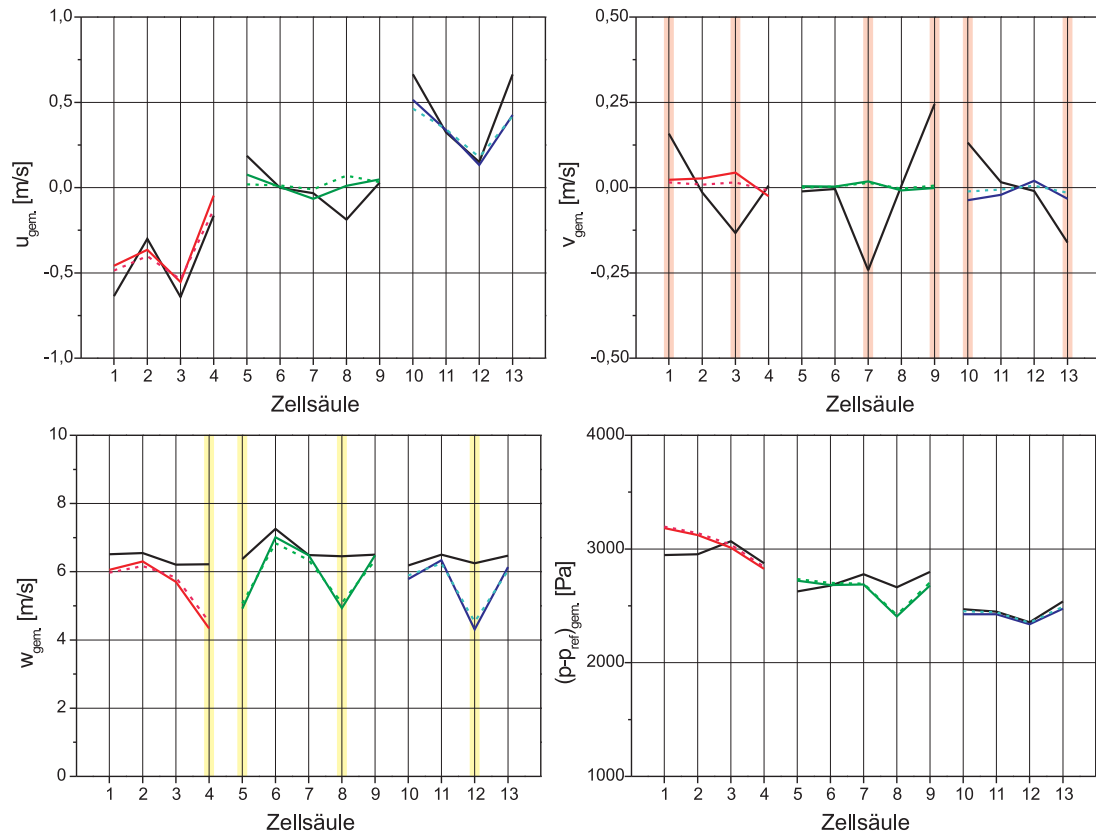


Abbildung 5.11: Gegenüberstellung der über Zellsäulen gemittelten Strömungsgrößen.

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.

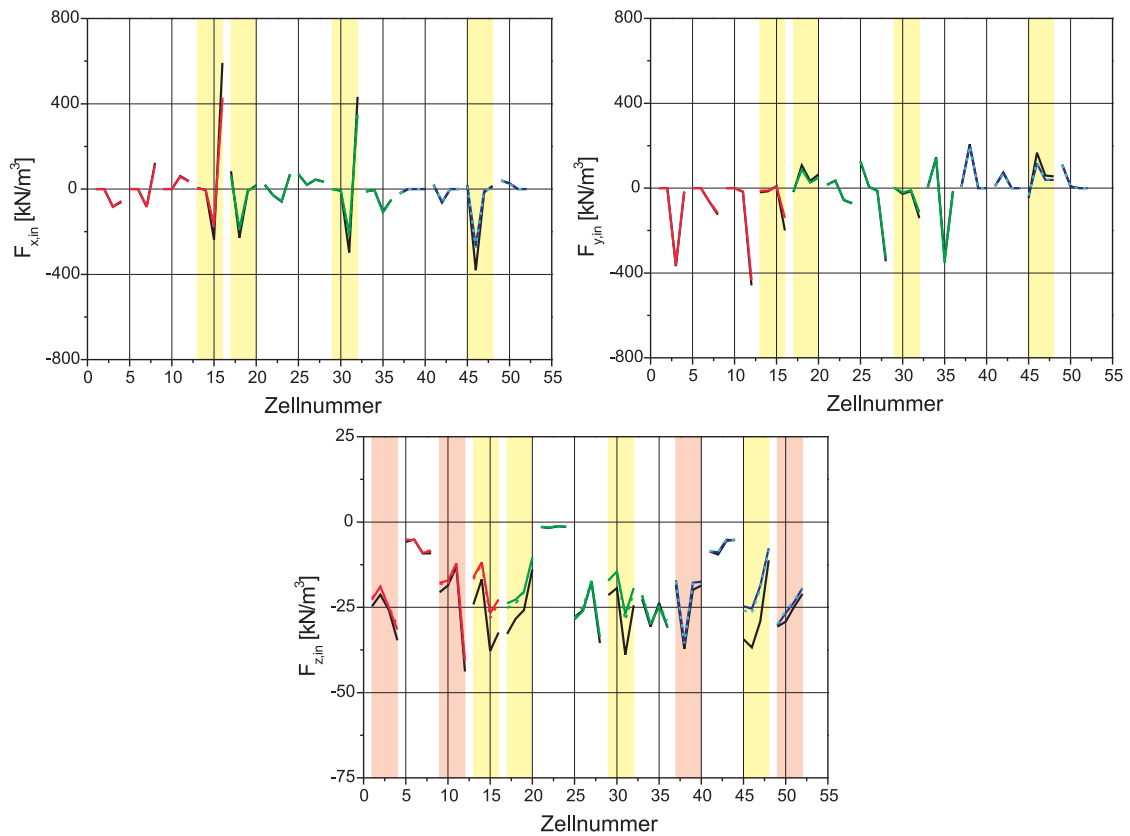


Abbildung 5.12: Verlauf der aufgeprägten Volumenkräfte.

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 einzuprægenden 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 einzuprægenden 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.

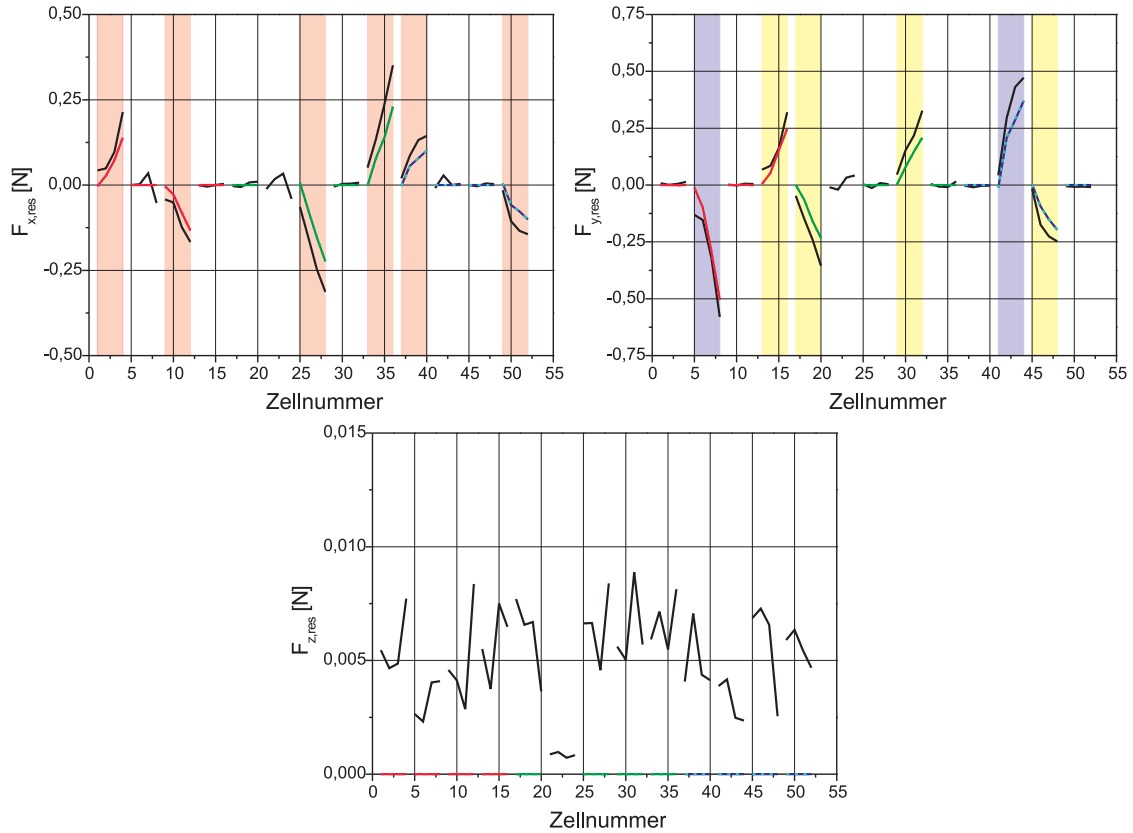


Abbildung 5.13: Verlauf der auf die Struktur wirkenden Kräfte.

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.

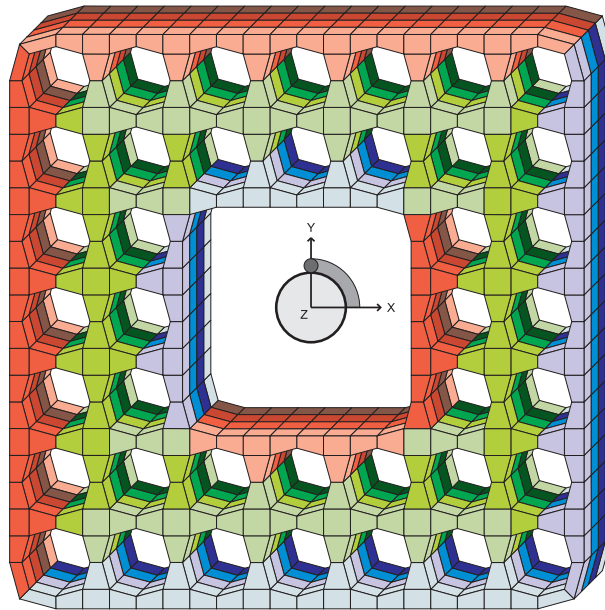


Abbildung 5.14: Grobe Diskretisierung einer axialen Ganghöhe.

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 Überhitzerelements 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.

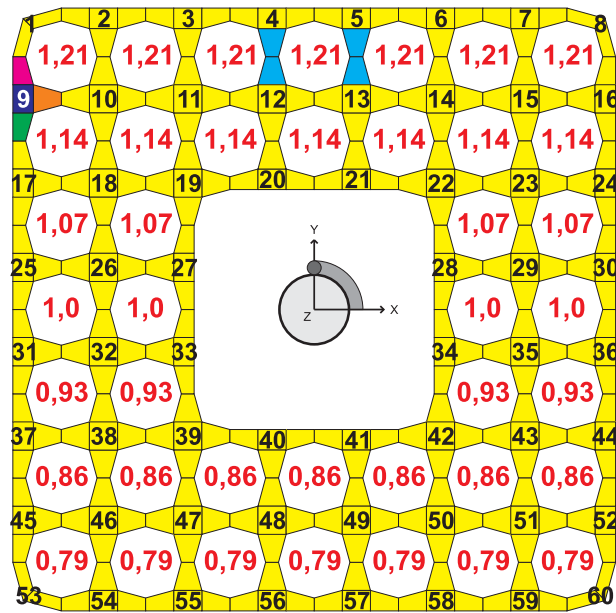


Abbildung 5.15: Laterale Leistungsverteilung der Brennstäbe.

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 Unterkanals 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.

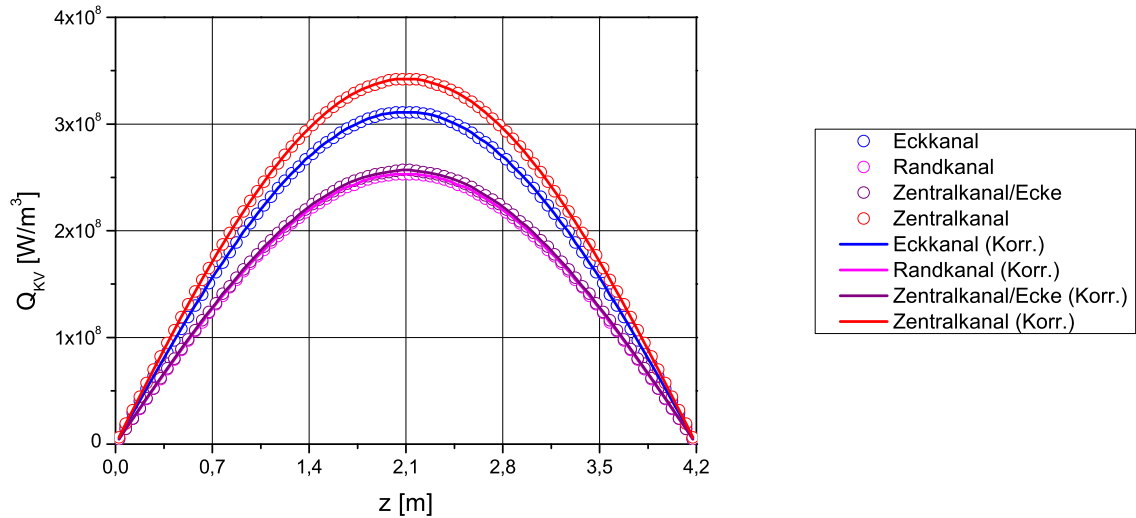


Abbildung 5.16: Sinusförmiges Leistungsprofil der zweiten Überhitzerstufe.

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.

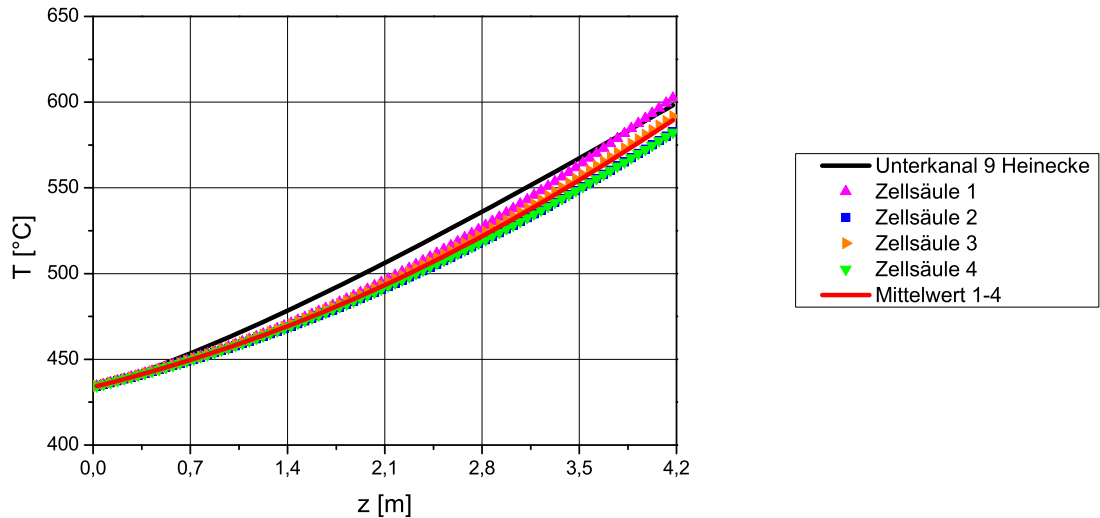


Abbildung 5.17: Lineare Aufheizung ohne implementierte Volumenkräfte.

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.

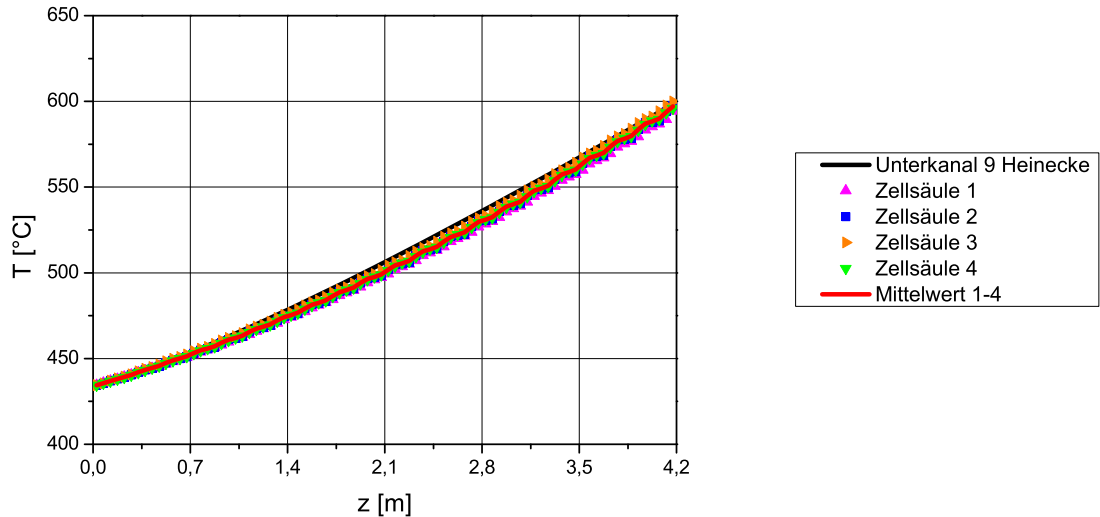


Abbildung 5.18: Lineare Aufheizung unter Verwendung der Volumenkräfte.

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.