5.4 Strömung über ein auf einer Wand montiertes Flügelprofil

Die turbulente Strömung über ein wandmontiertes Fügelprofil, wird wie die periodischen Hügel durch Ablösung von einer gekrümmten Oberfläche charakterisiert. Erschwerend für die richtige Erfassung der Strömung kommt jedoch hinzu, dass sich im hinteren Drittel des Profils ein Schlitz befindet, durch den Luft aus- bzw. eingeblasen werden kann, wodurch eine Möglichkeit zur aktiven Strömungskontrolle gegeben ist. Aufgrund seines Aussehens wird das halbierte Profil meist als Buckel

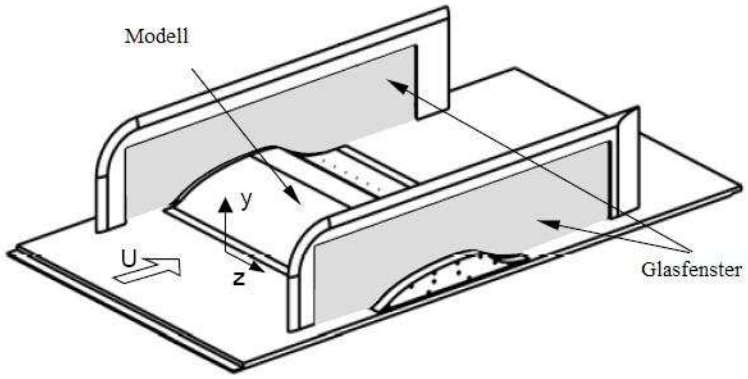

Abbildung 5.43: Problemgebiet der Strömung über ein zweidimensionales Flügelprofil aus [23]

(Abbildung 5.43) bezeichnet, stellt aber die obere Hälfte eines Flügels des Typs Glauert-Goldschmidt bei einem Anstellwinkel von Null Grad dar. Der Grund für die Auswahl dieses Testfalls liegt neben der schon erwähnten Berücksichtigung der Strömungskontrolle vor allem an dessen großer Reynoldszahl. Basierend auf der Flügeltiefe liegt diese bei ca. 1 Million und stellt somit bei einer klassischen LES enorme Ansprüche an die Gitterauflösung. Diese Strömung wurde experimentell zu Zwecken des CFDVAL-Workshops für Berechnungsmethoden und Turbulenzvalidierung (Gatski und Rumsey, 2004) am NASA Langley Research Center experimentell neu untersucht (Greenblatt et al., 2004). Der Aufbau des Modells, welches im Windkanal vermessen wurde, ist in Abb. 5.43 skizziert. Um die bereits erwähnte relativ hohe flügeltiefenbasierte Reynoldszahl von $Re_c = 936000$ (c=0.42m) zu erreichen, wurde das Profil mit $U_\infty = 34.6\,m/s$ angeströmt. Seitlich wurde das $1.4c$ breite Modell durch zwei Glasplatten begrenzt, welche die Vermessung mit zweidimensionaler PIV ermöglichten. Durch die Grenzschichten der Seitenwände erlangt die Strömung allerdings einen dreidimensionalen Charakter. Untersuchungen anderer Gruppen mit veränderter Geometrie der oberen Wand zur Berücksichtigung des Verblockungseffektes der Seitenwände zeigten jedoch einen sehr geringen Einfluss auf die Strömung in der Mitte des Gebietes. Aus diesem Grund werden die dadurch entstehenden dreidimensionalen Effekte in den nachfolgenden Rechnungen nicht berücksichtigt. Numerisch gesehen wird das durch die Verwendung periodischer Randbedingungen in Spannweitenrichtung erreicht. Die untere und die obere Wand (bei $0.909c$) werden

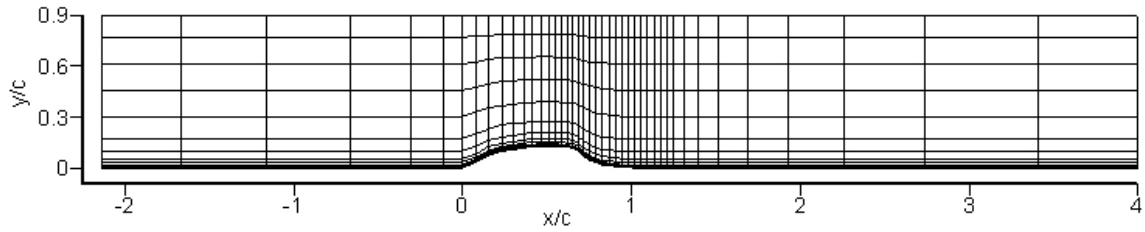

Abbildung 5.44: Schnitt durch das Rechengitter der Strömung über ein zweidimensionales Flügelprofil (jeder 10. Punkt dargestellt)

als feste Wände mit Haftbedingung berücksichtigt. Für den Auslass, welcher vier Profiltiefen hinter der Profilvorderkante liegt, kommt die konvektive Auslassrandbedingung zur Anwendung. Bis dahin hat sich hinter der Ablösezone wieder eine beruhigte Strömung eingestellt. Die Einlassebene liegt etwas mehr als zwei Flügeltiefen ($2.14c$) vor der Vorderkante. Die ankommende Strömung ist durch eine druckgradientenlose turbulente Grenzschicht charakterisiert, welche an dieser Stelle eine gemessene Dicke $\delta = 30,6\,mm$ aufweist. Dies entspricht einer Reynoldszahl basierend auf der Impulsverlustdicke von $Re_\theta = 7500$. Damit entspricht die Grenzschichtdicke an dieser Stelle ca. 57% der maximalen Profilhöhe. Aufgrund des relativ groben Gitters im Einlassbereich ist es ausreichend, stationäre Einlassdaten vorzugeben. Instationäre Daten würden durch die große Filterweite in diesm B ereich ohnehin gedämpft werden. Die Berechnung der Einlassdaten erfolgt mit Hilfe einer separaten Reynoldsspannungsmodell-Berechnung unter Verwendung des Modell nach Hanjalić und Jakirlić (2002).
Da es mit vertretbarem Aufwand unmöglich und aufgrund der ohnehin vernachlässigten dreidimensionalen Effekte auch nicht nötig ist, die komplette Breite von $1.4c$ des Experimentes zu simulieren, wird die Spannweitenrichtung in der Berechnung auf $0.152c$ verkleinert. Damit ergibt sich ein Problemgebiet von 6.14c x 0.909c x 0.152c. Für eine Vergleichs-LES wird das Gebiet mit fast 4 Mio. (426 x 145 x 64) Zellen vernetzt. Das Gitter der groben LES- und HLR-Rechnungen setzt sich zunächst aus 2.0 Mio. Zellen zusammen (426 x 145 x 32). Es stimmt in seiner zweidimensionalen Struktur exakt mit dem LES-Gitter überein, besitzt aber nur die Hälfte der Punkte in Spannweitenrichtung. Die Qualität des Gitters wird mit Hilfe des Verhältnisses der Filterweite zum Kolmogorov'schen Längenmaß η_k abgeschätzt (Abb. 5.45). Die dafür nötige Dissipationsrate stammt aus einer separaten Rechnung mit einem Reynoldsspannungsmodell. Man kann erkennen, dass die Auflösung in Wandnähe (j bezeichnet die Nummer der Gitterlinie in Wandnormalenrichtung) sehr gut ist ($\Delta/\eta_k \approx 10$). Weiter weg von der Wand (j=60) wird die Auflösung etwas geringer. Als Vergleich werden zusätzlich DES-Rechnungen von Sarić et al. [54] gezeigt. Wie sich bei diesen herausstellte, erzeugte die DES auf dem oben vorgestellten groben und auch feinen Gitter in der Basiskonfiguration sehr schlechte Ergebnisse, da sich das durch das Gitter festgelegte Interface an einer für die Rechnung ungünstigen Position befand. Aus diesem Grund wurde von Sarić das Problemgebiet der DES-Rechnungen in z-Richtung auf 0.2c vergrößert und die Zellenanzahl in dieser Richtung etwas verkleinert (426 x 145 x 28), um ein besser situiertes Interface zu

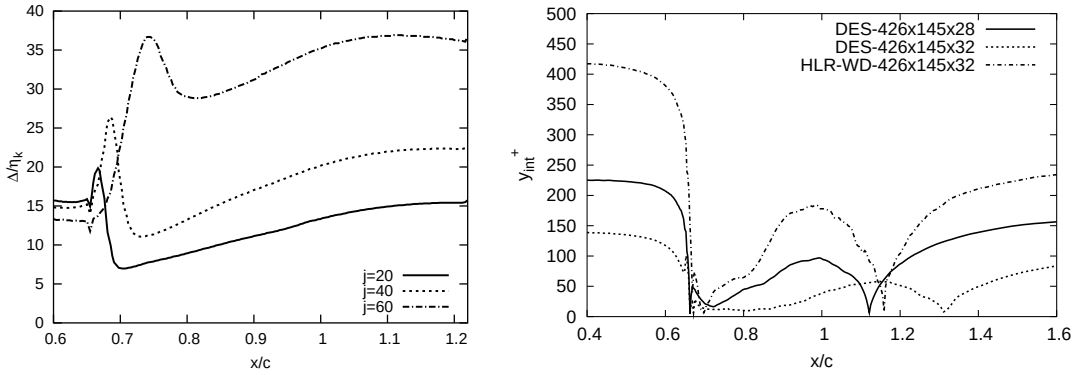

Abbildung 5.45: Abschätzung der Gitterqualität (links) und Interface-Verlauf zweier verschiedener DES Gitter im Vergleich mit HLR bei der Strömung über ein zweidimensionales Flügelprofil

erhalten ($y^+_{ifce} = 10 - 100$ in der Rückströmzone und $y^+_{ifce} \approx 250$ im Gebiet um das Profil). Dies ist in Abb. 5.45 rechts dargestellt. Man erkennt, dass im Fall der DES-Rechnung mit dem Standard-Gebiet (0.15c in z-Richtung) und 32 Punkten das Interface sehr nah an der Wand liegt. Die Erweiterung auf 0.2c und Verminderung der Zellenzahl auf 28 in dieser Richtung bringen die Trennfläche weiter weg von der Wand, was sich in diesem speziellen Fall in einer Verbesserung der Ergebnisse äußert. In dieser Konfiguration wurden alle gezeigten DES-Rechnungen durchgeführt. Neben der Grundkonfiguration (baseline), bei der das Gebiet bei geschlossenen Schlitz normal durchströmt wird, wird als Fall mit aktiver Strömungskontrolle eine Konfiguration ausgewählt, in der durch den Schlitz an der Oberseite des Profils ein bestimmter Massenstrom abgesaugt wird (suction). Dadurch kann die Rezirkulationszone verkürzt werden. In Abb. 5.46 sind die Ergebnisse der Berechnungen mit verschiedenen Modellen für den Reibungs- und den Druckbeiwert

$$C_f = \frac{\tau_w}{\rho/2\ U^2_\infty} \qquad \text{und} \qquad C_p = \frac{p - p_\infty}{\rho/2\ U^2_\infty} \tag{5.9}$$

entlang der unteren Wand im Grundfall (oben) und mit Absaugung (unten) aufgetragen. Bei den LES-Rechnungen kommt das Smagorinsky-Modell mit Dämpfung zum Einsatz. Für das hybride Verfahren wird dieses Modell noch mit dem Launder-Sharma-Modell gekoppelt. Als Schalter dient zunächst der dimensionslose Wandabstand y^+. Beginnend mit der Basiskonfiguration (oben) ist zu sagen, dass die HLR-Methode ein sehr zufriedenstellendes Ergebnis abliefert. Der Verlauf des Reibungsbeiwertes ist im Gegensatz zu den beiden LES-Rechnungen, die im hinteren und vorderen Bereich weit abseits der experimentellen Ergebnisse liegen, in allen Bereichen gut getroffen. Der hintere Nulldurchgang und damit der Wiederanlegepunkt wird von der hybriden Methode zwar besser als von LES, aber dennoch etwas zu weit hinten berechnet. Der Druckbeiwert wird außer von der groben LES mit allen anderen Berechnungen gut reproduziert.
Bei Berücksichtigung der Absaugung wird die Verkürzung der Rezirkulationszone von LES und HLR sehr gut getroffen. Für diesen Fall liegen jedoch keine experi-

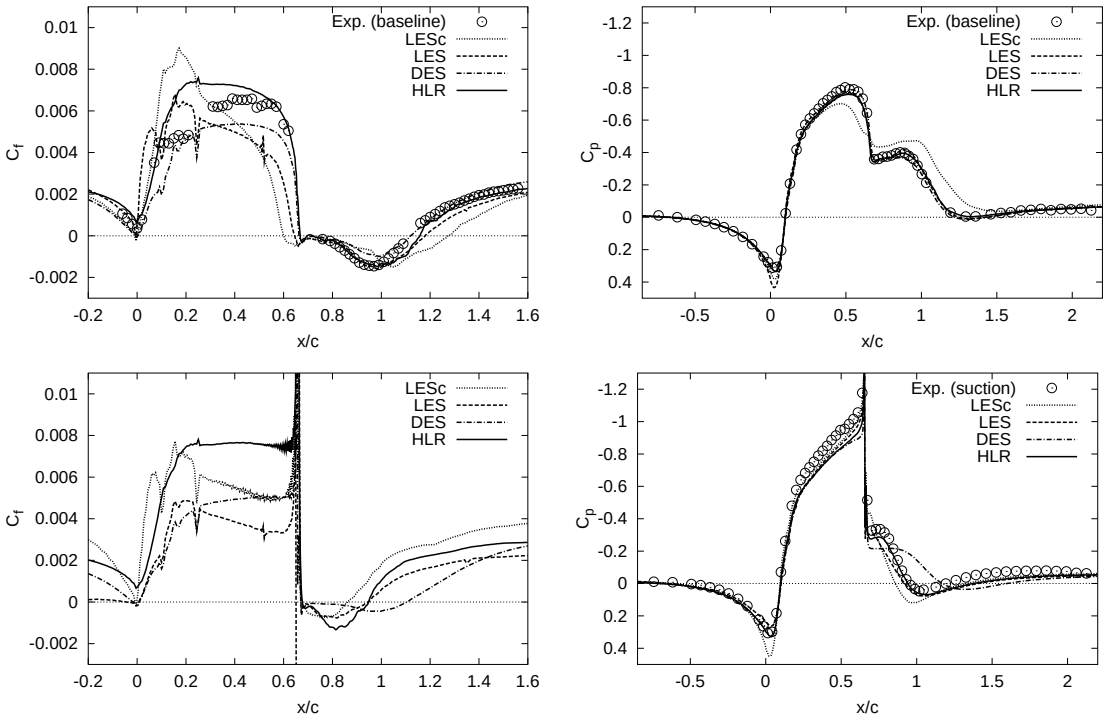

Abbildung 5.46: C_f und C_p für die Grundkonfiguration (oben) und Absaugung

mentellen Verläufe vor, sondern nur die beiden Werte der Ablöse- und Wiederanlegepunkte (Tab. 5.7), so dass über den sonstigen Verlauf keine Aussage gemacht werden kann. Anders ist das im Fall des Druckbeiwertes. Hier sieht man, dass die Verkleinerung des „Knies“ von LES und HLR sehr gut wiedergegeben wird. Auch die betragsmäßige Erhöhung von c_p bis auf -1.2 wird gut erfasst. Schlecht hingegen schneidet wie auch schon bei C_f die DES ab, die in der Basiskonfiguration sehr gute Ergebnisse lieferte. Durch die zu große Wiederanlegelänge ist auch der Druckbeiwert in diesem Bereich nicht korrekt.
Auffällig bei diesen Ergebnissen ist vor allem das wesentlich bessere Abschneiden des HLR-Verfahrens verglichen mit der DES im Absaugungsfall. Hier kommt zum Tragen, dass das Interface der DES durch das Gitter schon vor der Rechnung festgelegt ist, im Falle der Absaugung folglich an genau der selben Stelle liegt, wie bei

Modell	**Grundkonfiguration**		**Absaugung**		**Gitterpunkte**
	$(x/c)_A$	$(x/c)_W$	$(x/c)_A$	$(x/c)_W$	x x y x z
Exp.	0.673	1.110	0.686	0.940	-
LESc Smag damping	0.601	1.273	0.672	0.871	426 x 145 x 32
LES Smag damping	0.651	1.184	0.671	0.947	426 x 145 x 64
DES	0.663	1.121	0.674	1.105	426 x 145 x 28
HLR Smag/LS	0.668	1.159	0.677	0.949	426 x 145 x 32

Tabelle 5.7: Vergleich der Wiederanlegelängen verschiedener Modelle mit dem Experiment für die Strömung über das zweidimensionale Flügelprofil

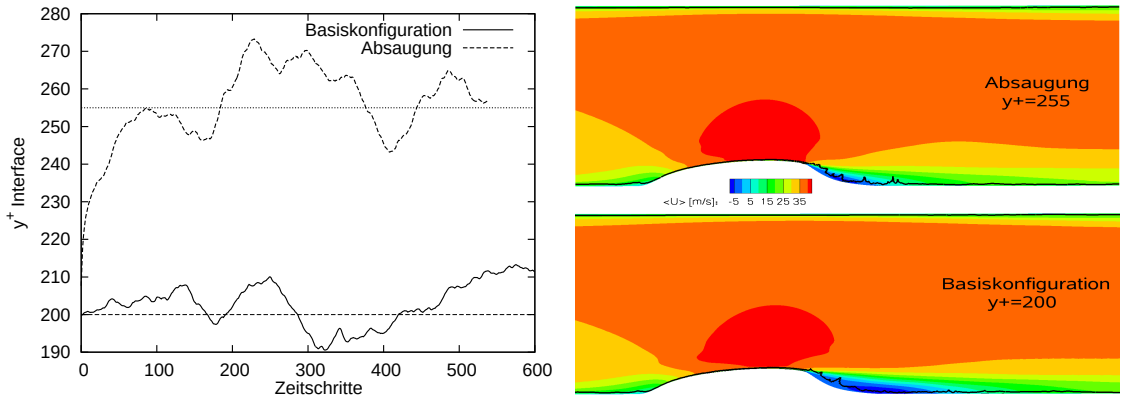

Abbildung 5.47: Zeitlicher Verlauf der sich einstellenden Interface-Position (links) sowie räumlicher Verlauf an den Endpositionen

der Grundkonfiguration. Bei der HLR-Rechnung wird die Interface-Position automatisch über den Kontrollparameter k^* ermittelt. Dadurch ist für den Fall mit Absaugung eine Anpassung an die Strömung möglich. Der Verlauf der sich einstellenden Interface-Position bei einer Rechnung mit dem Schalter y^+ ist in Abb. 5.47 links dargestellt. Man erkennt deutlich, dass sich die Trennfläche im Fall der Absaugung bei höheren y^+ Werten positioniert. Die Wirkung der Absaugung - dünnere Grenzschicht, erhöhter Druckbeiwert und verkürzte Wiederanlegelänge - ist in Abb. 5.48 nochmals durch Darstellung von Isoflächen der Wirbelstärke, eingefärbt mit dem Druckbeiwert, verdeutlicht.
Der räumliche Verlauf des jeweils erreichten Endwertes in y^+ im Bereich des Profils ist auf der rechten Seite von Abb. 5.47 zu erkennen. Während im Bereich der angelegten Strömung ein relativ glatter Verlauf nahe der Wand vorliegt, kommt es im Bereich der Rezirkulationszone aufgrund der verringerten Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ bei konstantem y^+ Wert zu einer Aufdickung des RANS-Gebietes in physikalischen Koordinaten.
Die Schwäche bei der Bestimmung des Wiederanlegepunktes wird auch in Abbildung 5.49 sichtbar. Auf einer periodischen x-Achse sind hier angefangen vom hinteren Drittel des Profils bis hinter den Wiederanlegepunkt an acht Schnitten die experimentellen Ergebnisse mit denen der LES, der DES, der hybriden HLR-Methode

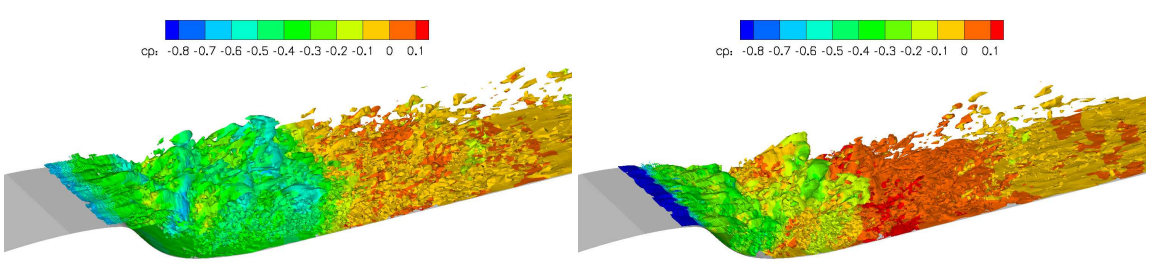

Abbildung 5.48: Isoflächen der Wirbelstärke, eingefärbt mit dem Druckbeiwert, einer HLR-Rechnung (links ohne, rechts mit Absaugung)

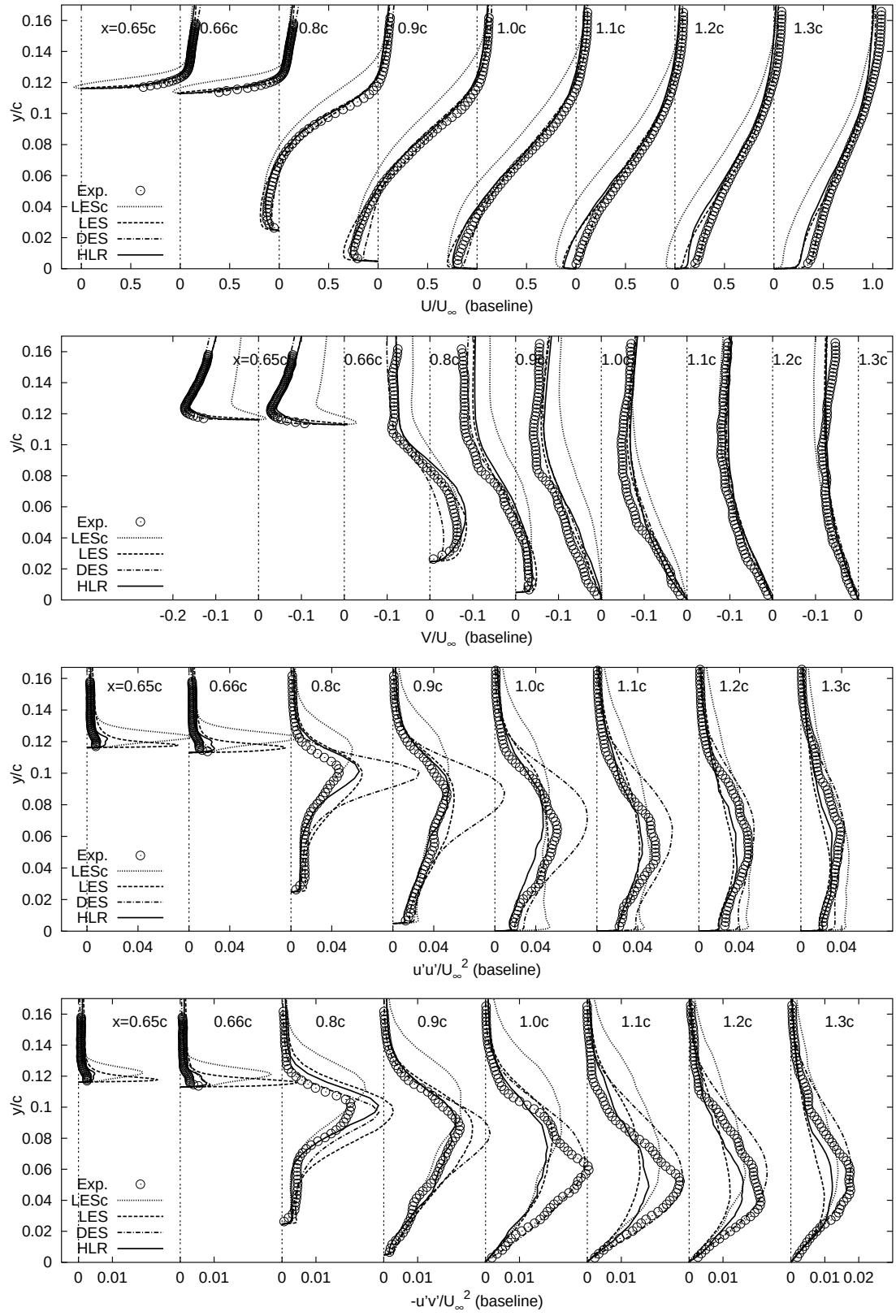

Abbildung 5.49: Mittlere Axialgeschwindigkeit (oben und mitte) sowie Reynoldsspannung $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ der Grundkonfiguration an verschiedenen Schnitten in Strömungsrichtung

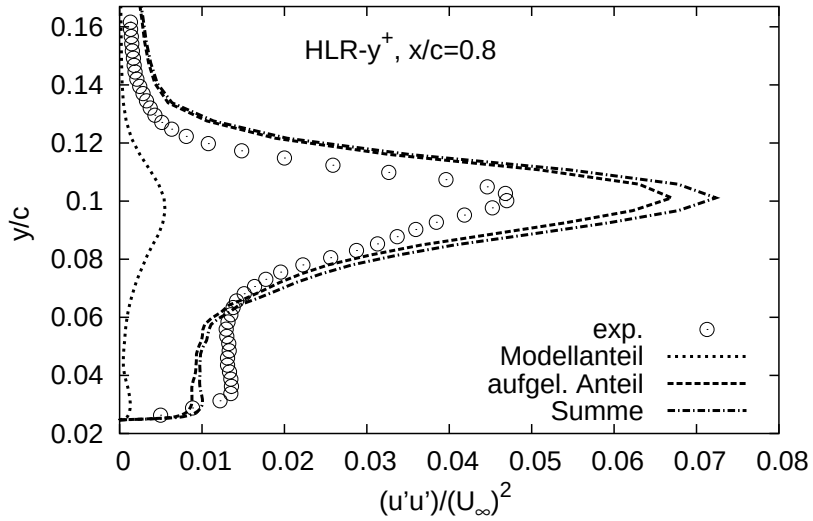

Abbildung 5.50: Darstellung des Anteils der modellierten Spannung an der Gesamtspannung $\overline{u'u'}$ einer HLR-Rechnung an einem Schnitt innerhalb der Rückströmzone

und der groben LES verglichen. Normalisiert werden die Daten mit der Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung U_∞, die Spannungen mit U_∞^2. Bis zum Wiederanlegepunkt zeigt sich in der Axialgeschwindigkeit eine sehr gute Übereinstimmung der HLR-Methode mit den experimentellen Daten, teilweise besser, als die der DES und der feineren LES. Negativ fällt die grobe LES auf, welche schon bei den ersten beiden gezeigten Schnitten große Abweichungen aufweist, da der Ablösepunkt viel zu weit vorne berechnet wird, so dass die Profile dort schon leicht ins Negative reichen. Bezüglich der wandnormalen Geschwindigkeit kommen dementsprechend ebenfalls schlechte Ergebnisse zustande. Anhand der Axialgeschwindigkeit hinter dem Wiederanlegepunkt erkennt man, dass dort sowohl das hybride Verfahren als auch die Vergleichs-LES leichte Schwächen aufweisen, welche auch mit der Verschiebung des Wiederanlegepunktes zu größeren Werten einhergehen. Es zeigt sich ein „Hinterherhinken“ der Profile im wandnahen Bereich, was ein Zeichen dafür ist, dass die Neubildung der Grenzschicht zu langsam verglichen mit dem Experiment erfolgt. Die mit der HLR-Methode berechneten Spannungen passen insgesamt gut zu den Ergebnissen und liegen ebenfalls im Bereich der feinen LES. Beispielhaft ist in Abbildung 5.49 unten der Verlauf der Reynoldsspannung $\overline{u'v'}$ aufgetragen. Man beachte, dass bei der LES vor der Ablösung ($x/c = 0.65$, $x/c = 0.66$) die Schubspannung an der Wand viel zu groß vorhergesagt wird. Trotzdem stimmt die Position des Ablösepunktes gut mit den anderen Ergebnissen und dem Experiment überein. Es ist anzunehmen, dass hier der relativ ausgeprägte Knick in der Oberflächengeometrie des Profils helfend zum Tragen kommt.
Bei der Darstellung der Ergebnisse bezüglich der Spannungen wird immer der aufgelöste und der modellierte Anteil in der Summe aufgetragen. Um ein Gefühl für das Verhältnis der beiden zu bekommen, sind in Abb. 5.50 beispielhaft für die Position $x/c = 0.8$ die beiden Einzelanteile und ihre Summe im Vergleich zum Experiment gezeigt.

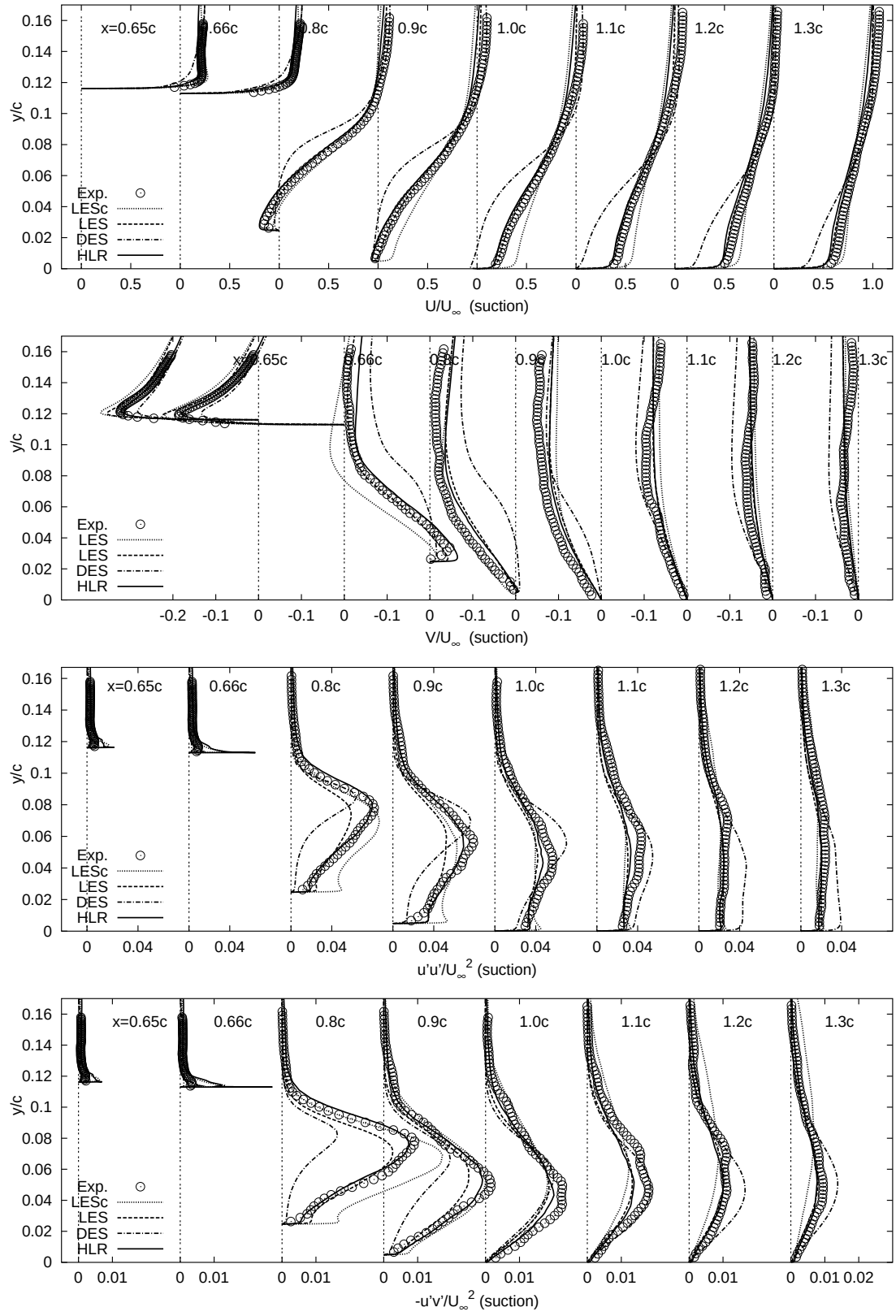

Abbildung 5.51: Mittlere Axialgeschwindigkeit, Vertikalgeschwindigkeit und die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ der Konfiguration mit Absaugung an verschiedenen Schnitten in Strömungsrichtung

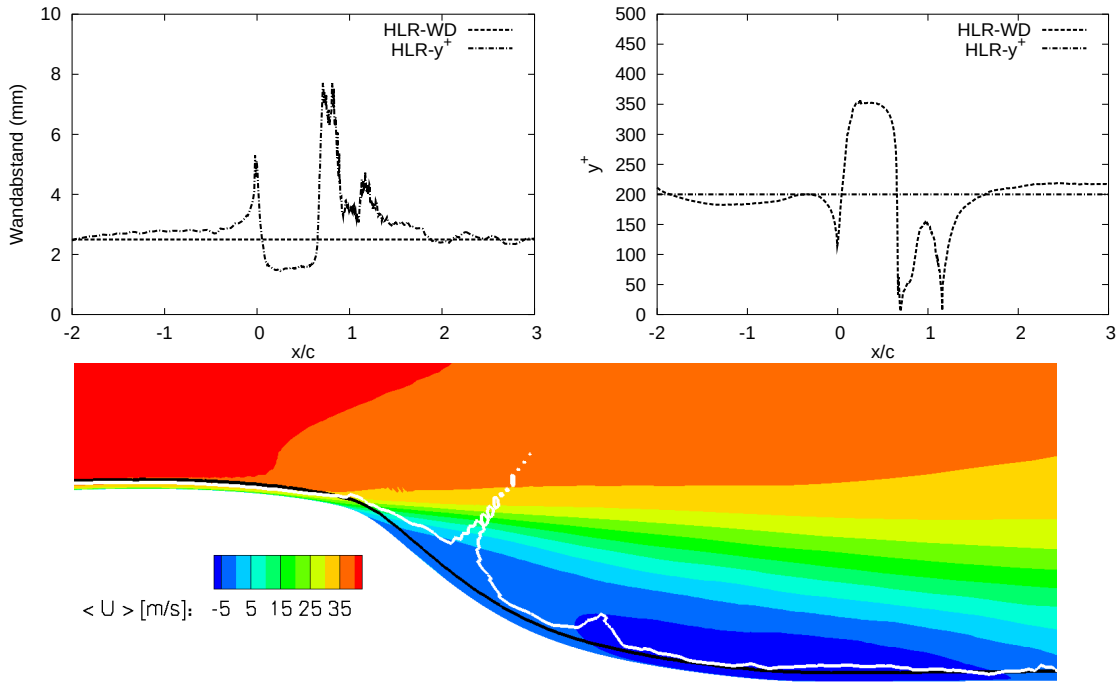

Abbildung 5.52: Verdeutlichung der verschiedenen Trennflächenverläufe bei der Wahl unterschiedlicher Schalter, schwarz: $y_{ifce}/c = 0.006$, weiß: $y^+_{ifce} = 200$

Man erkennt, dass der modellierte Anteil sehr gering ausfällt, obwohl es sich um eine hybride Rechnung handelt. Um dies besser zu verstehen sollte erwähnt werden, dass das RANS-Gebiet an dieser Stelle nur bis $y/c \approx 0.035$ reicht, also sehr dünn ist, so dass der hauptsächliche Verlauf durch das Feinstrukturmodell der LES herrührt. Wie schon im C_p- bzw. C_f-Verlauf gesehen, zeigt die DES bei **Absaugung** einige Schwächen. Dies spiegelt sich auch in den Profilen der mittleren Geschwindigkeiten (Abb. 5.51) wieder. Während das hybride Verfahren wieder sehr nah an der feinen LES und dem Experiment liegt, weicht die DES teilweise drastisch ab. Bemerkenswert ist noch, dass sich hier die „Erholung“ der Strömung im HLR-Fall ausreichend schnell darstellt, ein „hinterherhinken“ kann nicht festgestellt werden. Eine ähnliche Situation ist auch bei den Spannungen zu beobachten, von denen hier die Wandnormalspannung und die Schubspannung ausgewählt wurden. Beide zeigen sehr gute Ergebnisse, teilweise besser als die feine LES, was insgesamt auch zu dem guten Ergebnis bei der Ablöse- und Wiederanlegelänge, sowie dem C_p- und C_f-Verlauf passt. Eine Mögliche Ursache für das Hinterherhinken der mittleren Axialgeschwindigkeit ist das Aufdicken des RANS-Gebietes innerhalb der Rezirkulationszone, welches schon durch Abb. 5.47 deutlich wurde und mit dem Schalter y^+ zusammenhängt. Um dieses Problem genauer zu untersuchen, wird ein alternativer Schalter, der physikalische Wandabstand y verwendet. Der dem dimensionslosen Wert von $y^+ = 200$ entsprechende Wert im Einlaufbereich beträgt dann $y \approx 2,5\,mm$. Abbildung 5.52 zeigt die Auswirkung des neuen Schalters auf den Verlauf der Trennfläche. Auf der linken Seite oben ist der Verlauf im physikalischen Raum gezeigt. Der y-Schalter

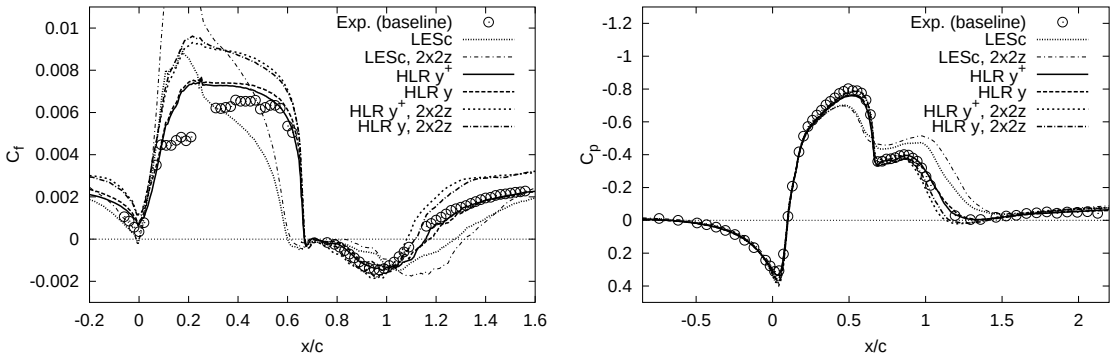

Abbildung 5.53: C_f und C_p für die Variation des Schalters und des Gitters

zeigt hier eine waagrechte Gerade bei $y = 2,5\,mm$. Drückt man den konstanten y^+-Wert ebenfalls in physikalischen Koordinaten aus, dann ergibt sich die zweite, unregelmäßige Kurve, denn die Wandschubspannung variiert entlang der Abszisse. Die beiden Peaks im Verlauf um $x/c \approx 1$ entsprechen den Stellen des Ablöse- und Wiederanlegepunktes, denn dort wird die Wandschubspannung und damit u_τ sehr klein. Der theoretische Wert Null wird nie ganz erreicht, da in der dreidimensionalen Strömung zur Berechnung der Schubspannungsgeschwindigkeit der Betrag des Wandschubspannungsvektors verwendet wird. Übertragen auf den Wandabstand bei konstantem y^+ bedeutet dies einen sehr großen Wert:

$$y = y^+ \frac{\nu}{u_\tau} = C \frac{\nu}{u_\tau} \tag{5.10}$$

Interessanterweise zeigt sich um Null, also direkt vor der Vorderkante des Flügelprofils eine weitere Stelle mit geringer Wandschubspannung, also nahe an einer Ablösung. Wie in Abb. 5.46 anhand des Verlaufs des Reibungsbeiwertes jedoch erkennbar ist, löst die Strömung hier nicht ab, sondern wird an der Vorderkante direkt wieder stark beschleunigt. Nach der Umströmung des Profils und der Wiederanlegung der Strömung stellt sich dann wieder ein vergleichbarer Wandabstand der Trennfläche ein. Auf der oberen rechten Seite von Abb. 5.52 ist die umgekehrte Situation dargestellt. Durch die Auftragung von y^+ auf der Ordinate ergibt sich $y^+ = 200$ als konstante Linie, während der Wandabstand variiert. Hier sieht man deutlich, dass durch die starke Beschleunigung auf der Flügeloberseite die Grenzschicht komprimiert wird, denn die Linie konstanten physikalischen Abstands verläuft bei höheren y^+-Werten. Im unteren Bild sind die beiden Verläufe im hinteren Bereich des Profils direkt miteinander verglichen, wodurch die angesprochene Aufdickung nochmals deutlich wird. Eine Verbesserung lässt sich nun dadurch erhoffen, dass ähnlich der Stufenströmung der Ablösepunkt nicht mehr von einem großen RANS-Gebiet umschlossen ist wodurch sein instationäres Verhalten besser erfasst werden kann.

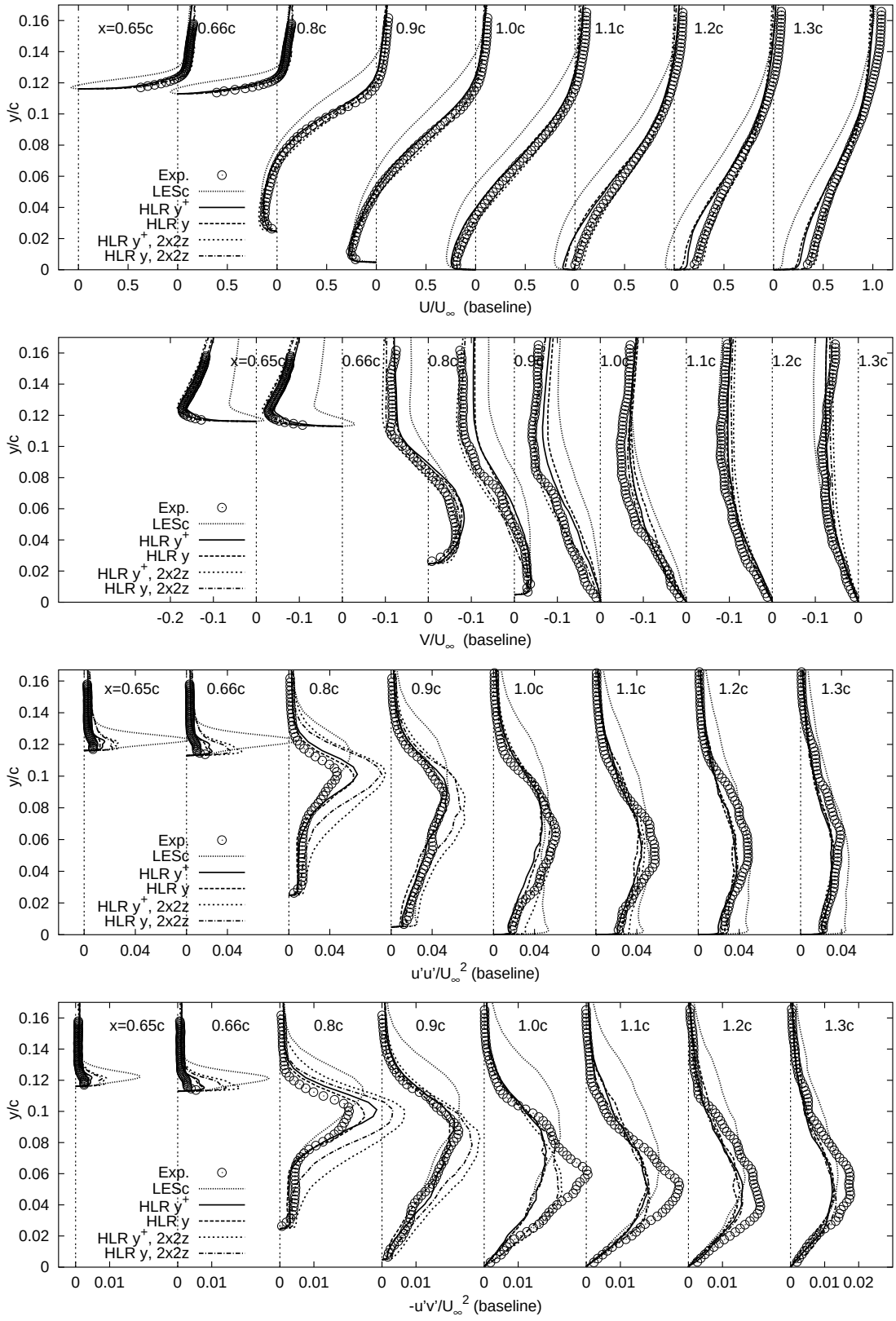

Abbildung 5.54: Mittlere Axialgeschwindigkeit, Vertikalgeschwindigkeit und die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ bei Variation des Schalters und des Gitters

Modell	**Grundkonfiguration**		**Gitterpunkte**
	$(x/c)_A$	$(x/c)_W$	x x y x z
Exp.	0.673	1.110	-
LESc Smag damping	0.601	1.273	426 x 145 x 32
LES 2x2z Smag damping	0.614	1.315	213 x 145 x 16
HLR $y^+ = 200$ S/LS	0.668	1.159	426 x 145 x 32
HLR $y = 0.0025$ S/LS	0.669	1.171	426 x 145 x 32
HLR 2x2z $y^+ = 200$ S/LS	0.670	1.085	213 x 145 x 16
HLR 2x2z $y = 0.0025$ S/LS	0.670	1.113	213 x 145 x 16

Tabelle 5.8: Vergleich der Wiederanlegelängen bei Variation verschiedener Parameter bei der Strömung über das zweidimensionale Flügelprofil

Dass sich die erhoffte Verbesserung im vorliegenden Fall nicht einstellt wird sowohl an der tabellarischen Übersicht über die Ablöse- und Wiederanlegepunkte (Tab. 5.8), als auch anhand der Abbildung 5.53 deutlich. Der Ablösepunkt verändert sich zwar marginal zu einem besseren Wert, dafür verschiebt sich aber der Wiederanlegepunkt noch ein Stückchen weiter nach hinten. Alles in allem ist jedoch kaum ein Unterschied zwischen beiden Rechnungen erkennbar. Dies gilt auch für den Vergleich an den Schnittgeraden (Abb. 5.54).

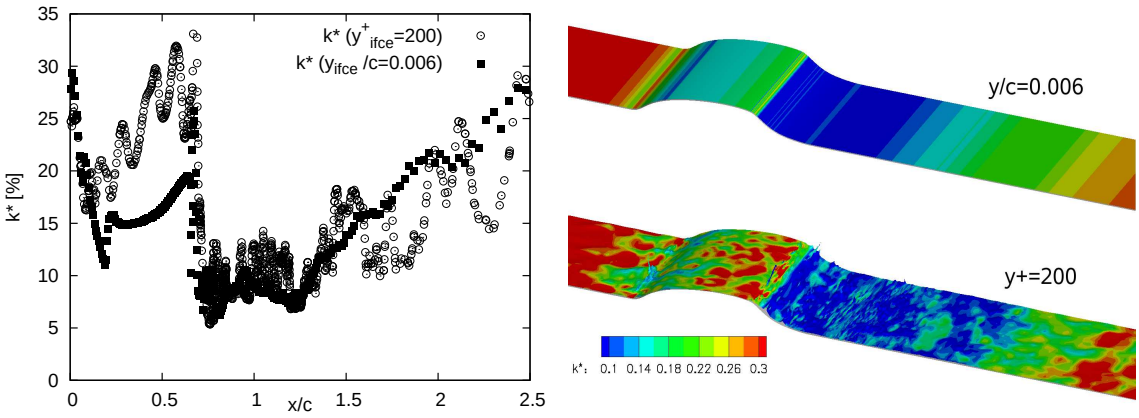

Abbildung 5.55: Interface-Flächen bei $y/c = 0.006$ und $y^+ = 100$ eingefärbt mit dem Parameter k^* (rechts), sowie direkter Vergleich von k^* entlang eines Schnittes in der Mitte des Problemgebietes

Um die Geschehnisse an der Trennfläche etwas genauer zu untersuchen, bietet es sich an, den Kontrollparameter k^* auf den jeweiligen Interface-Flächen näher zu betrachten (Abb. 5.55). Es wird deutlich, dass $k^* = 0.2$ nicht überall eingehalten wird. Verursacht wird dies durch die Mittelung über alle zur Trennfläche gehörigen Punkte, welche aus Stabilitätsgründen notwendig ist. Man sieht jedoch, dass der Anteil der modellierten Spannungen an den gesamten Spannungen (k^*) bei beiden Schaltern recht ähnlich verläuft. Bedingt durch die unregelmäßige Interface -

Fläche präsentiert sich k^* bei $y^+_{ifce} = 200$ etwas unruhiger als bei $y_{ifce}/c = 0.006$. Dies ist auch bei den Isoflächen-Plots auf der rechten Seite zu sehen. Der größte Unterschied zwischen den beiden besteht im vorderen Bereich des Flügelprofils, in welchem $k^*(y^+_{ifce} = 200)$ bei höheren Werten liegt. Der Grund für diesen relativ niedrigen Wert von k^* in diesem Bereich hängt mit der Verwendung stationärer Einlassdaten zusammen. Da sich die Turbulenz und damit auch die Spannungen sowie die turbulente kinetische Energie erst im Bereich des Einlaufs bilden, ist dort der Parameter k^* recht groß, denn der aufgelöste Teil ist noch am entstehen. Diese hohen Werte gehen aber mit in die Mittelung über die Trennfläche ein, so dass sie etwas weiter von der Wand weg positioniert wird, als es bei instationärem Einlass der Fall wäre. Damit ist die Auflösung an der Trennfläche auf LES-Seite sehr hoch und würde ein näher an der Wand liegendes Interface ermöglichen. Anders gesehen passt diese Position der Trennfläche damit zu einem gröberen Gitter. Aus diesem Grund wird das bis dahin verwendete Gitter um einen Faktor zwei in x- und z-Richtung vergröbert, so dass ein Gitter mit 107 x 145 x 16 $\approx$ 500.000 Zellen entsteht. Während im Verlauf des Druckbeiwertes (Abb. 5.53) kaum ein Unterschied zum feineren Gitter feststellbar ist, zeigt sich im Reibungsbeiwert eine Verschlechterung des Ergebnisses auf der Profiloberseite. Die erste Vermutung, dass die grobe Auflösung der Spannweitenrichtung z dafür verantwortlich ist, kann nicht bestätigt werden. Auch eine Berechnung mit einer Halbierung der Punkte nur in x-Richtung zeigt ein ähnliches Verhalten. Das Ergebnis ist jedoch konsistent mit dem k^*-Verlauf in Abb. 5.55, denn dort zeigt sich bereits eine grobe LES-Auflösung in diesem Bereich. Im Bereich der Rezirkulationszone tritt jedoch erwartungsgemäß eine Verbesserung der Verläufe ein. Sowohl der Ablöse-, als auch der Wiederanlegepunkt werden sehr gut getroffen.

5.5 Strömung über einen dreidimensionalen Hügel

Bei allen bisher untersuchten Testfällen handelte es sich ausschließlich um ein- bzw. zweidimensionale Rechnungen. Das bedeutet, dass es eine bzw. zwei homogene Richtung gab, über welche zusätzlich zur Zeit gemittelt wurde. Mit diesem Testfall soll nun eine dreidimensionale Strömung untersucht werden, in der es keine homogene Richtung gibt. Da LES und somit auch das hybride Verfahren immer dreidimensional gerechnet werden, schrumpft der Unterschied im Aufwand gegenüber RANS-Rechnungen, die in diesem Fall ebenfalls dreidimensional gerechnet werden müssen, stark zusammen.
Als Geometrie wird ein schon häufiger und auch für andere hybride Verfahren benutzter Testfall ausgewählt, der sogenannte dreidimensionale Hügel. Bemerkenswert ist, dass bei dieser Geometrie alle klassischen RANS-Verfahren unabhängig von ihrem Komplexitätsgrad (auch Reynoldsspannungsmodelle) sehr schlechte Ergebnisse dahingehend liefern, dass das Ablösegebiet viel zu groß berechnet wird. Dadurch wird ebenfalls der Verlauf des Druckbeiwertes vollkommen falsch vorhergesagt (vgl. Abb. 5.58). Mit einer Reynoldszahl von $Re_H = 130000$ basierend auf der Hügelhöhe H liegt dieser Fall in einem mittleren bis hohen Reynoldszahlen-Bereich. Die

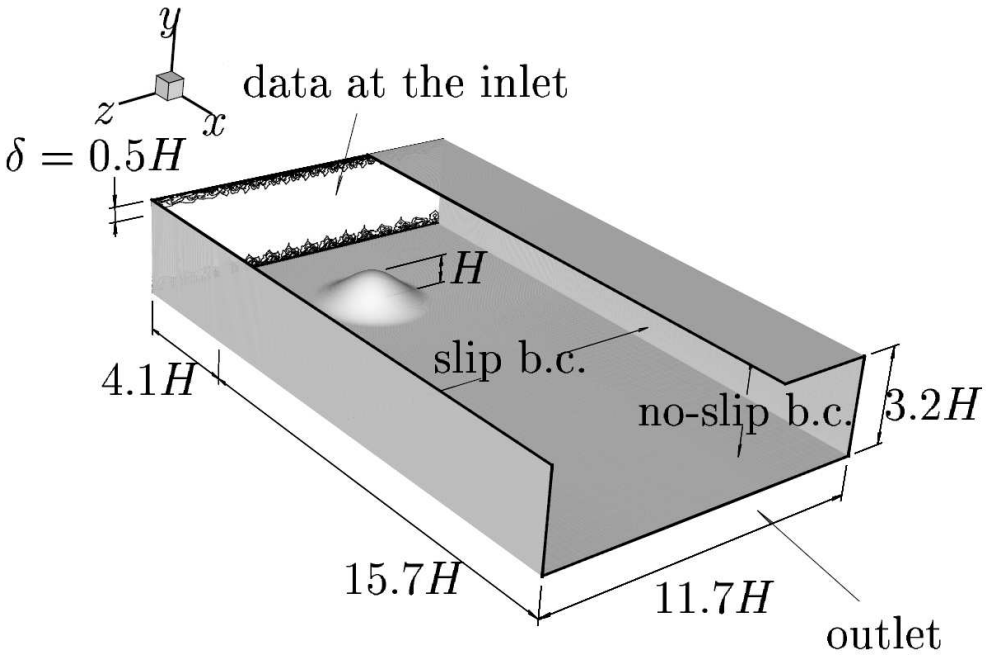

Abbildung 5.56: Geometrie des dreidimensionalen Hügels aus [13]

Geometrie des Problemgebietes ist in Abb. 5.56 dargestellt. Der symmetrische Hügel der Höhe H und der kreisförmigen Grundfläche mit Durchmesser $2H$ ist $4.1H$ stromab des Einlasses positioniert. Die Einlassebene liegt in einer sich entwickelnden Grenzschicht ($Re_\theta = 7300$), deren Grenzschichtdicke δ an dieser Stelle gerade der halben Hügelhöhe H entspricht. Zur Erzeugung der Einlassdaten wurde die schon im Fall der Stufenströmung mit Wärmeübertragung und der Strömung über ein auf der Wand montiertes Flügelprofil zu Anfang angewandte Methode (RSM - Simulation und Inflow-Generator) verwendet (vgl. Abschnitt 5.2.2, S.134). Der Ausstrom wird mit Hilfe der konvektiven Auslassbedingung realisiert. Auf der Ober- und der Unterseite wird das Gebiet durch feste Wände begrenzt, so dass dort die Haftbedingung greift. Die seitlichen Wände liegen mit jeweils $5.83H$ nach links und rechts relativ weit vom Hügel entfernt, so dass der Einfluss der Wandgrenzschicht auf die Strömung um den Hügel gering ist. Die Auflösung der Wandgrenzschicht würde jedoch eine enorme zusätzliche Anzahl an Gitterpunkten erfordern. Aus diesen Gründen wird auf die Auflösung der Grenzschichten der seitlichen Wände verzichtet. Praktisch geschieht das dadurch, dass anstelle der dynamische Randbedingung (Haftbedingung) dort die kinematische oder auch „slip“ - Randbedingung gesetzt wird. Diese Randbedingung, die für die Geschwindigkeit einer Symmetrierandbedingung entspricht, verhindert ein Durchströmen der seitlichen Begrenzung indem sie die relative wandnormale Geschwindgikeitskomponente zu Null setzt. Auf die wandparallele Komponente nimmt sie keinen Einfluss.
Das Gitter, welches für die hybriden Rechnungen verwendet wurde, besteht aus 160 x 80 x 128 (1.6 Mio.) Gitterpunkten und konnte von Davidson [13] übernommen werden. Vom Standpunkt einer LES her stellt dieses Netz ein sehr grobes Gitter dar. Untersuchungen mit 11 und 30 Millionen (Krajnovic) Gitterpunkten zeigen,

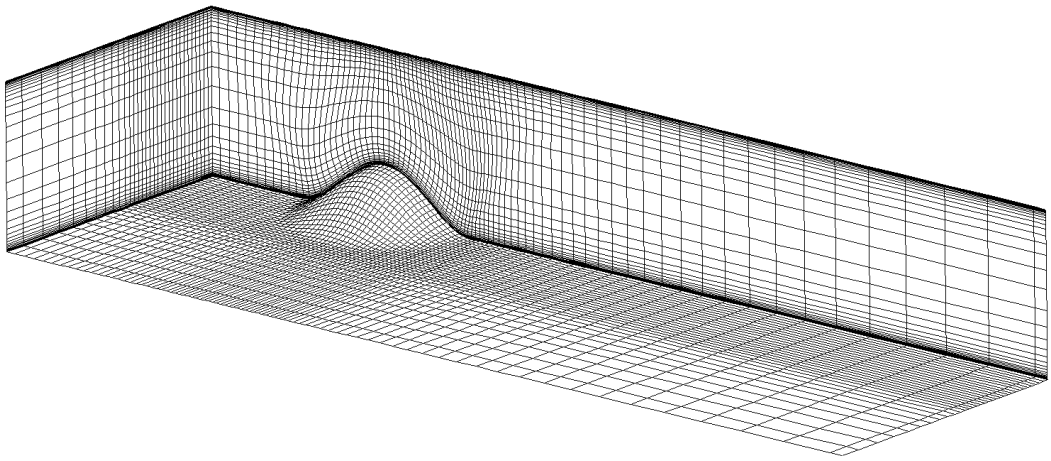

Abbildung 5.57: Gitter des dreidimensionalen Hügels (jeder 2. Punkt gezeigt)

dass selbst diese hohe Anzahl nicht ausreicht. Aktuell wird eine Berechnung mit 150 Millionen Punkten von Rodi et al. durchgeführt, deren Ergebnisse aber noch nicht vorliegen. Abbildung 5.57 zeigt das Rechengitter am Einlass, an der unteren Wand und in der Symmetrieebene des Problemgebietes. Der besseren Darstellung wegen ist nur jeder 2. Punkt in jeder Raumrichtung abgebildet. Man erkennt deutlich die Verdichtung der Punkte in der Region um den Hügel herum und an der oberen sowie unteren Wand zur Auflösung der Grenzschicht. Wie bereits erwähnt, werden die seitlichen Wände nicht aufgelöst, was ebenfalls am Gitter zu erkennen ist.
Bei einer Höhe von $H = 0.078\,m$ ergibt sich analog dem Experiment eine Einlassgeschwindigkeit außerhalb der Grenzschicht von $U_\infty = 27.5\,m/s$. Um eine maximale CFL-Zahl in der Größenordnung von eins zu gewährleisten, wird mit einem Zeitschritt von $\Delta t = 5 \cdot 10^{-5} s$ gerechnet. Damit ergeben sich rund 1100 Iterationen für eine Druchströmung des Gebietes. Um eine entwickelte Strömung zu bekommen werden zehn Druchströmungen gerechnet. Zur Erzeugung der Ergebnisse wird eine Mittelung über ca. sieben Durchströmungen angehängt. Da es sich um eine voll dreidimensionale Strömung handelt, bei der räumliche Mittelung nicht möglich ist, gibt es viele Möglichkeiten, Ergebnisse zu vergleichen. Einen guten ersten Eindruck liefert die Betrachtung des gemittelten Druckbeiwertes:

$$c_p = \frac{\overline{p} - p_{ref}}{\rho/2 u_{ref}^2} \tag{5.11}$$

Dieser ist direkt mit der Position und der Größe des Rückströmgebietes hinter dem Hügel gekoppelt. Wie schon angesprochen, wird bei allen RANS-Verfahren dieses Rückströmgebiet viel zu groß berechnet. Diese Auswirkung dessen auf den Verlauf des Druckbeiwertes ist gut in Abb. 5.58 zu erkennen. Repräsentativ ist hier der Druckbeiwert in der Symmetrieebene entlang der Hauptströmungsrichtung für drei verschiedene Berechnungen gezeigt. Zu sehen ist eine hybride Rechnung, bei welcher eine Kombination aus Chien low-Re-und Smagorinsky-Modell zum Einsatz kam. Aufgrund der sehr groben Auflösung wird bei diesem Gitter das modellinterne Li-

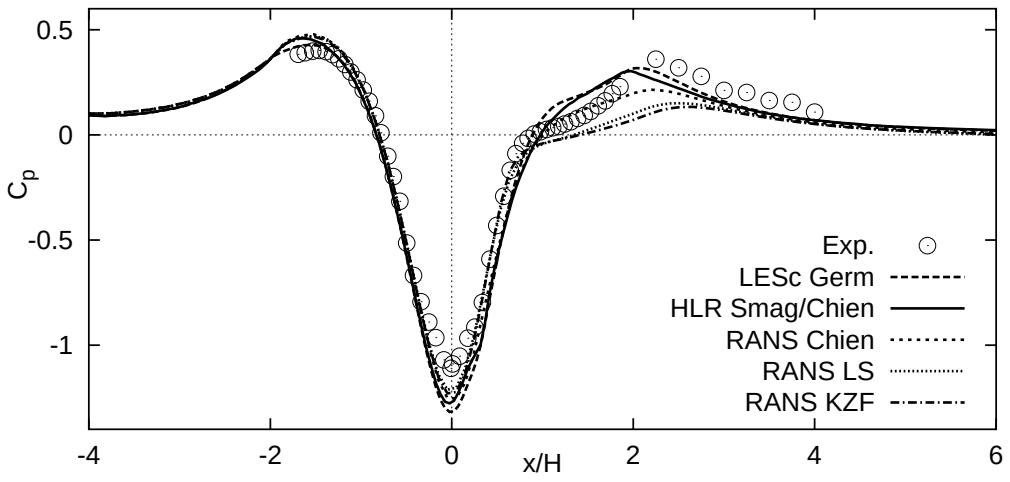

Abbildung 5.58: Druckbeiwert der Strömung über den dreidimensionalen Hügel

mit für die Positionierung des Interface erreicht, welches greift, wenn mehr als die Hälfte der Kontrollvolumen mit RANS gerechnet werden. Die endgültige Position der Trennfläche befindet sich damit bei $y^+ \approx 500$. Neben dieser werden auf dem gleichen Gitter eine LES-Berechnung mit dem Germano- und verschiedene RANS-Berechnungen durchgeführt. Man erkennt sofort den großen Unterschied im Gebiet hinter dem Hügel zwischen den RANS-Methoden und den beiden instationären Verfahren. Der Grund dafür liegt in den hochgradig instationären Effekten auf der Hinterseite des Hügels. Wie detailliertere Berechnungen (Leschziner, Rodi) zeigen, wandert der Ablösepunkt oder in diesem Fall besser gesagt die Ablöselinie im Laufe der Zeit auf dem Rücken des Hügels auf und ab.

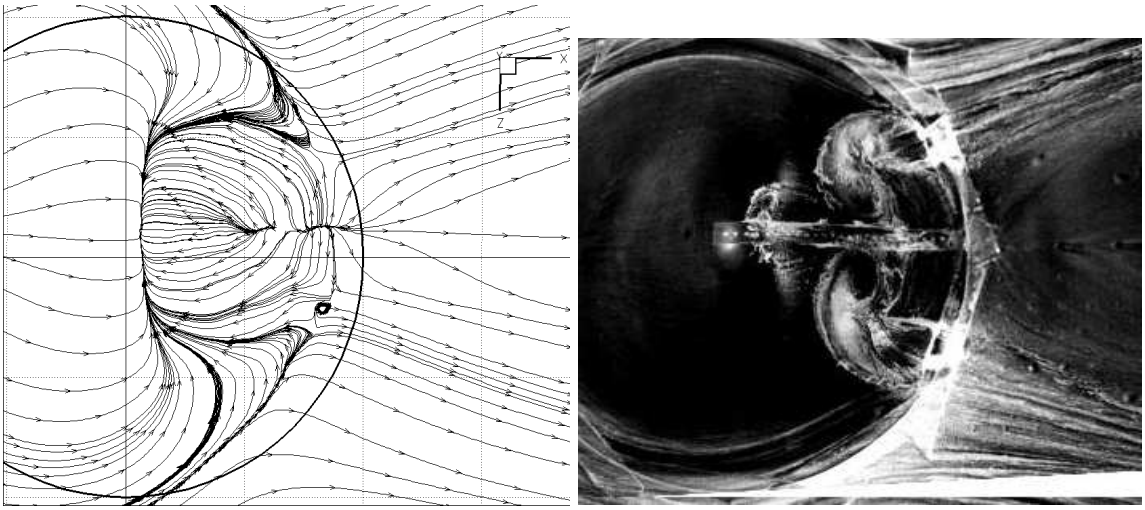

Abbildung 5.59: Veranschaulichung der Topologie der Strömung im Mittel durch Stromlinien auf dem Hügel im Vergleich mit der Öl-Strömung im Experiment [61]

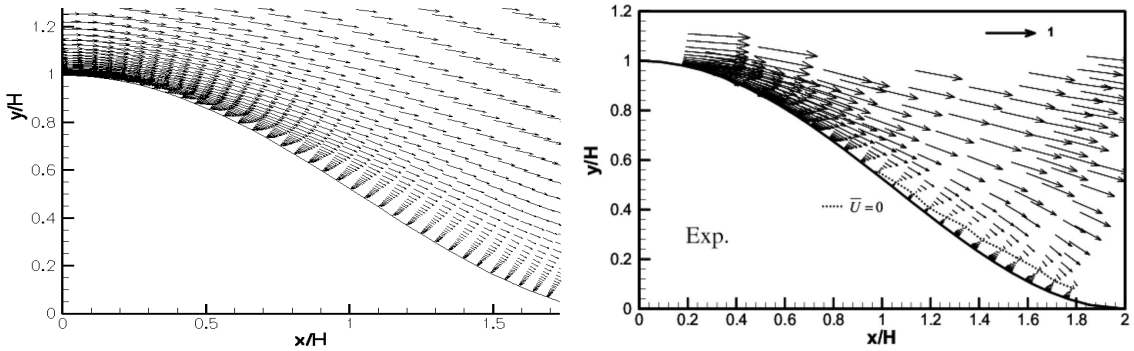

Abbildung 5.60: Ausschnitt der Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene der HLR-Methode (links) im Vergleich zum Experiment aus [69]

Betrachtet man die abgelösten Wirbel, dann wird gemäß diesen Beobachtungen ein zeitlicher Wechsel zwischen verschiedenen Topologien sichtbar. Diese komplexen Vorgänge sind mit zeitgemittelten RANS-Verfahren unmöglich zu erfassen, so dass das beschriebene Defizit zustande kommt. Einen Eindruck der Topologie der Strömung im Mittel gibt Abb. 5.59 in welcher Stromlinien über dem Hügel gezeigt werden. Zur besseren Orientierung ist die Grundfläche des Hügels als Kreis mit eingetragen. Schön zu erkennen ist die Ablöselinie auf der Rückseite des Hügels, welche allerdings im Vergleich zum Experiment etwas weiter oben beginnt. Weiterhin ist gut zu erkennen, bis zu welchem Punkt am Hügelfuß sich die Rezirkulationszone erstreckt. In dieser Darstellung nicht sichtbar ist die Dicke der Rezirkulationszone, also die Ausdehnung in wandnormaler Richtung. Dies wird in Abb. 5.60 deutlich in welcher ein Ausschnitt der Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene im Vergleich zum Experiment gezeigt wird. Während im Experiment eine zwar dünne aber doch noch sichtbare Rezirkulationszone zu sehen ist, ist die Zone bei der HLR-Rechnung so dünn, dass sie praktisch nicht zu erkennen ist. LES-Rechnungen mit einer ähnlichen Gitterpunktanzahl von [69] weisen jedoch überhaupt keine Rezirkulationszone auf.
Neben den Daten in der Symmetrieebene wurde ein Großteil der LDA-Messungen in einer y-z Ebene $3.63H$ hinter der Mittelachse des Hügels durchgeführt. Abb. 5.61 zeigt die gemittelten Geschwindigkeitsvektoren in dieser Ebene von der Symmetrie-

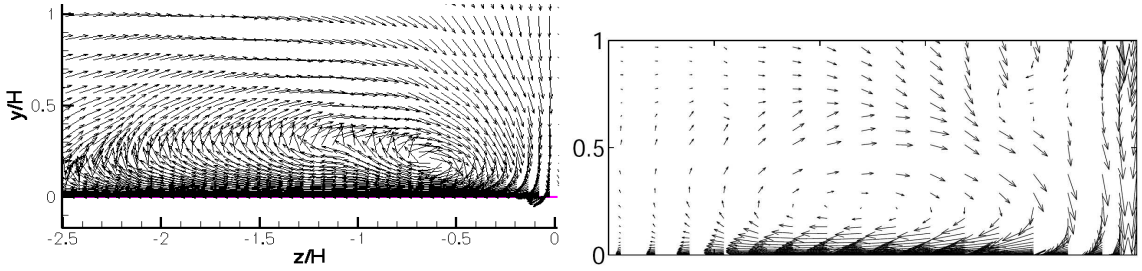

Abbildung 5.61: Ausschnitt der Geschwindigkeitsvektoren in der y-z Ebene bei $-3.63H$ der HLR-Methode (links) im Vergleich zum Experiment aus [69]

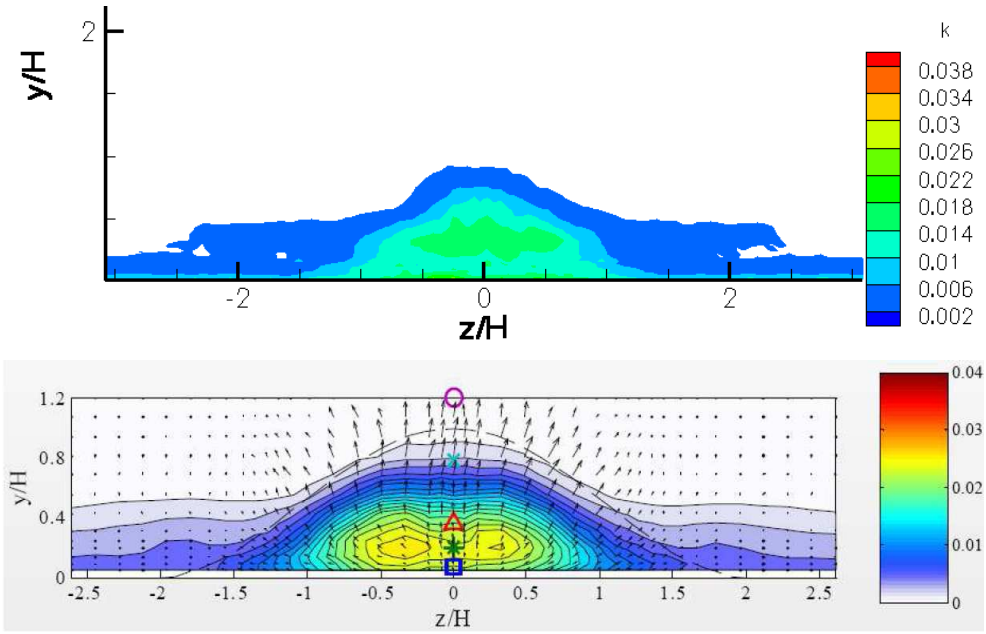

Abbildung 5.62: Turbulente kinetische Energie k in der y-z Ebene bei $-3.63H$ der HLR-Methode (links) im Vergleich zum Experiment aus [69]

achse bei $z = 0$ bis $z/H = -2.5$, also etwas weiter, als die äußerste Kante des Hügels sich befindet. Man erkennt dass sich dort ein rechtsdrehender Wirbel ausbildet, der eine Ausdehnung von ca. $0.5H$ in y-Richtung sowie $2.5H$ in z-Richtung besitzt und mit dem experimentellen Ergebnis gut übereinstimmt. Weiterhin wird in dieser Ebene aus den Messdaten ein Konturplot für die turbulente kinetische Energie k erzeugt. Dieser ist für einen Wertebereich von $0 - 0.04\,m^2/s^2$ in Abb. 5.62 dargestellt. Auch hier kann qualitativ von einer guten Übereinstimmung gesprochen werden, wenn auch das Level des Experimentes nicht ganz erreicht wird.
Quantitative Ergebnisse liegen ebenfalls in dieser Ebene vor. Dazu muss noch erwähnt werden, dass im Experiment nicht unerhebliche Unterschiede zwischen LDA- und Hitzdrahtmessungen gemacht wurden. Im Folgenden werden die Simulationsergebnisse mit den LDA-Daten verglichen, da die Daten der Hitzdrahtmessung nicht zu Verfügung standen. Die Ergebnisse für die gemittelten Geschwindigkeitskomponenten sowie für einige Spannungen werden in Abb. 5.63 und Abb. 5.64 vorgestellt. Dabei sind jeweils vier verschiedene Schnittpositionen von $z = 0$ bis $z/H \approx 1$ abgebildet. Während das HLR-Ergebnis bei den Geschwindigkeiten nur unwesentlich besser ist, als die grobe LES-Simulation auf dem gleichen Gitter, zeigt sich besonders bei den Spannungen ein großer Unterschied beider Methoden. Überraschend ist, dass nicht wie sonst bedingt durch das grobe Gitter eine starke Überbewertung, sondern eine Unterbewertung der Spannungen vor allem bei der LES auftritt.

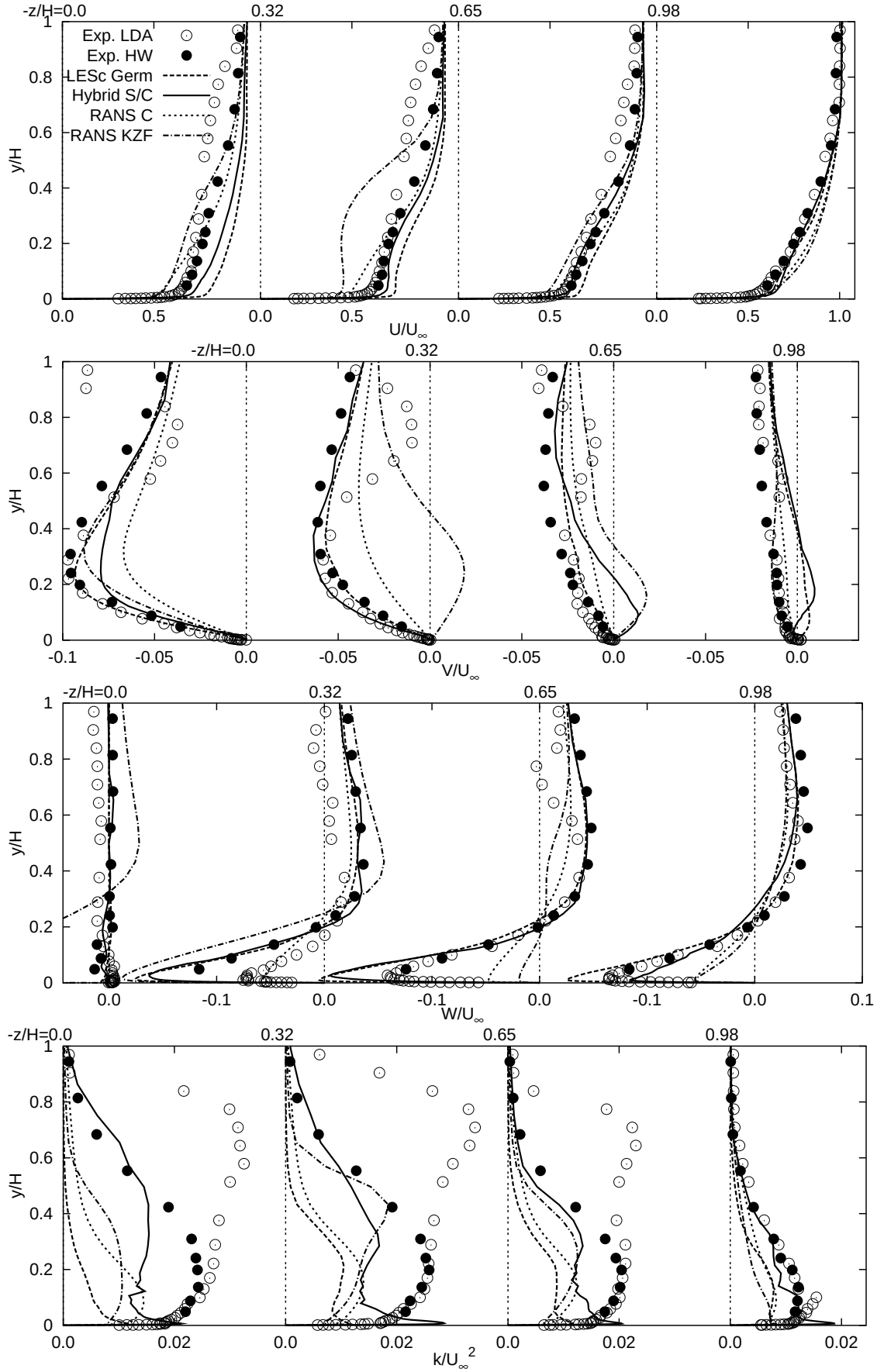

Abbildung 5.63: Geschwindigkeitsfeld und turbulente kinetische Energie der dreidimensionalen Hügelströmung in der Messebene bei $x = -3.63H$

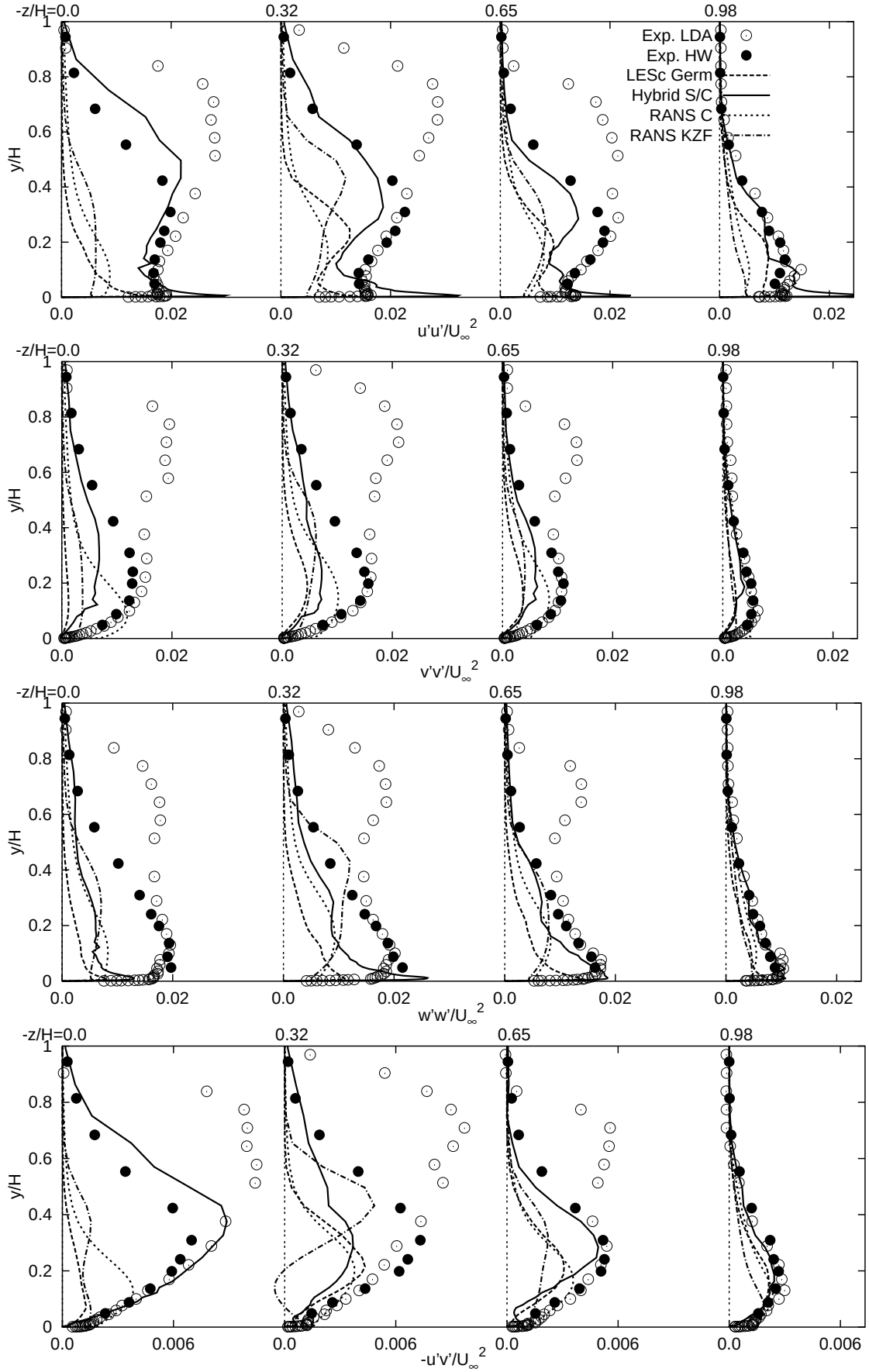

Abbildung 5.64: Spannungen der dreidimensionalen Hügelströmung in der Messebene bei $x = -3.63H$

5.6 Zusammenfassung der Untersuchungen anhand der Testfälle

Zusammenfassend können aus den Untersuchungen der Testfälle folgende Punkte bezüglich des hybriden LES/RANS - Verfahrens festgehalten werden:

1. Die Knicke in den gemittelten Profilen, welche im Rahmen der Modellentwicklung im Fall der Kanalströmung zu sehen waren, tauchen bei allen anderen untersuchten Konfigurationen nicht oder nur minimal auf, so dass die Verwendung des forcing zur Beseitigung der Knicke nicht unbedingt nötig ist.

2. Bei Verwendung des forcing, welches auch in komplexeren Geometrien problemlos funktioniert, ergeben sich bis auf die Kanalströmung geringe Änderungen gegenüber den Berechnungen ohne forcing. In allen Fällen zeigen sich dadurch jedoch fast ausschließlich Verbesserungen.

3. Generell gesehen ist es mit der HLR-Methode möglich, mit einer räumlichen Vergröberung von ca. 4 - 8, ähnliche Ergebnisse zu erhalten, wie LES auf dem feineren Ursprungsgitter. Diesbezüglich kann weiterhin festgestellt werden, dass auch in wandnormaler Richtung (meist y) durchaus eine Vergröberung um den Faktor 2 gegenüber LES möglich ist. Hauptgrund dafür ist die im Fall von RANS unproblematischere Verwendung relativ hoher Expansionsraten im Gitter.

4. Mit der gröberen räumlichen Auflösung kann auch eine Vergrößerung der Zeitschrittweite einhergehen, ohne dass wesentliche Informationen verloren gehen. Der genaue Wert ist über die CFL-Zahl mit der Vergröberung der räumlichen Auflösung verknüpft und bewegt sich deshalb in einem Bereich von 2 - 4.

5. Die variable Interface-Positionierung funktioniert in allen Konfigurationen gut und zeigt sich sensitiv für Änderungen der Strömungssituation bei gleichem Gitter. Da dessen Benutzung allerdings an die Verwendung der Online-Mittelung gekoppelt ist, bietet es sich an, zumindest zu Beginn der Berechnung mit einem festen Startwert zu rechnen. In den untersuchten Konfigurationen wurde auch während der Ergebnis-Aufnahme mit festem Wert gerechnet. Dies ist nicht unbedingt notwendig. Erste Untersuchungen dazu zeigen einen sehr geringen Einfluss. Durch die Verschmierung der Trennfläche lassen sich in bestimmten Konfigurationen jedoch eventuell sogar bessere Ergebnisse erreichen, was aber im Rahmen der bisherigen Betrachtungen nicht ausreichend untersucht wurde.

6. Es zeigt sich, dass die Vorteile des hybriden LES/RANS-Verfahrens vor allem bei Konfigurationen mit hohen Reynoldszahlen bzw. bei für die vorliegende Konfiguration sehr groben Gittern zum Tragen kommen. Gemäß der Konzeption umso mehr, je stärker die Problem-Konfiguration durch Wandeffekte beeinflusst wird. Damit ergibt sein ein bestimmter Anwendungsbereich, innerhalb dessen die Methode vernünftig einsetzbar ist.

Kapitel 6

Anwendung auf Brennkammerströmungen

Nachdem die Tests mit dem hybriden Verfahren erfolgreich verlaufen sind, soll nun zum eigentlichen Ziel des Projektes übergangen werden, der Anwendung des Verfahrens auf Brennkammerströmungen. Ausgewählt wurden zwei unterschiedliche Konfigurationen:

- eine Ringbrennkammer, welche auch im Rahmen des Teilprojektes C2 des SFB vermessen wurde
- eine Rohrbrennkammer, welche am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik vermessen wurde

Wie anhand der Einführung in den Aufbau und die Funktionsweise von Gasturbinenbrennkammern im ersten Kapitel gezeigt wurde, stellen diese die zwei Grundtypen von Brennkammern dar. In beiden Fällen werden neben den Untersuchungen des Strömungsfeldes zusätzlich noch Mischungsuntersuchungen durchgeführt. Diese können aufgrund der Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport als Ersatz für die Temperaturgleichung zur Überprüfung der Güte des Skalartransportes mit der HLR-Methode herangezogen werden.

6.1 Ringbrennkammer

Merkmal der Ringbrennkammer ist ein geschlossener Ring, in dem die Drallerzeuger nebeneinander angeordnet sind. Zur Vereinfachung der Messungen, als auch der Rechnungen wird die Geometrie abgewickelt und weiterhin nur ein Ausschnitt von 3 bzw. später 5 Drallerzeugern berücksichtigt (vgl. Abb. 6.1). Da die Strömung als nahezu periodisch angesehen werden kann, bietet es sich für die numerische Berechnung an, nur einen Drallerzeuger mit periodischen Randbedingungen in Spannweitenrichtung zu berücksichtigen. Aufgrund der Tatsache, dass es im aktuellen Projekt

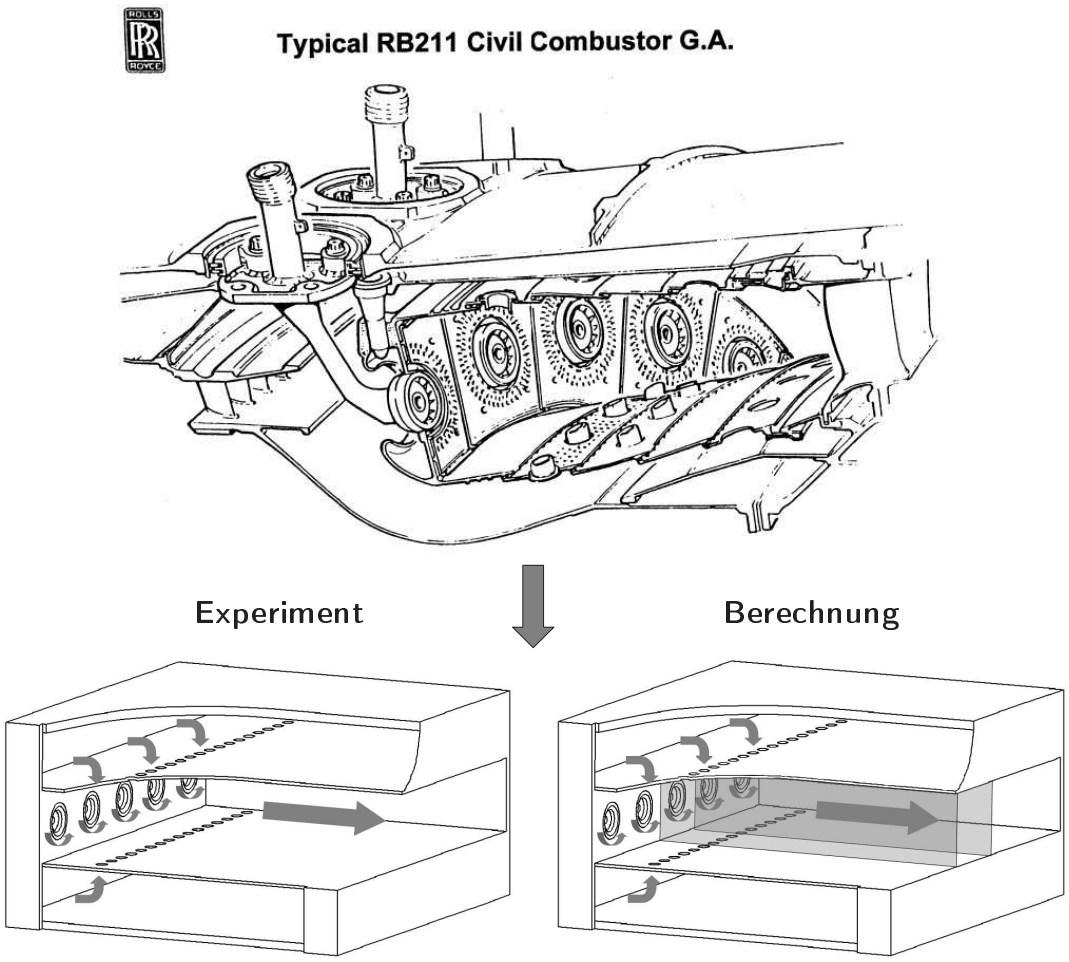

Abbildung 6.1: Beispiel einer Ringbrennkammer und vorgenommene Vereinfachung für die SFB-Brennkammer

hauptsächlich um die Modellentwicklung geht, ist dieses Vorgehen unbedenklich. Die Art und Größe der möglicherweise vorhandenen Nicht-Periodizität wird im Rahmen des Gesamtprojektes separat untersucht. Somit ergibt sich die in Abbildung 6.1 rechts unten dargestellte Ausgangsgeometrie. In vorangegangenen Projekten stellte sich heraus, dass die Berücksichtigung des Drallerzeugers (Abb. 6.2) für die richtige Beschreibung der Strömung wichtig ist. Deshalb wird dieser in die Berechnung miteinbezogen. Er besteht aus zwei Ringen, in denen sich jeweils acht bzw. zwölf Nuten befinden. Diese sind nicht exakt radial, sondern so ausgerichtet, dass der Strömung ein bestimmter Drall, also eine Umfangskomponente aufgeprägt wird. Im weiteren Verlauf wird die Strömung dann in nahezu axiale Richtung umgelenkt. Dadurch wird die Luft so stark verwirbelt und gestört, dass die Strömung von selbst turbulent wird, auch wenn am Einlass, welcher sich direkt am Eingang der Kanäle befindet, ein stationäres Blockprofil für die Geschwindigkeit vorgegeben wird. Bei Vorgabe der Geschwindigkeit am Einlass muss jedoch beachtet werden, dass die Aufteilung der Massenströme auf die beiden Ringe realitätsnah erfolgt. Dazu werden Simulatio-

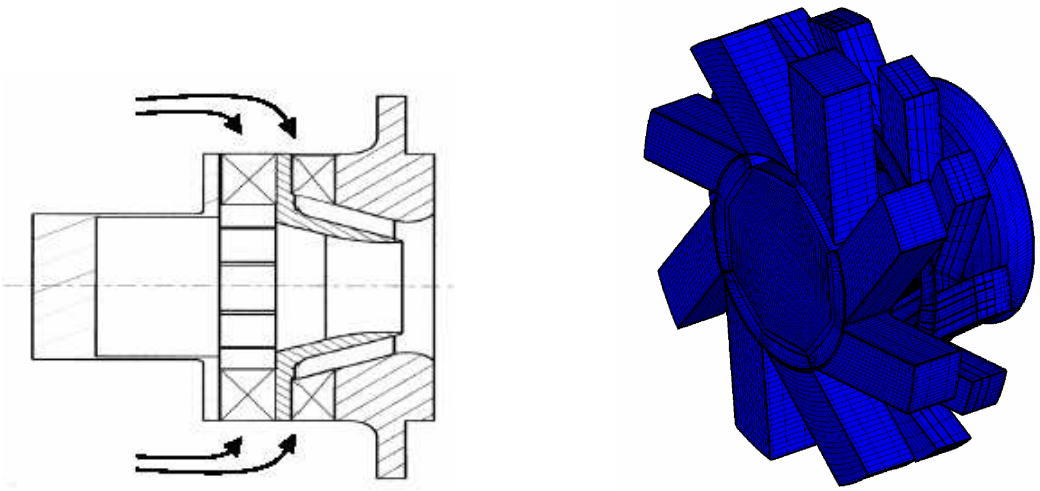

Abbildung 6.2: Geometrie des berechneten Drallerzeugers (DE)

nen mit einem erweiterten Gitter, welches den Vorlauf mitberücksichtigt, dadurch aber sehr aufwendig wird, durchgeführt. Die sich daraus ergebende Aufteilung sieht folgendermaßen aus: $v_{ges08} = 28.46\,m/s$ und $v_{ges12} = 35.33\,m/s$.
Die Geometrie- und Strömungsdaten der Rechnungen sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. Als Fluid wird Luft bei einer Temperatur von ungefähr $20°C$ betrachtet. Der Massenstrom des Hauptstroms, welcher komplett durch den Drallerzeuger hindurchströmt, wird für alle Berechnungen konstant bei $\dot{m}_\infty = 20\,g/s$ gehalten. Dies entspricht dem geringsten Massenstrom, der im Experiment verwendet wurde und aufgrund der daher möglichst geringen Gitterpunktanzahl gewählt wird. Sein Vorgabe erfolgt durch die oben beschriebenen Geschwindigkeiten am Eingang in die Kanäle. Der Ausstrom wird mit Hilfe einer konvektiven Randbedingung realisiert. Um möglichst wenig Rückwirkung auf die Strömung zu bekommen wird dieser im Abstand von ca. vier Brennkammerhöhen festgelegt. In Spannweitenrichtung werden wie schon erwähnt periodische Randbedingungen verwendet. In wandnormaler Richtung, in der die Kammer mit $100\,mm$ die gleiche Ausdehnung wie in Spannweitenrichtung besitzt, befinden sich - bis auf die drei Sekundärlöcher - Wände, an

Strömungsdaten	**Geometriedaten**	
$\rho = 1.205\,kg/m^3$	Höhe Hauptstromkanal „$_\infty$“ :	$100\,mm$
$\mu = 1.82 \cdot 10^{-5}\,Ns/m^2$	Höhe Nebenstromkanal:	$50\,mm$
$\dot{m}_\infty = 20\,g/s$	Kanalbreite:	$100\,mm$
$\overline{v}_\infty = 1.66\,m/s$	Lochreihenabstand von der Wand:	$70\,mm$
$Re_\infty = \overline{v}_\infty\, H/\nu \approx 11000$	Lochdurchmesser:	$12\,mm$
$Re_{DE} = v_{ges12}\, h_{Kanal}/\nu \approx 11700$	Lochanzahl auf jeder Seite:	3
$Ma_{max} \approx 0.15$	Gesamtlänge:	$390\,mm$

Tabelle 6.1: Daten der Strömung in der Ringbrennkammer

denen die Haftbedingung angewendet wird. Auf die Behandlung des Sekundäreinstroms wird im übernächsten Kapitel eingegangen, denn die Brennkammer wird bei zwei unterschiedlichen Impulsverhältnissen

$$J = \frac{\overline{v_j^2}}{\overline{v_\infty^2}} = \frac{\text{mittlerer Impuls Sekundärluftstrahlen}}{\text{mittlerer Impuls Hauptstrom}} \tag{6.1}$$

untersucht. Zum einen bei J=0 (ohne Sekundärlufteinblasung) und bei J=100. Das Impulsverhältnis ist dabei ein Maß dafür, wie weit die Strahlen in die Brennkammer eindringen. Da bei dieser Brennkammer die Vermischung zwischen Hauptstrom und Sekundärstrom untersucht wird, kann im Fall J=0, bei welchem kein Sekundärstrom vorhanden ist, auch keine Vermischung berücksichtigt werden.

6.1.1 Berechnung ohne Sekundärlufteinblasung ($J = 0$)

Das Berechnungsgitter wird durch SFB-Projekt D3 bereitgestellt. Es besteht es ca. 3.7 Mio. Zellen in ca. 180 Blöcken. Da es das Ziel der hybriden Verfahren ist, Berechnungen auf groben Gittern durchzuführen, wird das vorhandene Gitter in allen drei Raumrichtungen um den Faktor 2 vergröbert, so dass ein Gitter mit ca. 460.000 Gitterpunkten zur Verfügung steht (Abb. 6.3). Neben der Rechnung mit dem hybri-

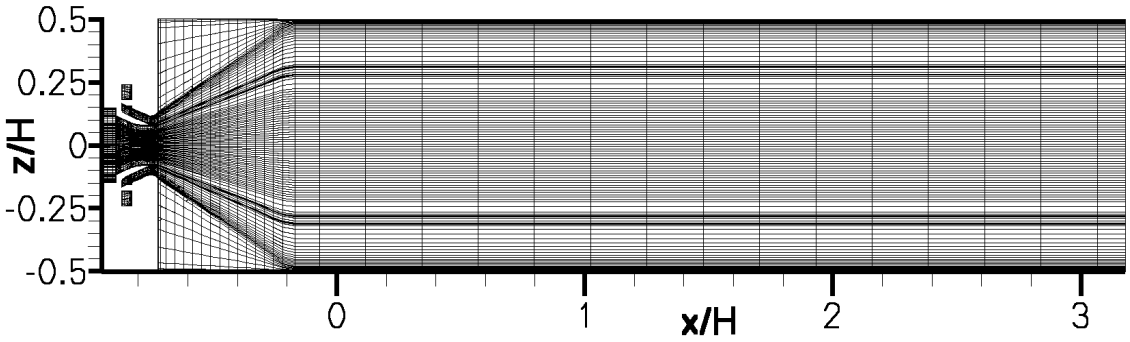

Abbildung 6.3: Längsschnitt durch das Rechengitter der Ringbrennkammer

den Modell in der Kombination von Smagorinsky und Launder-Sharma, werden auf dem gleichen Gitter noch eine LES (Smagorinsky), sowie eine RANS-Rechnung (k-ε-ζ-f) durchgeführt. Eine RANS-Rechnung mit dem Launder-Sharma Modell wäre aus Vergleichsgründen wünschenswert gewesen, konnte aber nicht zur Konvergenz gebracht werden. Aus diesem Grund ist von der RANS-Seite her das oben erwähnte Modell zum Einsatz gekommen. Die experimentellen Daten stammen aus dem Teilprojekt C2 (Findeisen [18], Gnirß [20]). Für quantitative Vergleiche wurden bei $J = 0$ Horizontalschnitte in der Mitte der Brennkammer in der horizontalen Ebene $z = 0$ aufgenommen. Die Ergebnisse werden an den in Abb. 6.4 angedeuteten Schnitten dargestellt. Diese zeigt die untere Hälfte der horizontalen Ebene $z = 0$ mit Stromlinien und der gemittelten Axialgeschwindigkeit. Hieran kann man gut die Topologie der Strömung erkennen. Am Ausgang des Drallerzeugers bildet sich

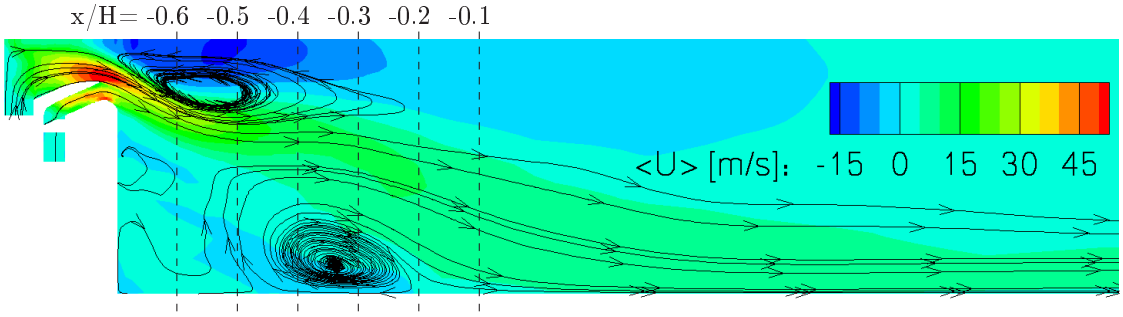

Abbildung 6.4: Topologie der Strömung in der Ringbrennkammer bei J=0 anhand der Stromlinien in der unteren Hälfte der horizontalen Ebene $z = 0$

durch den Drall ein Rückströmgebiet, welches die ringförmige Öffnung größtenteils blockiert. Daraus resultiert im verbleibenden engen Ringspalt eine sehr hohe Geschwindigkeit von im Mittel bis zu $50\,m/s$. Da es sich um einen horizontalen Schnitt handelt, befindet sich am untersten Ende von Abb. 6.4 keine Wand, sondern es beginnt das Gebiet des benachbarten Drallerzeugers, welcher durch die periodischen Randbedingungen in dieser Richtung simuliert wird. Durch die Scherung des Strahls mit dem „Totwassergebiet“ zwischen den Drallerzeugern entsteht ein weiterer, im Uhrzeigersinn rotierender Wirbel am unteren Rand. Daraus resultiert eine Art Luftschlauch, welcher sich zwischen Rückströmzone in der Mitte und den Wirbeln zwischen den Drallerzeugern hindurchschiebt. Durch die Querschnittsverengung bleibt seine Geschwindigkeit relativ hoch bei ca. $15\,m/s$. Bedingt durch den Drall wird der „Schlauch“ im x-Richtung gesehen immer weiter nach außen gedrängt. Gestoppt wird diese Bewegung, sobald er auf den Luftschlauch des benachbarten Drallerzeugers stößt.
Da die Einblaseebene der Sekundärluft im Experiment bei $x = 0$ positioniert ist, liegt der Ausstrom der Drallerzeuger bei $x = -0.072\,m$ bzw. $x/H = -0.72$. Bedingt durch Reflektionen an der Wand konnten Messwerte nur bis zu $x/H = -0.6$ aufgenommen werden. Diese Position entspricht dem ersten dargestellten Schnitt. Die Ergebnisse für die Geschwindigkeiten in Axial-(U) und Tiefenrichtung (V) werden in Abbildung 6.5 gezeigt. Man erkennt, dass die HLR-Rechnung dem experimentellen Verlauf gut folgen kann. In der U-Geschwindigkeit liegen die Maxima genau an der richtigen Position, was sich damit übersetzten lässt, dass der Öffnungswinkel der Strömung aus dem Drallerzeuger heraus korrekt berechnet wird. Sowohl bei LES, als auch bei der reinen RANS-Rechnung ist das nicht der Fall, der Öffnungswinkel scheint hier zu flach zu sein. Bei der V-Geschwindigkeit liegt das HLR-Verfahren nicht mehr so gut wie vorher, die Amplitude wird zu groß vorhergesagt. Auch nach hinten heraus ergeben sich größere Abweichungen vom Experiment, allerdings ebenfalls bei den anderen beiden Rechnungen. In Bezug auf die Spannungen ist das HLR-Verfahren klar überlegen (Abbildung 6.5). Diese werden bei der LES stark überbewertet, was bei gröberen Auflösungen ein typisches Verhalten ist. Neben der Auswertung im physikalischen Raum ist es auch interessant, sich Spektren bestimmter Messpunkte anzuschauen, um Informationen über vorhandene Frequenzen zu bekommen.

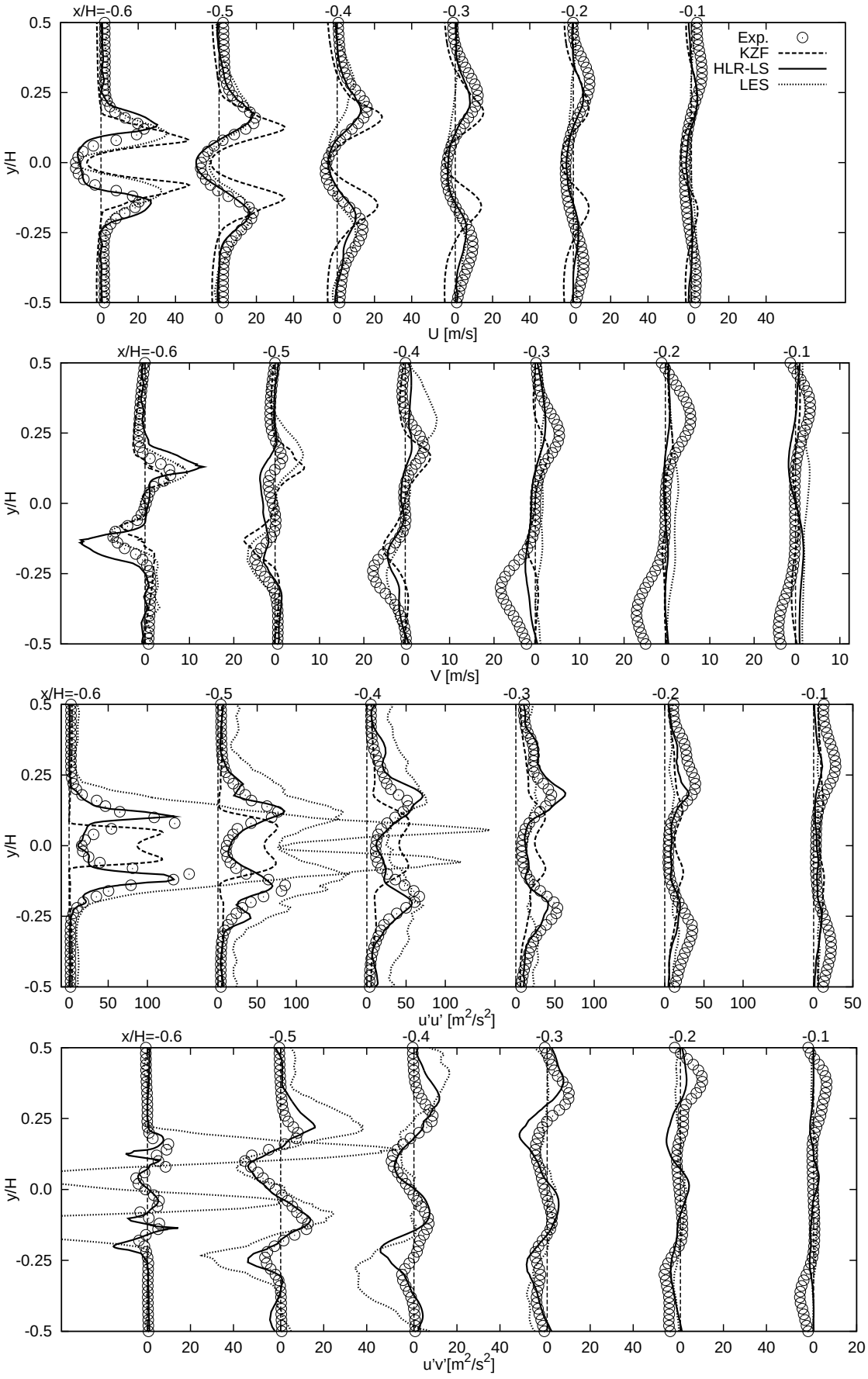

Abbildung 6.5: Gemittelte Geschwindigkeiten der Axial- (U) und Tiefenrichtung (V), sowie die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ der Ringbrennkammer bei J=0 in der Ebene $z = 0$

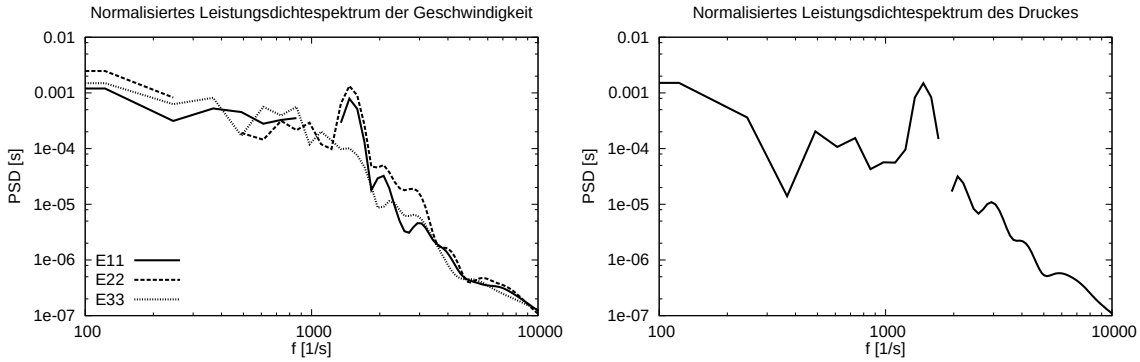

Abbildung 6.6: Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeiten (links) und des Drucks

Im Experiment wurde dies dadurch realisiert, dass man an drei verschiedenen Messpunkten mittels LDA Zeitreihen der Geschwindigkeit aufgenommen hat. Über den Autokorrelationskoeffizienten und anschließende Fourier-Transformation gelangt man dann zum Leistungsdichtespektrum, welches den Energieinhalt der einzelnen Frequenzen beschreibt. Ist eine bestimmte Frequenz in der Strömung dominant, dann wird das in diesem Spektrum durch einen Peak sichtbar. In der numerischen Rechnung (HLR-Methode) wird dies in gleicher Weise dadurch erreicht, dass an diesen drei Punkten zu jedem Zeitpunkt die Geschwindigkeitswerte und zusätzlich noch der Druck in einer Datei abgespeichert werden. Die Bearbeitung dieser Werte erfolgt analog der der experimentellen Daten. In Abbildung 6.6 sind die Leistungsdichtespektren für die drei Geschwindigkeitskomponenten und den Druck an einem der drei Punkte dargestellt. Dabei wird der Punkt ausgewählt, der sich in der abgelösten Scherschicht befindet. Man erkennt deutlich einen Peak in der U- und V-

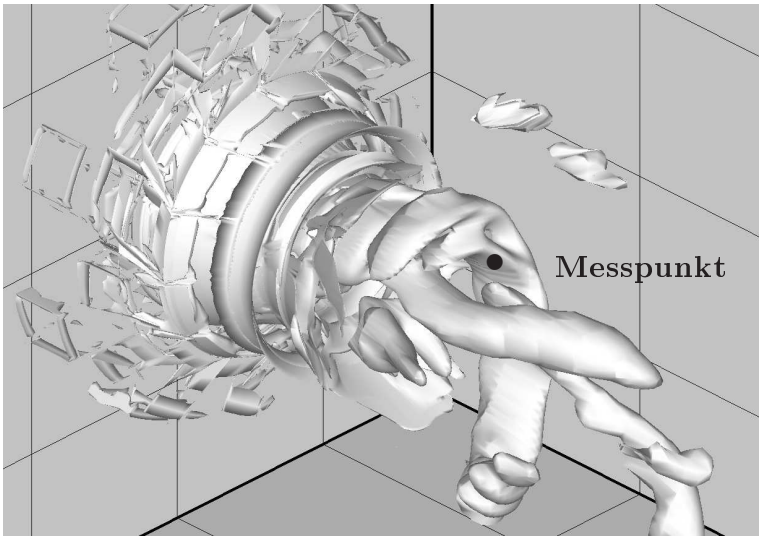

Abbildung 6.7: Visualisierung des Precessing-Vortex-Core (PVC) am Drallerzeugerausgang der Ringbrennkammer mit Hilfe des q- Kriteriums

Geschwindigkeit, welcher bei $f \approx 1470$ Hz liegt. Im Experiment zeigt sich ein Peak bei 1450 Hz, der sehr nah am numerischen Ergebnis liegt. Die beobachtete Frequenz gehört zu einer für Drallströmungen oberhalb einer Drallzahl von ca. 0.6 typischen nichtaxialsymmetrischen periodischen Störung, dem sogenannten Precessing-Vortex-Core (PVC). Dieser besitzt die Form einer umlaufenden Wirbelhelix und bildet sich um die Rückströmung herum aus. In Abb. 6.7 ist diese Wirbelstruktur zusammen mit dem Drallerzeuger anhand des q-Kriteriums visualisiert. Die Position der Stelle, an welcher die Zeitreihen für Abb. 6.6 aufgenommenen wurden, ist mit Hilfe des Punktes markiert. Dass der Frequenz-Peak nicht in der W-Geschwindigkeit auftaucht liegt daran, dass sich der PVC an der Messstelle nur in U- bzw. V-Richtung bewegt, nicht in W-Richtung. Im Druck ist dieser Peak verständlicherweise auch zu sehen, da dieser durch die Wirbelstruktur ebenfalls beeinflusst wird.

6.1.2 Berechnung mit Sekundärlufteinblasung ($J = 100$)

Für die Berechnungen bei $J = 100$ wird ein Luftmassenstrom durch den oberen und unteren Nebenstromkanal und die jeweils drei Löcher in die Primärzone der Brennkammer geleitet (vgl. Abb. 6.1). Bei festgelegtem Massenstrom des Hauptstromkanals von $\dot{m} = 20\,g/s$ ist über (6.1) direkt die mittlere Austrittsgeschwindigkeit $\overline{v}_j = 10\,\overline{v}_\infty = 16,6\,m/s$ festgelegt. Beide zusammen ergeben einen Gesamtmassen-

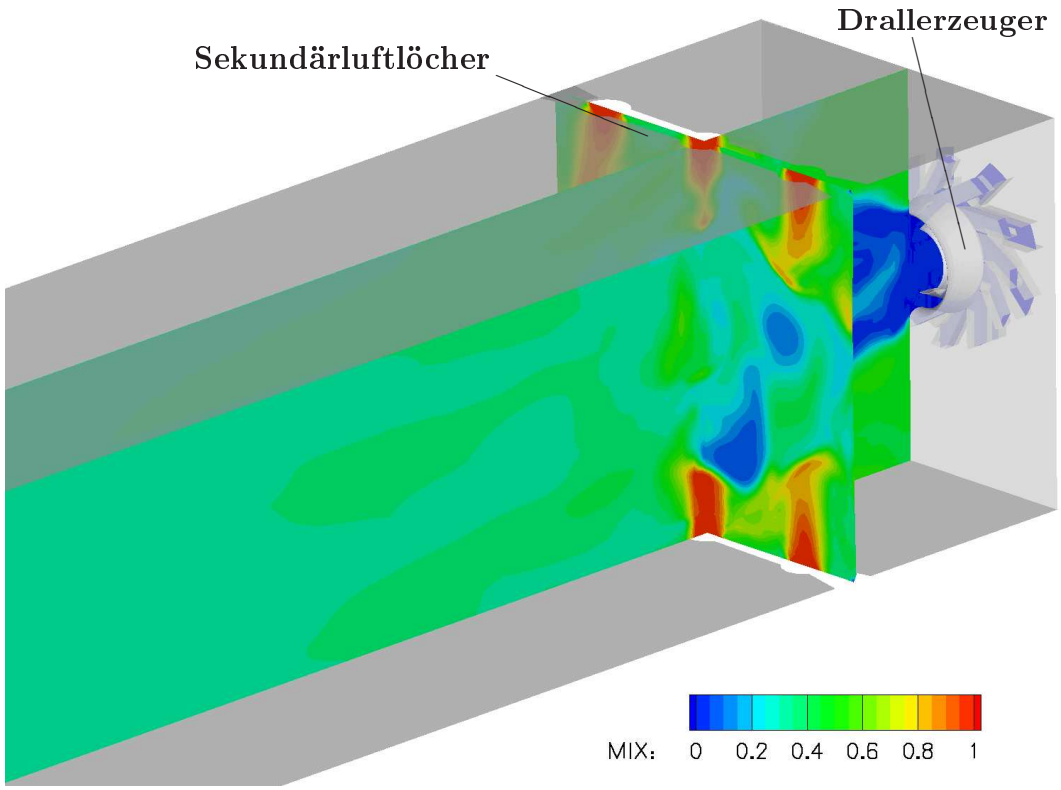

Abbildung 6.8: Geometrie und Mischungsgrad der Ringbrennkammer im Fall der Berechnung mit Sekundärlufteinblasung, Ebenen $y = 0$ und $x = 0$

strom am Austritt aus der Brennkammer von $\dot{m} \approx 28,8\,g/s$, was einer mittleren Geschwindigkeit von $\overline{v}_{Austritt} \approx 2.4\,m/s$ entspricht. Da im Rechennetz, welches für $J = 0$ verwendet wurde keine Löcher vorgesehen waren, musste ein neues erstellt werden. Dies wurde ebenfalls im Rahmen des Teilprojektes D3 des SFB 568 durchgeführt. Es besteht aus ca. 7 Millionen Zellen. Wie auch schon bei der ersten Konfiguration wird für das hybride Verfahren auf dem in alle Raumrichtungen einmal vergröberten Gitter gerechnet, so dass es sich schließlich ca. 870.000 Kontollvolumen handelt. Ursprünglich sollte ebenfalls der Vorlauf des Haupt - und des Nebenstroms mitberücksichtigt werden (12 Millionen Zellen). Bei Testrechnungen stellte sich jedoch heraus, dass es zu große Konvergenzprobleme sowohl mit LES als auch mit HLR gab, die vornehmlich durch die scharfen Kanten bei der Sekundäreinblasung verursacht wurden. Aus diesem Grund wird bei der aktuellen Berechnung der problematische Teil des Gitters weggelassen und die Sekundärlufteinblasung durch Vorgabe von Einstromgebieten in der oberen und unteren Wand realisiert (vgl. Abb. 6.8). Um dabei möglichst nah an der Realität zu bleiben, wird die im Experiment beobachtete Einschnürung der Sekundärstrahlen berücksichtigt. Damit ergibt sich ein effektiver Einstromdurchmesser von ca. 10 anstatt der geometrischen $12\,mm$, was einem Durchflusskoeffizienten von 0.7 entspricht. Bezüglich der anderen Randbedingungen ändert sich nichts gegenüber dem Fall $J = 0$.
Im Laufe der Berechnungen stellte sich heraus, dass das Gitter teilweise noch recht hohe y^+-Werte in der ersten Gitterzelle vor der Wand aufweist (15 - 25). Aus die-

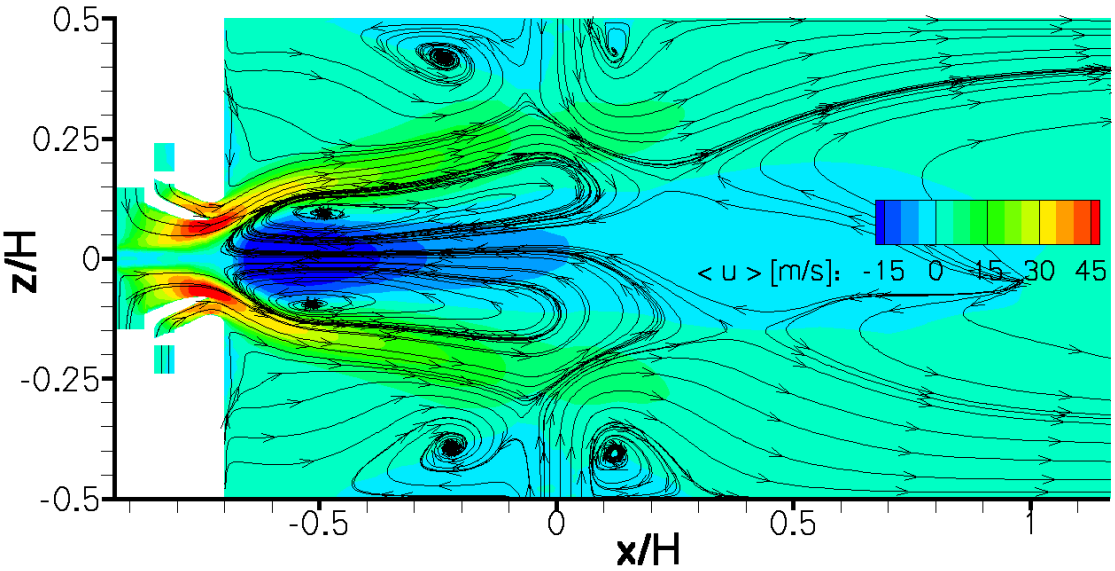

Abbildung 6.9: Topologie der Strömung in der Ringbrennkammer mit Sekundärlufteinblasung anhand eines Längsschnittes bei $y = 0$

sem Grund kann die gewohnte Kopplung mit den low-Re RANS-Modellen nicht durchgeführt werden. Ersatzweise wird ein high-Re k-ε-Modell verwendet, welches in Wandnähe mit Wandfunktionen arbeitet. Das Interface wird bei $y/\Delta = 2$ positioniert. Zusätzlich zu dieser Rechnung werden Berechnungen mit den jeweiligen Einzelmodellen, also high-Re k-ε und Smagorinsky, durchgeführt. Die Topologie der

Strömung ist in Abb. 6.9 illustriert. Zu sehen ist die gemittelte Axialgeschwindigkeit und die Stromlinien der HLR-Rechnung. Wie im Fall ohne Einblasung bildet sich direkt am Drallerzeuger ein Rückströmgebiet aus. Die Stärke der Sekundäreinblasung ist in dieser Darstellung zwar nicht zu sehen, besitzt aber mit $16\,m/s$ in etwa die gleiche Größe wie der um das Rückströmgebiet herumfließende ringförmige Strahl. Aus diesem Grund werden beide beim Aufeinandertreffen gleichermaßen abgelenkt. Dadurch wird ebenfalls die innere Rezirkulationszone derart beeinflusst, dass ihr Öffnungswinkel gegenüber Abb. 6.4 etwas verringert wird. Während der Sekundärstrahl direkt in Richtung Brennkammerausgang umgelenkt wird und sich an die Wand anschmiegt, wird ein Großteil des ringförmigen Hauptstrahls zurück in die Rezirkulationszone geleitet.
Quantitative Ergebnisse werden wie schon bei $J = 0$ an ausgewählten Schnitten gezeigt. Da die Sekundäreinblasung eine wesentliche Rolle spielt, werden auch hinter Null liegende Schnitte berücksichtigt, dafür einige davor liegende übersprungen. Das Ergebnis bezüglich des Strömungsfeldes wird in Abb. 6.10 präsentiert. Die hybride Methode zeigt insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messdaten von Gnirß et al. [20]. Die Geschwindigkeitsmaxima der axialen Geschwindigkeit u werden sowohl in ihrer Stärke, als auch in ihrer Position wesentlich besser getroffen, als im Fall der LES. Die reine RANS-Rechnung, welche der LES in Bezug auf die gemittelten Geschwindigkeiten überraschenderweise ebenfalls überlegen ist, trifft zwar die Position richtig, zeigt aber im hinteren Teil ($x/H > -0.2$) eine Überbewertung der Geschwindigkeit. Fairerweise muss jedoch betont werden, dass LES ohne Wandfunktionen gerechnet wurde, so dass die Auflösung an der Wand in den Gebieten mit den hohen y^+-Werten sehr schlecht ist. Bei der w-Geschwindigkeit zeigt sich ein ähnliches Bild. Im ersten Schnitt geben alle drei Verfahren vergleichbare Ergebnisse. Der Maximalwert wird von allen etwas zu groß berechnet. Im hinteren Teil ist die HLR-Methode jedoch wieder überlegen, was sich bei der Normalspannung $\overline{u'u'}$ und der Schubspannung $\overline{u'w'}$ fortsetzt. Einzig das Level der maximalen Schubspannung im ersten Schnitt wird von HLR unterschätzt, von LES jedoch etwas besser erfasst. Der Mischungsgrad ξ, der in Abb. 6.8 schon als Kontur-Plot gezeigt wurde, ist quantitativ in Abb. 6.11 an den gleichen Schnittlinien wie im Fall des Strömungsfeldes geplottet. Anhand des Konturplots ist schon ersichtlich, dass der ausgemischte Zustand bei $\xi \approx 0.4$ liegt, was im Vergleich zum Experiment in Abb. 6.11 mit der letzten Position bestätigt und am besten vom hybriden Verfahren vorhergesagt wird. Die Randwerte der davorliegenden Position $x/H = 0$, welche sich genau im mittleren Loch befindet, sind mit $\xi = 1$ festgelegt. Ins Innere hinein nimmt der Mischungsgrad schnell bis auf ca. 0.35 ab, was wiederum am besten von der HLR-Methode beschrieben wird. Alle Verfahren zeigen im Vergleich zum Experiment jedoch ein zu langsames Abnehmen der Mischungsgrades. Dieses Verhalten zieht sich im Folgenden bei der HLR- und der RANS-Rechnung bis zum Drallerzeuger hindurch. Im äußeren Bereich liegen die Simulationen immer über dem experimentellen Wert. Eine erste Vermutung wäre, dass es mit der Vorgabe der Randbedingung direkt am Loch zusammenhängt. Da jedoch LES bei gleicher Randbedingung genau an diesen Stellen zu niedrig liegt, scheint dies nicht die Ursache zu sein. Insgesamt gesehen stimmt das Mischungsgradlevel im Fall der hybriden Methode am besten mit den

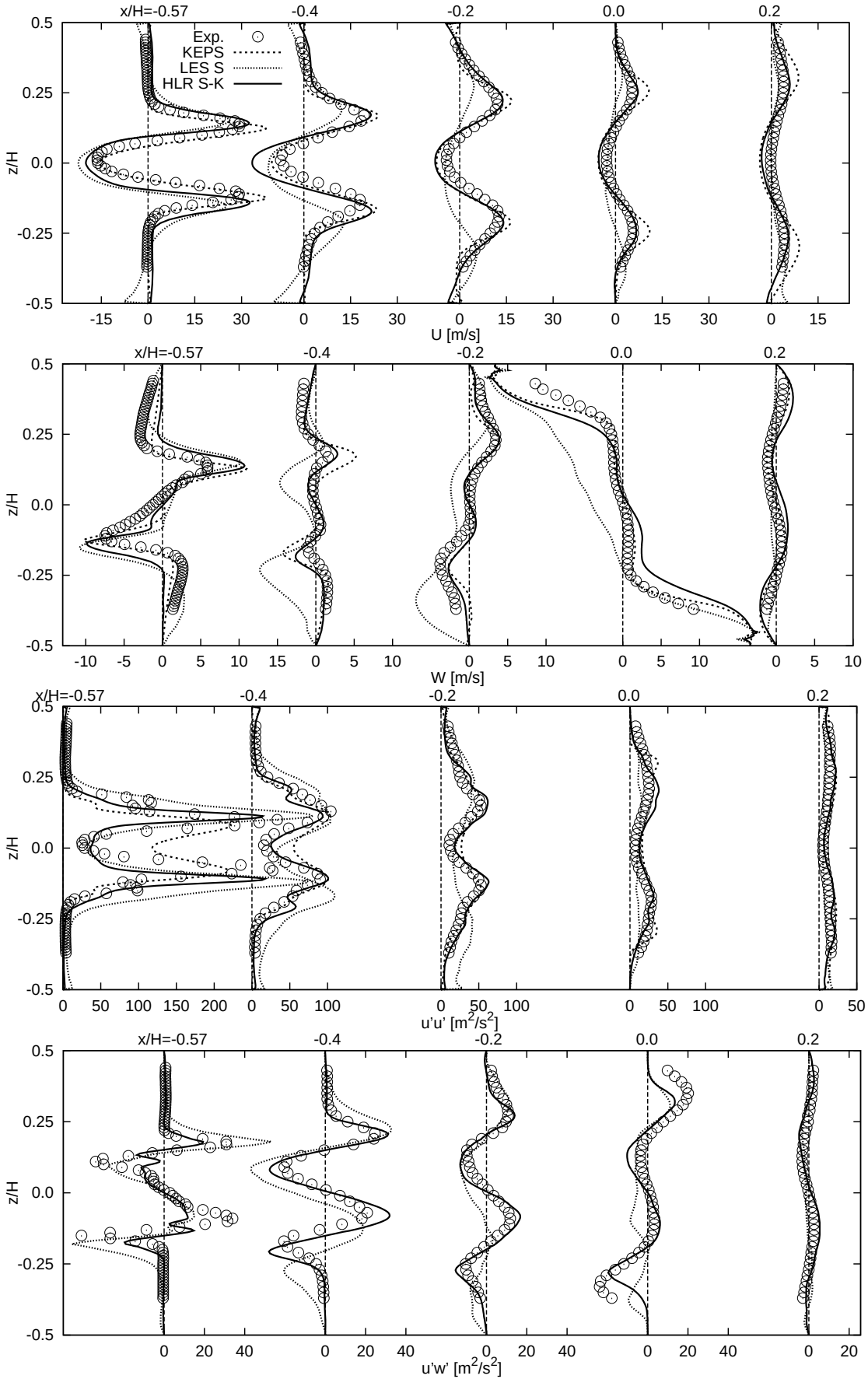

Abbildung 6.10: Gemittelte Geschwindigkeiten der Axial- (U) und Höhenrichtung (W), sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'w'}$ der Ringbrennkammer bei J=100 in der Ebene $y = 0$

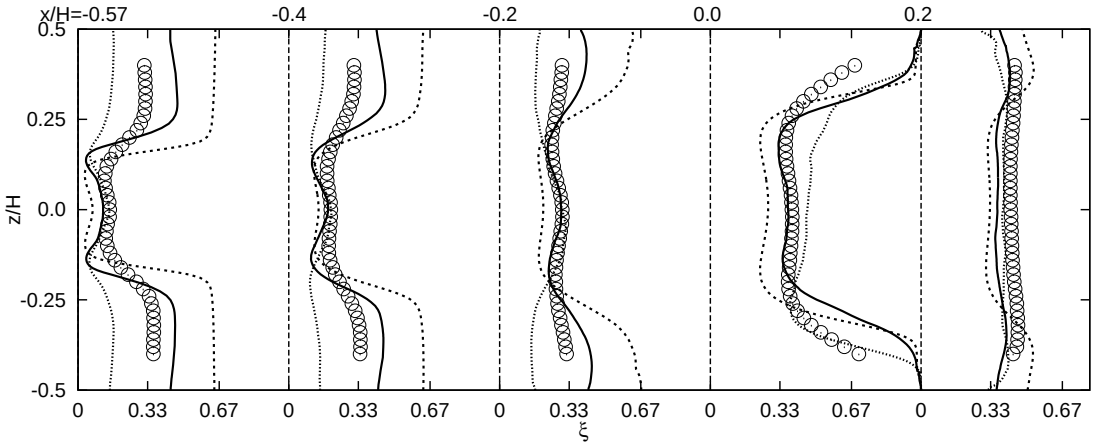

Abbildung 6.11: Gemittelter Mischungsgrad ξ der Ringbrennkammer bei J=100 in der Ebene $y = 0$

experimentellen Daten überein und scheint wie schon bei einigen Testfällen gesehen die jeweils guten Regionen der Einzelverfahren LES und RANS vorteilhaft zu kombinieren.

6.2 Rohrbrennkammer

Im Gegensatz zu Ringbrennkammern bestehen Rohrbrennkammern aus mehreren über den Umfang angeordneten Rohren mit jeweils einem Drallerzeuger. Damit ist man bei der Berechnung nicht auf eine vereinfachende Abwicklung angewiesen, sondern braucht per se nur einen Drallerzeuger zu berechnen. In Abbildung 6.12 ist die Geometrie der untersuchten Modell-Rohrbrennkammer gezeigt. Sie besteht aus

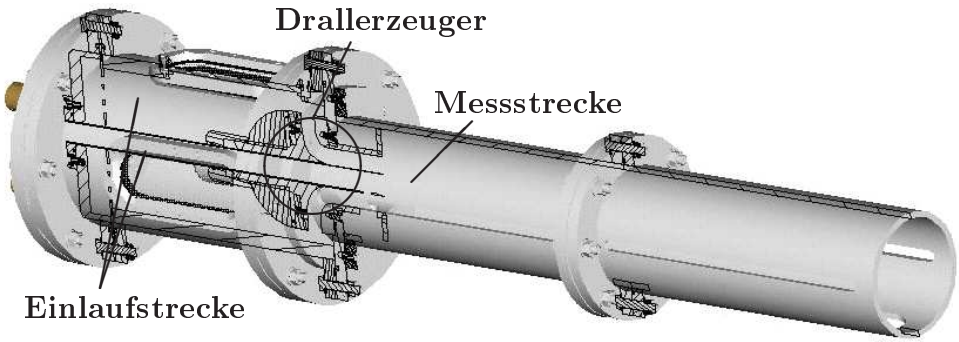

Abbildung 6.12: Geometrie der untersuchten Rohrbrennkammer aus [48]

einem Einlaufbereich, in welchem ein getrennter Axialstrom und Koaxialstrom dem Drallerzeuger zugeführt werden, dem Drallerzeuger selbst mit anschließendem Annulus und der Rohrerweiterung in den Brennraum hinein, in welchem die Messungen durchgeführt wurden. Der Drallerzeuger in dieser Brennkammer ist vom Typ

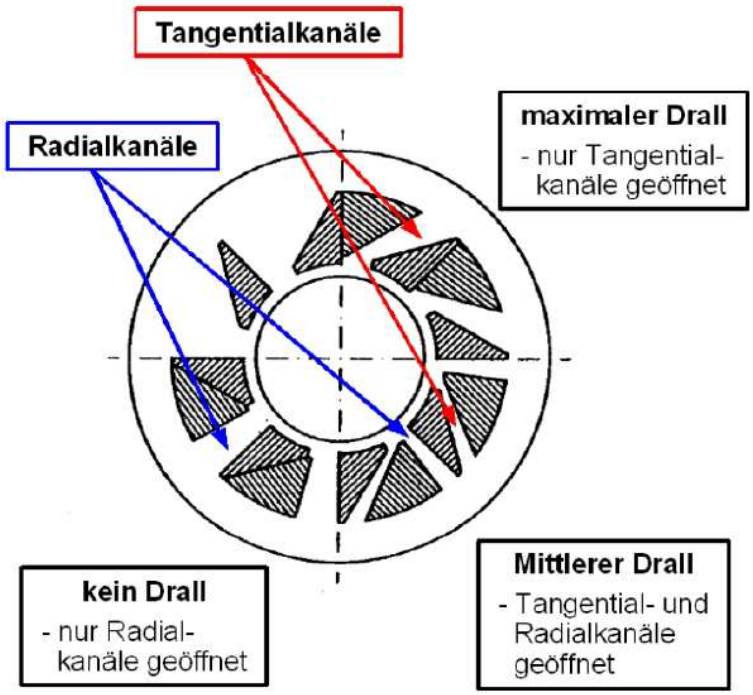

Abbildung 6.13: Funktionsprinzip des movable block Drallerzeugers aus [48]

„movable block“. Im Gegensatz zu dem Drallerzeuger, der im Fall der Ringbrennkammer zum Einsatz kam, ist es bei diesem Modell möglich, die Drallzahl durch Relativverschiebung zweier Ringe stufenlos einzustellen (Abbildung 6.13). Wie auch bei der anderen Brennkammer, wird in dieser Berechnung der Drallerzeuger mitberücksichtigt. Da sich seine Geometrie wie oben beschrieben verändern kann, muss aber zu Anfang festgelegt werden, mit welcher Einstellung der Drallerzeuger betrieben werden soll bzw. welche Drallzahl er liefern soll. Einige Voruntersuchungen haben gezeigt, dass die Strömung mit dem maximalen Drall die interessanteste und die am schwierigsten zu berechnende ist. Deshalb wurde im Folgenden diese Konfiguration ausgewählt. Maximaler Drall bedeutet, dass nur Tangentialkanäle offen sind. Die sich einstellende Drallzahl, welche das Verhältnis zwischen Drehimpulsstrom und Axialimpulsstrom angibt, liegt dann in der Größenordnung von $S = 1.1$. Abbildung 6.14 zeigt die Topologie der Strömung anhand eines Schnitts durch den Drallerzeuger, sowie einen Teil des Vorlaufs und des Brennraums. Der Koaxialstrom, der im äußeren Annulus verläuft, strömt in radialer Richtung in den Drallerzeuger ein. Dort wird er durch die tangentialen Kanäle geleitet und bekommt damit einen Drall aufgeprägt. Danach wird er in axiale Richtung in einen weiteren Annulus umgelenkt. Im Kern dieses Annulus verläuft das Zentralrohr, durch das der unverdrallte Axialstrom eingeblasen wird. Unmittelbar am Brennraumeintritt vereinigen sich die beiden Ströme. Durch den hohen Drall stellt sich ein Rückströmgebiet ein, welches später zur Flammenstabilisierung genutzt wird. Wie das Strömungsfeld genau aussieht, hängt vom Verhältnis der beiden Massenströme bzw. der damit verbundenen Reynoldszahl und der Drallzahl der beiden Teilströme ab. Im Axialstrom wird normalerweise der Brennstoff eingebracht. Die experimentellen Untersuchungen be-

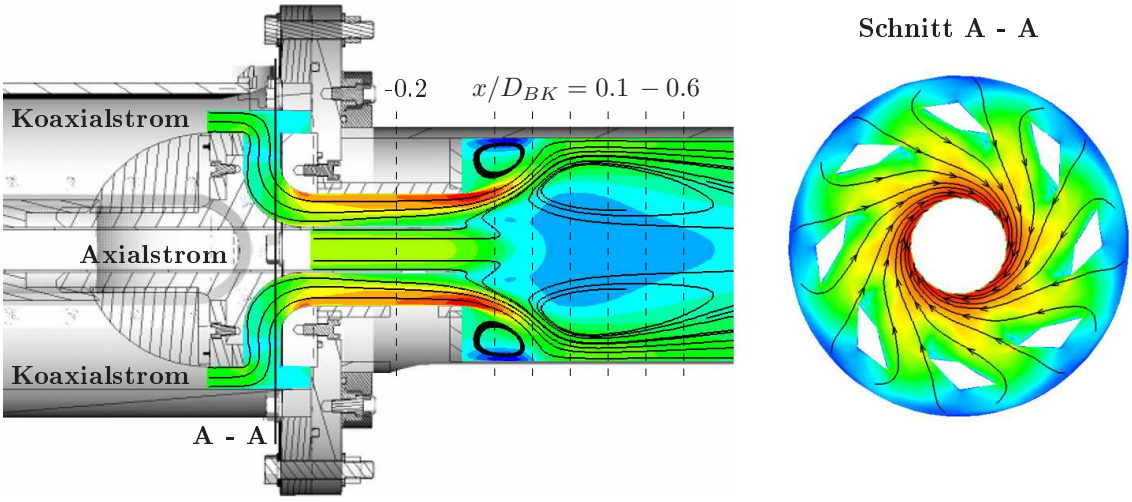

Abbildung 6.14: Topologie der Strömung in Drallerzeuger und Brennraum

schränken sich jedoch auf isotherme (ohne Verbrennung), und einphasige Messungen. Es werden allerdings trotzdem Mischungsuntersuchungen derart durchgeführt, dass im Axialstrom ebenfalls Luft eingeblasen und mit Tracer-Partikeln geseedet wird. In der numerischen Rechnung wird dies dadurch beschrieben, dass eine Gleichung für den Mischungsgrad gelöst wird, welcher Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Dem Axialstrom wird der Wert 1, dem Koaxialstrom der Wert 0 zugewiesen. Da das Rohr einen recht langen Vorlauf besitzt (vgl. Abbildung 6.12) kann dort von einer voll entwickelten Rohrströmung ausgegangen werden. Zu Bereitstellung der Einstromdaten wird aus diesem Grund eine separate periodische Rohrströmung durchgeführt. Wie schon im Fall der Ringbrennkammer, ist es am Einlass vor den Kanälen ausreichend, ein stationäres Blockprofil vorzugeben.
In Anlehnung an das Experiment wird als Fluid Luft bei ca. $0\,°C$ verwendet. Die genauen Stoffwerte sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Der für die Mischungsberechnung notwendige Diffusionskoeffizient Γ gilt dabei für die angegebene Temperatur und eine Diffusion von Luft in Luft. Die daraus resultierende Schmidt-Zahl liegt damit etwas unter eins. Die maximal auftretende theoretische Machzahl liegt bei den hier verwendeten Massenströmen deutlich unter 0.3. Die Länge der Brennkammer im Experiment beträgt $1.2\,m$, was 6 Brennraumdurchmessern, 12 Durchmessern des

Strömungsdaten	**Geometriedaten**	
$\rho = 1.292\,kg/m^3$	Durchmesser Brennkammer:	$D_{BK} = 200\,mm$
$\mu = 1.72 \cdot 10^{-5}\,Ns/m^2$	Innendurchmesser Zentralrohr:	$d_{ax} = 36\,mm$
$\nu = 1.331 \cdot 10^{-5}\,m^2/s$	Außendurchmesser Zentralrohr:	$D_{ax} = 40\,mm$
$\Gamma = 1.8 \cdot 10^{-5}\,m^2/s$	Durchmesser Koaxialstrom:	$D_{koax} = 100\,mm$
$Sc = 0.74$	Erweiterungsverhältnis:	$E = D_{BK}/D_{koax} = 2$
$Ma_{max} \approx 0.1$	Länge der Brennkammer:	$L_{BK} = 1200\,mm$

Tabelle 6.2: Daten der Strömung in der Rohrbrennkammer

	$\dot{m}_{ax}$ [kg/s]	$\dot{m}_{koax}$ [kg/s]	Re_{ax} [-]	Re_{koax} [-]	S [-]	Mischung
Konfiguration 1	0.01	0.09	$2.25 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	1.01	nein
Konfiguration 2	0.01	0.221	$2.25 \cdot 10^4$	$1.225 \cdot 10^5$	1.12	ja

Tabelle 6.3: Übersicht über die berechneten Strömungskonfigurationen

Koaxialannulus oder 33 Durchmessern des Axialrohres entspricht. Danach schließt sich stetig ein flexibler ca. $6\,m$ langer Schlauch an, der den Massenstrom ins Freie abführt. Dieser kann bei der Berechnung nicht berücksichtigt werden. Statt dessen wird am Auslass, welcher je nach Rechnung an unterschiedlichen Positionen liegt ($0.8\,m$, $1.2\,m$ oder $1.6\,m$), die konvektive Auslass-Randbedingung verwendet. Im Experiment werden viele verschiedene Massenstromkombinationen untersucht. Aufgrund der limitierten Rechnerkapazität werden für die folgenden Berechnungen Betriebspunkte mit möglichst niedrigen Reynoldszahlen ausgewählt. Eine Übersicht über die ausgewählten Konfigurationen ist in Tabelle 6.3 gegeben. Während bei beiden Methoden der Mischungsgrad mitgerechnet wird, liegen nur für die zweiten Konfiguration experimentelle Mischungsdaten vor.

6.2.1 Berechnung der ersten Konfiguration

Der vordere Teil des feinen Gitters der 1. Konfiguration ist in Abbildung 6.15 gezeigt. Das komplette Gitter besteht aus ca. 3 Millionen Zellen in 159 Blöcken. Wegen der großen Länge der Brennkammer wird in der Darstellung der hintere Teil der Kammer, der nur eine Verlängerung des großen Rohres darstellt und damit keine neuen

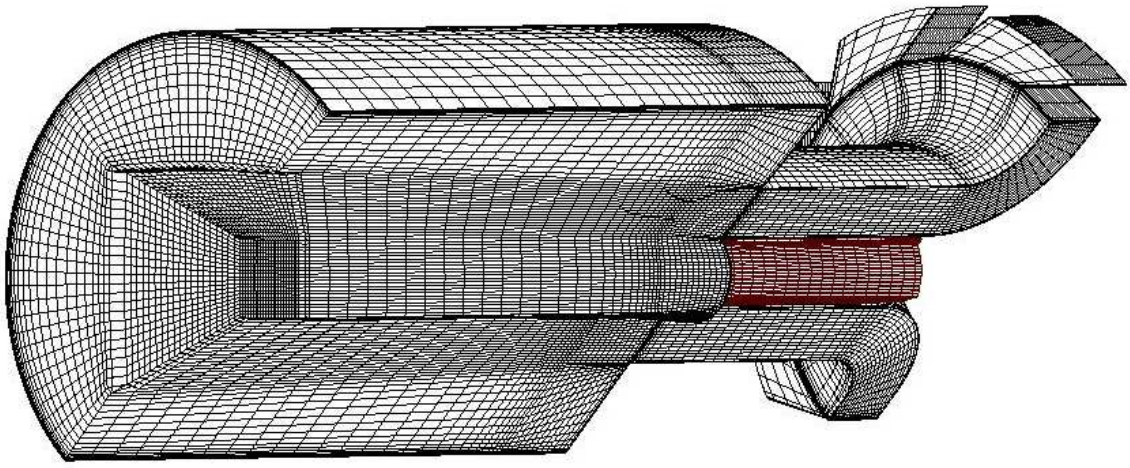

Abbildung 6.15: Vorderer Teil des Rechengitters der ersten Konfiguration der Rohrbrennkammer (jeder 2. Punkt gezeigt)

Informationen bringt, weggelassen. Da im blockstrukturierten Strömungslöser FASTEST keine „hängenden Knoten“ zugelassen sind, ziehen sich lokale Verfeinerungen

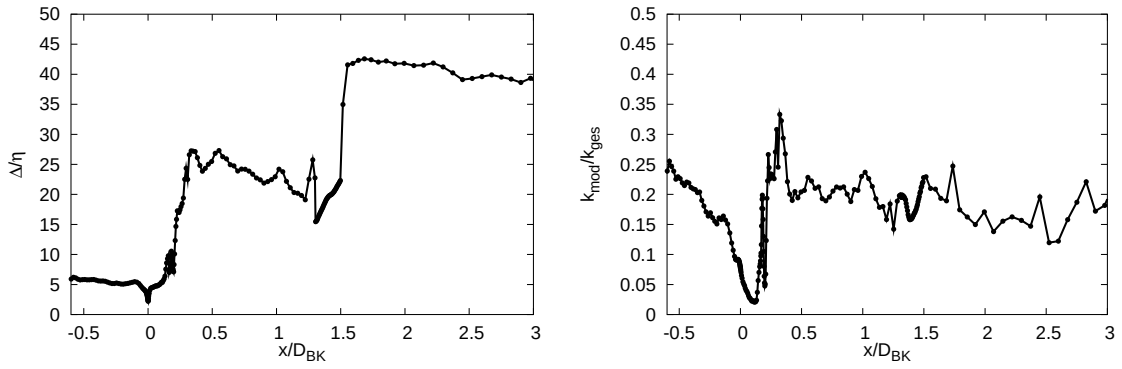

Abbildung 6.16: Abschätzung der Gitterauflösung mit Hilfe zweier unabhängiger Methoden

durch das gesamte Strömungsgebiet hindurch, wodurch sich die Gesamtkontrollvolumenzahl stark vergrößert. Um einen Kompromiss zwischen Auflösung und Aufwand zu finden, wird jeder der acht Kanäle im Drallerzeuger mit 18 Kontrollvolumen in Umfangsrichtung (also normal zur Wand) diskretisiert. Im sich anschließenden Annulus werden die Zwischenräume mit weiteren 6 Punkten in dieser Richtung vernetzt, so dass sich insgesamt 192 Gitterpunkt in Umfangsrichtung im Annulus und im Brennraum ergeben. Aufgrund der Blockstruktur sind damit in Umfangsrichtung ebenfalls 192 Zellen im Zentralrohr vorgegeben. Damit die Zellendichte im Brennaum durch die Vereinigung der beiden Gitterteile nicht unnötig hoch bleibt, wird ein dreidimensionales O-Gitter verwendet, welches einem Pyramidenstumpf ähnelt und am linken Rand von Abb. 6.15 zu sehen ist. Die ursprünglich ebenfalls kreisförmige Zentralstruktur ist bis zu dieser Position schon zu einem Viereck geworden. Durch das dreidimensionale O-Gitter werden nun im Prinzip die Zellen der vier Blöcke aus dem koaxialen Teil des Drallerzeugers eliminiert. Damit können im restlichen Teil der Brennkammer bis zum Auslass hin in radialer Richtung viele Punkte, die nicht unbedingt nötig sind, eingespart werden. Um abschätzen zu können, wie fein das Gitter ist, bzw. ob es für eine LES ausreichend fein ist, werden zwei unabhängige Methoden angewendet. Für beide Methoden müssen allerdings nachträglich Berechnungen mit dem Gitter durchgeführt werden, wodurch der iterative Charakter der Gittererzeugung zum Ausdruck kommt. Bei der ersten Methode wird mit Hilfe der Dissipationsrate ε als erstes die Kolmogorov'sche Mikrolänge η berechnet. Da die Dissipationsrate im Rahmen von k-ε RANS-Modellen (außer in unmittelbarer Wandnähe) meist recht gut vorhergesagt wird, bietet es sich an, das Ergebnis einer solchen Rechnung dafür zu verwenden. Eine Aussage über die Güte der Auflösung kann nun das Verhältnis aus der Filterweite und der Mikrolänge Δ/η bringen. Erfahrungswerte geben vor, dass dieses Verhältnis für eine gut aufgelöste LES bei ca. 10 liegen sollte. Abbildung 6.16 links zeigt dieses Verhältnis entlang der Symmetrieachse der Geometrie. Die beiden Sprünge im Verlauf werden im ersten Fall durch den Übergang vom Zentralrohr in die Brennkammer, im zweiten Fall durch das oben bereits beschriebene dreidimensionale O-Gitter verursacht. Wenn man berücksichtigt, dass die Auflösung auf der Symmetrieachse am höchsten ist, kann die Auflösung des Gitters

Modell	**Drallzahl** S	$\mathbf{U_{b,in}}$ [m/s]	$\mathbf{V_{t,in}}$ [m/s]	$\mathbf{\dot{m}_{koax}}$ [kg/s]	$\mathbf{U_b}$ [m/s]	$\mathbf{\dot{m}_{ges}}$ [kg/s]	**Gitterpunkte** [10^6]
Exp.	1.01	10.4	-	0.089	2.44	0.099	-
KZF1-6D	0.81	10.5	12.5	0.089	2.44	0.099	0.41
LES1-4D	1.02	10.2	14.0	0.087	2.39	0.097	0.38
LES1-6D	1.01	10.4	14.0	0.088	2.41	0.098	0.41
LES1-8D	1.00	10.4	13.9	0.088	2.41	0.098	0.44
HLR1-4D	1.08	10.3	15.2	0.088	2.41	0.098	0.38
HLR1-6D	1.07	10.4	15.1	0.088	2.41	0.098	0.41
LES-4D	0.92	10.3	13.0	0.088	12.5	0.098	3.0
HLR-4D y^+	1.05	10.4	15.3	0.089	2.44	0.099	3.0
HLR-4D y	1.04	10.4	15.1	0.089	2.44	0.099	3.0

Tabelle 6.4: Übersicht über die durchgeführten Rechnungen im Rahmen der ersten Konfiguration der Rohrbrennkammer

im interessierenden mittleren Bereich als nicht hoch, aber ausreichend bezeichnet werden. Im hinteren Teil der Brennkammer wird die Auflösung schlechter, was aber bei dieser relativ geringen Gesamtkontrollvolumenanzahl nicht zu vermeiden ist. Die zweite Methode berechnet den Anteil der modellierten an der gesamten turbulenten kinetischen Energie (modelliert + aufgelöst). Dieser Anteil sollte bei einer guten LES kleiner als 20 % bzw. 0.2 sein. Dem Bild in Abb. 6.16 rechts nach zu urteilen, liegt das Gitter im interessanten Bereich damit am oberen Rand einer guten Auflösung. Interessanterweise entfällt der zweite Sprung, der mit dem O-Gitter in Verbindung steht in diesem Verlauf. Anscheinend hat die Vergröberung des Gitters in diesem Bereich nicht so einen großen Einfluss auf die Strömungsgrößen. Da das Ziel des hybriden Verfahrens Berechnungen auf groben Gittern sind, werden auch auf dem in alle Richtungen einmal vergröberten Gitter Berechnungen durchgeführt. Zur Untersuchung des Einflusses der Auslassposition werden weiterhin verlängerte und damit auch größere Gitter berücksichtigt, aus Zeitgründen jedoch immer nur auf den vergröberten Gittern, welche mit dem Zusatz „1“ gekennzeichnet sind. Eine Übersicht ist in Tabelle 6.4 gegeben. Die jeweils erreichte Drallzahl S, sowie die anderen dort angegebenen Werte werden im Annulus bei $x = -0.04\,m$ bzw. $x/D_{BK} = -0.2$ bestimmt (vgl. Abb. 6.14). Die Drallzahl stellt dabei das Verhältnis aus Drehimpulsstrom D und Axialimpulsstrom I, normiert mit einer charakteristischen Länge, dar. Im vorliegenden Fall wird als Länge der Radius des Koaxialstromes verwendet:

$$S = \frac{D}{R_{koax} I} \quad \text{mit} \quad D = 2\pi \int_{R_{ax}}^{R_{koax}} \rho\, \overline{u}\, \overline{w}\, r^2 dr \quad \text{und} \quad I = 2\pi \int_{R_{ax}}^{R_{koax}} \rho\, \overline{u}^2 r dr \tag{6.2}$$

Es zeigt sich, dass bei gleichen Einlassbedingungen durchaus unterschiedliche Drallzahlen berechnet werden. Am größten ist die Abweichung bei der k-ε-ζ-f RANS-Rechnungen, bei welchen S deutlich unter dem experimentellen Wert bleibt. Dies

muss sich auch in den Profilen der Geschwindigkeiten an dieser Stelle bemerkbar machen. Eine interessante Position, um sich erste Ergebnisse der Rechnungen anzuschauen, liegt demnach im Annulus bei $x = -0.04\,m$ bzw. $x/D_{BK} = -0.2$. Dort wurden, ursprünglich für eine Simulation ohne Drallerzeuger, Messdaten aufgenommen,

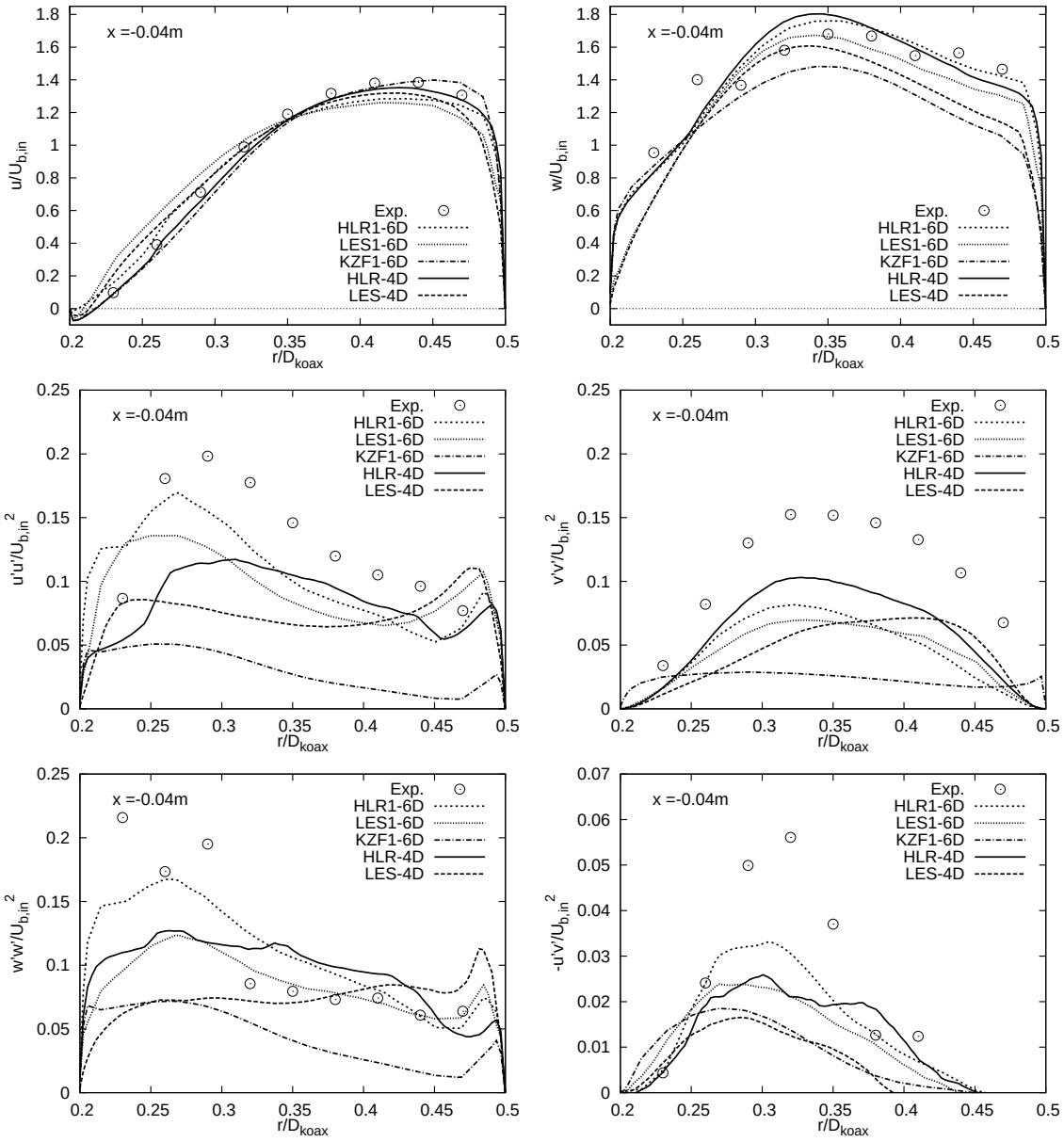

Abbildung 6.17: Gemittelte Axial- und Tangentialgeschwindigkeit sowie Reynoldsspannungen $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$ und $\overline{u'v'}$ bei $x = -0.04\,m$ auf unterschiedlichen Gittern

die als Einlassdaten fungieren sollten. Jetzt, mit der Berücksichtigung des Drallerzeugers bietet sich damit die Gelegenheit, zu kontrollieren, wie gut die Strömung an dieser Stelle hinter dem Drallerzeuger vorhergesagt wird. Da dieser aus vielen Kanälen besteht und damit folglich sehr wanddominiert ist, sind die Erwartungen an das hybride Verfahren besonders hoch. Abbildung 6.17 zeigt die gemittelte Axialge-

schwindigkeit U und die gemittelte Tangentialgeschwindigkeit W an der Messstelle, normiert mit der mittleren Axialgeschwindigkeit U_∞. Auf der Abszisse ist dabei der Radius aufgetragen, normiert mit dem Durchmesser des Koaxialstromes. Aufgrund des inneren Rohres, durch welches der Axialstrom fließt, beginnt das Diagramm bei 0.2. Im Fall des hybriden Modells werden zwei Rechnungen durchgeführt, bei denen eine unterschiedliche Positionierungsstrategie des Interface benutzt wird, zum ersten mit dem dimensionslosen Wandabstand y^+, zum zweiten mit dem Wandabstand y. Beide HLR-Rechnungen liegen sehr dicht beieinander, weshalb nur diejenige mit konstantem Wandabstand dargestellt wird. Insgesamt treffen sie die experimentellen Ergebnisse gut. Im Falle der U-Geschwindigkeit (links) sogar sehr gut. Die Large-Eddy Simulation zeigt deutliche Schwächen, vor allem im Wandbereich des Annulus. Die turbulenten Normalspannungen sowie eine Schubspannung sind ebenfalls in Abb. 6.17 gezeigt. Auch hier präsentiert sich das hybride Verfahren besser als die LES-Rechnung. Die Abweichungen von den Messwerten fallen jedoch deutlich größer aus, als im Fall der gemittelten Geschwindigkeiten. Dies ist keineswegs verwunderlich, denn die Momente 2. Ordnung (Reynoldsspannungen), sind sehr viel schwerer vorherzusagen, als die Momente 1. Ordnung. Sehr interessant ist dabei, dass die Ergebnisse auf den groben Gittern bei LES und HLR jeweils eine Verbesserung gegenüber dem Ergebnis auf dem feineren Gitter darstellen, mit HLR1-6D bezüglich der Spannungen demnach das beste Ergebnis erreicht wurde. Dass es sich bei den Rechnungen auf dem groben Gitter um einen längeren Ausstrom handelt, spielt dabei keine Rolle, die Ergebnisse der groben 4D-Rechnungen sind denen der 6D-Rechnungen sehr ähnlich. Wie anhand der Drallzahl vermutet, wird die Tangentialgeschwindigkeit W im Fall von RANS unterschätzt. Auch die W-Verläufe der anderen Berechnungen stimmen gut mit den Drallzahlen in Tab. 6.4 überein.
Innerhalb der Brennkammer wird die Strömung an verschiedenen Schnitten an unterschiedlichen axialen Positionen verglichen (Abb. 6.14). Um die Ergebnisse übersichtlich zu gestalten, werden die Positionen $x/D_{BK} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6$ ausgewählt. Die U- und die V-Geschwindigkeiten sowie die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ sind in Abb. 6.18 dargestellt. Verglichen werden die experimentellen Daten mit der HLR- und der LES-Rechnung auf dem oben beschriebenen feinen Gitter sowie einer stationären k-ε-ζ-f RANS-Rechnung auf dem gleichen, aber in jede Raumrichtung um den Faktor 2 vergröberten Gitter. Außerdem wird noch eine separate LES-Rechnung (LES-fein), welche nicht den Drallerzeuger, sondern nur ein Stück des Annulus und die Brennkammer berücksichtigt, dort dafür aber eine höhere Auflösung besitzt, gezeigt. In den ersten beiden Schnitten sehen die Ergebnisse aller Rechnungen noch gut aus. Es ist jedoch schon zu erkennen, dass die besten Ergebnisse überraschenderweise von der stationären RANS-Rechnung geliefert werden. Schaut man sich die weiter hinten liegenden Schnitte an, so wird dieser Trend nur verstärkt. Eine besonders große Abweichung der instationären Verfahren ist auf der Mittelachse der U-Geschwindigkeit zu verzeichnen. Während das Experiment und die stationäre Rechnung hier sehr kleine, bzw. auch negative Geschwindigkeiten zeigen, liegen die Geschwindigkeiten der instationären Methoden weit im Positiven. Grund hierfür ist eine Fehlberechnung der Rezirkulationszone.

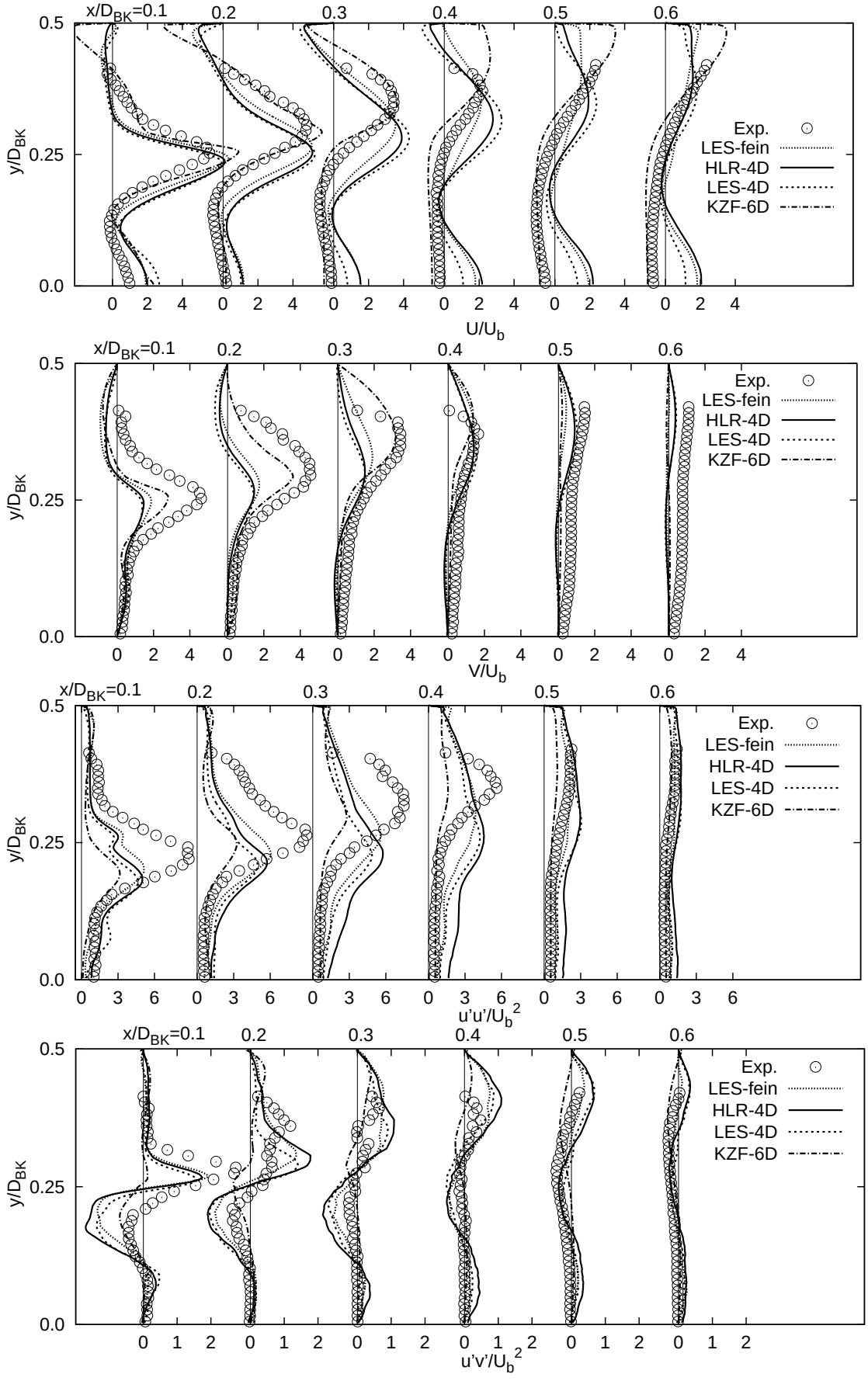

Abbildung 6.18: Gemittelte Geschwindigkeiten sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ des feinen Gitters an verschiedenen axialen Positionen innerhalb der Brennkammer

Diese ist eigentlich geschlossen, wie es auch in Abb. 6.14 dargestellt ist. Das bedeutet, dass die Geschwindigkeit auf der Mittelachse im Mittel negativ wird. Die RANS-Rechnung erfasst dies, wenn auch die Zone viel lang ist (Abb. 6.19 unten). Bei den instationären Rechnungen ist das anders. Die freie Rückströmzone ist nicht geschlossen, sondern die reine Axialströmung, die aus dem Zentralrohr austritt, strömt ungehindert durch diese Zone hindurch. Damit ist ein Hauptbestandteil der Strömung nicht richtig erfasst, womit die gemittelten Profile nicht mit den Experimenten übereinstimmen können. Gleichermaßen zeigen sich dadurch auch bei den Spannungen (Abb. 6.18) einige Unterschiede. Im direkten Vergleich zwischen LES und HLR ergibt sich im Gegensatz zu der Position im Annulus kein so wesentlicher Unterschied. Beide zeigen ein sehr ähnliches Ergebnis in allen Verläufen. Eine mögliche Ursache

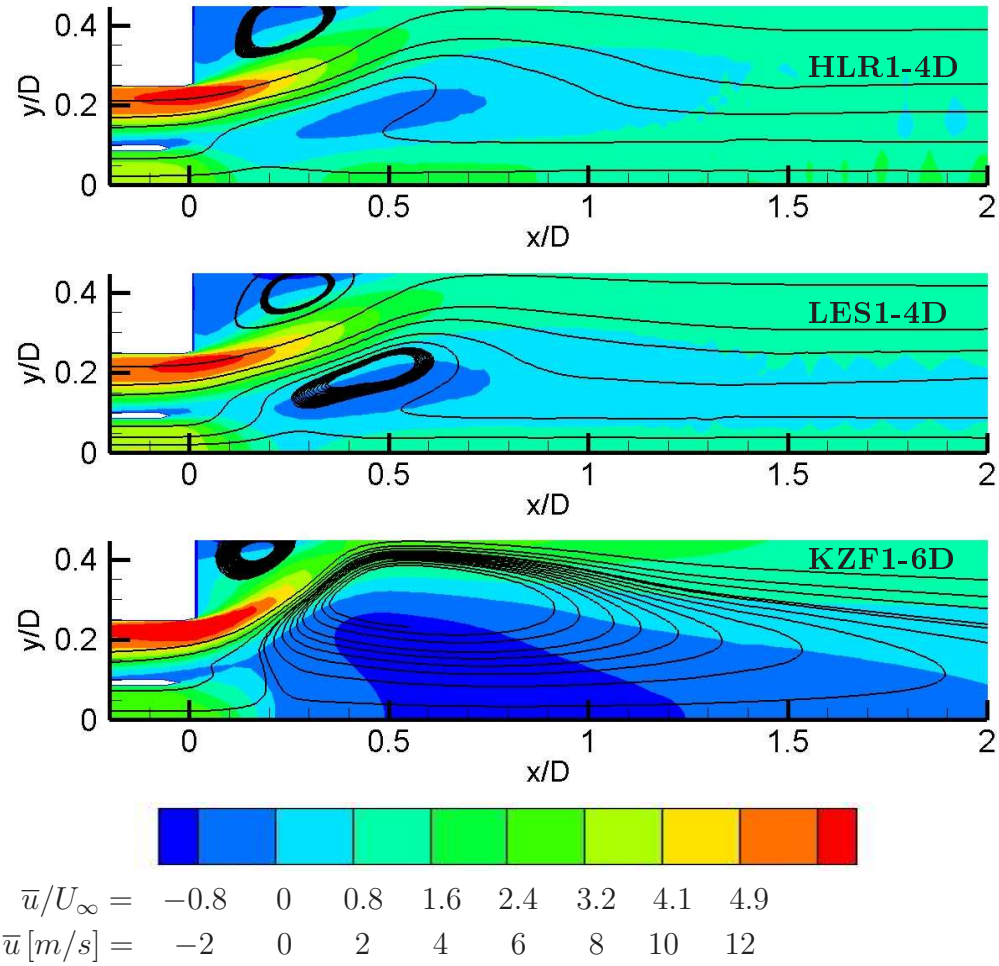

Abbildung 6.19: Gemittelte Axialgeschwindigkeit (nur obere Hälfte) verschiedener Rechnungen im Fall der Rohrbrennkammer

für das Versagen der instationären Methoden ist eine nicht ausreichende Auflösung. Abbildung 6.18 illustriert jedoch, dass auch bei der mit LES-fein gekennzeichneten Berechnung, bei der die Kontrollvolumenanzahl im Bereich der Brennkammer ca. doppelt so hoch ist, das gleiche Problem auftritt.

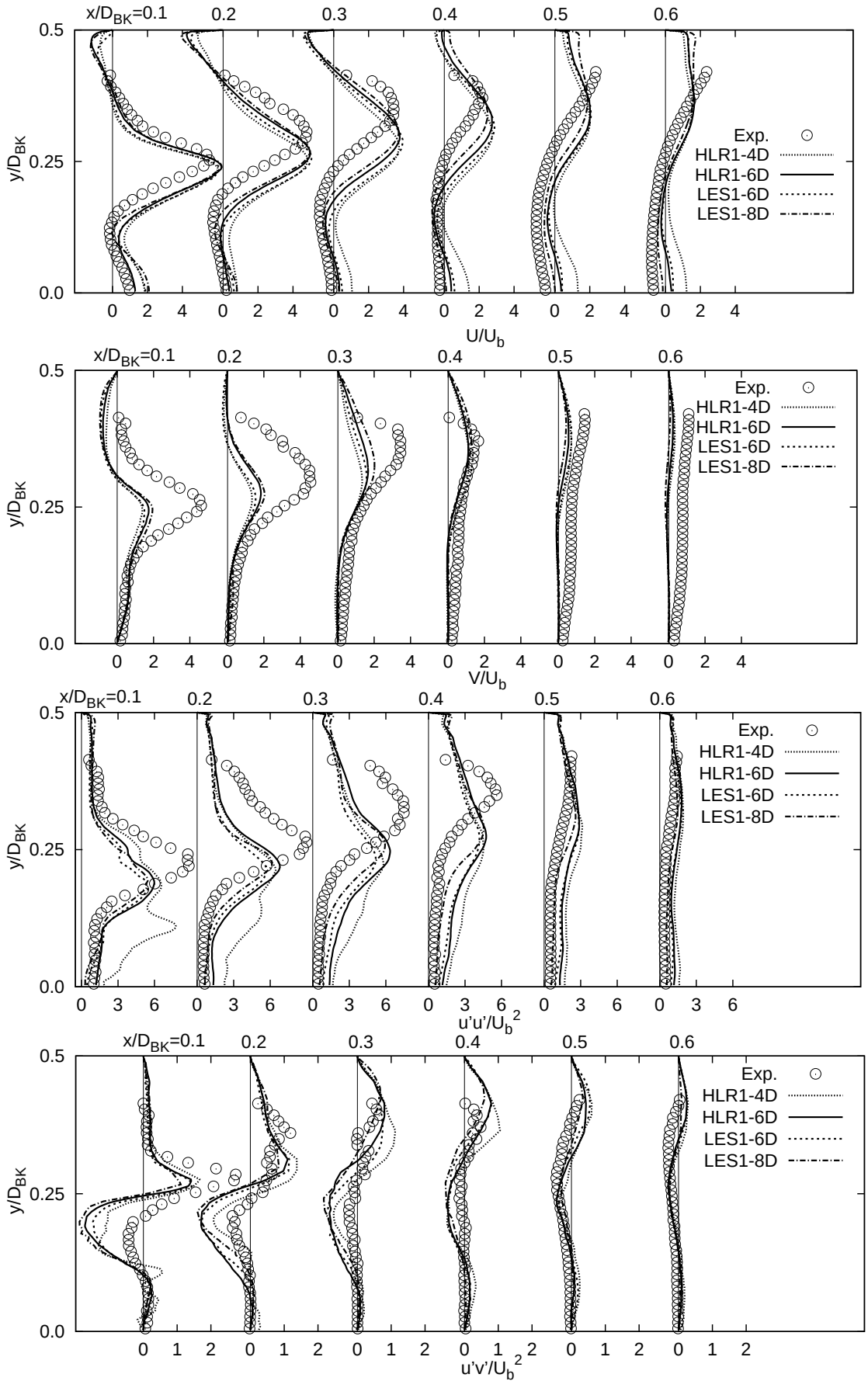

Abbildung 6.20: Gemittelte Geschwindigkeiten sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ des groben Gitters an verschiedenen axialen Positionen innerhalb der Brennkammer

Weiterhin ist es möglich, dass die Auslassrandbedingung Probleme bereitet. Wie schon vorher erwähnt, schließt sich im Experiment an das Ende der Brennkammer ein ca. $6\,m$ langer Schlauch an, der möglicherweise einen Einfluss auf die Strömung hat, welcher mit der konvektiven Randbedingung nicht abgebildet werden kann. Um diesen Einfluss zu untersuchen werden Berechnungen mit verlängerten Brennkammern durchgeführt. Aus Rechenzeitgründen erfolgt diese Studie jedoch nur auf dem groben Gitter, welches ein Achtel der Gitterpunkte des feinen Gitters umfasst. Durch das dreidimensionale O-Gitter ist es möglich, eine Verlängerung der Brennkammer mit vertretbarem Aufwand an Gitterpunkten durchzuführen. Eine Verlängerung um $0.4\,m$, also $2D$, ist mit einem Plus von ca. 240.000 Gitterpunkten zu erreichen. Übertragen auf die vergröberten Gitter bedeutet dies eine Erhöhung um 30.000 Zellen. Das Hauptproblem bei der Verlängerung ist jedoch nicht mit der Erhöhung der Zellenanzahl, sondern mit der Vergrößerung der Länge und damit der Erhöhung der Druchflusszeit gegeben. In der praktischen Umsetzung wird an das bestehende $4D$-Gitter ein weiterer O-Gitterblock mit der gewünschten Verlängerung angehängt und mit einer mittleren Geschwindigkeit initialisiert. Rechnet man mit dieser Aus-

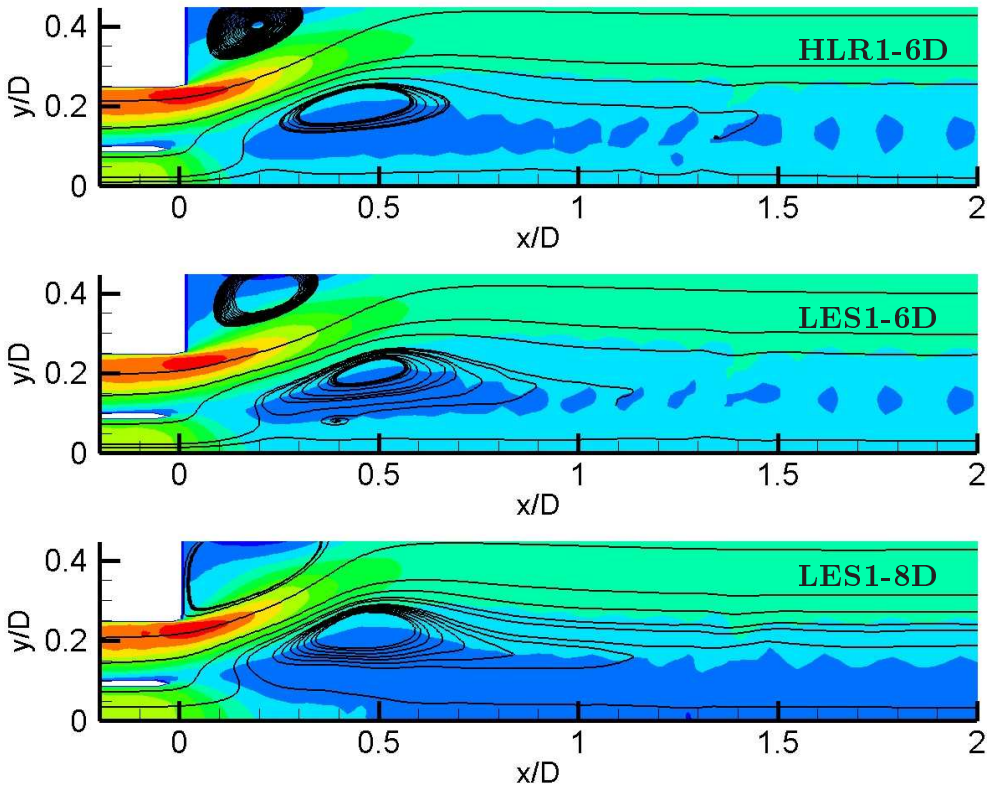

Abbildung 6.21: Gemittelte Axialgeschwindigkeit (nur obere Hälfte) verschiedener Rechnungen mit unterschiedlichen Ausstrompositionen im Fall der Rohrbrennkammer

gangskonfiguration weiter, so zeigt sich, dass sich eine geschlossene Rückströmzone einstellt, so lange die ursprünglich am Ausstrom gelegene Strömung das neue Ende der Kammer noch nicht erreicht hat. Sowie der neue Ausstrom erreicht wird, stellt

sich wieder die alte Topologie ein. Die Verlängerung des Ausstroms bringt zwar dennoch eine Verbesserung in der Art, dass die Geschwindigkeit auf der Mittelachse näher an Null rückt (vgl. Abb. 6.20) und im Fall des längsten Ausstromes ($8D$) sogar leicht im negativen Bereich bleibt, allerdings schließt sich dann die Zone im hinteren Bereich nicht mehr, sondern bleibt bis zum Auslass hin negativ im Bereich der Symmetrieachse. Auch bei einer weiteren Verlängerung auf $10D$ bleibt die Zone bis zum Auslass hin offen. Das Beschriebene ist in Abb. 6.21 gut zu erkennen. Beim Schritt von $6D$ auf $8D$ verschwindet die durchgängige Stromlinie in der Nähe der Symmetrieachse. Die dafür von hinten kommende Stromlinie sowie die Farbkontur in diesem Bereich zeigen an, dass dort überall negative Geschwindigkeiten vorherrschen.
Eine weitere mögliche Fehlerursache liegt in der Wahl der Betriebspunktes selbst. Abbildung 6.22 zeigt die experimentell ermittelte Axialgeschwindigkeit in der Brennkammer. Man sieht zwei Messfenster, die nacheinander, möglicherweise auch an zwei verschiedenen Tagen aufgenommen wurden. Zum einen fällt auf, dass der Übergang zwischen beiden Fenstern sehr sprunghaft bzw. ungleichmäßig ist, was bedeutet, dass an direkt benachbarten Punkten bei einer erneuten Messung andere Geschwindigkeiten gemessen werden wie vorher. Zum anderen liegt der betragsmäßig größte negative Geschwindigkeitswert nicht auf der Mittelachse, sondern etwas oberhalb davon. Beides deutet darauf hin, dass es sich hierbei um einen nicht hundertprozentig stabilen Betriebszustand handelt, bei dem die Rückströmzone nicht vollständig ausgebildet ist. Ein solcher Betriebszustand wäre sehr empfindlich gegenüber kleinsten

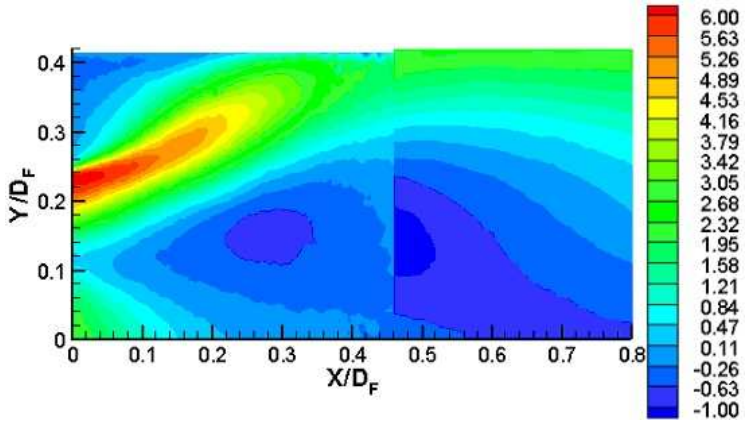

Abbildung 6.22: Gemittelte axiale Geschwindigkeit der beiden experimentellen Messfenster [48]

Störungen oder Ungenauigkeiten bei der Berechnung oder der Vorgabe der Randbedingungen. Da alle instationären Verfahren schlechte Ergebnisse liefern, ist es nicht möglich, einen generellen Vorteil der hybriden Verfahren gegenüber der LES auszumachen, obwohl das HLR-Verfahren am Einlass sehr gute Ergebnisse liefert. Aus diesem Grund wird für weiterführende Rechnungen ein anderer Betriebspunkt vorgeschlagen, der von der Axialgeschwindigkeit des Experimentes her gesehen sehr viel stabiler zu sein scheint (vgl. Tabelle 6.3). Bei dieser Konfiguration können außerdem Mischungsdaten verglichen werden.

6.2.2 Berechnung der zweiten Konfiguration

Der Unterschied dieser Konfiguration gegenüber der ersten besteht im höheren Koaxialmassentrom. Dadurch sollte sich im Bereich der Rückströmzone ein stabilerer Zustand einstellen. Aufgrund der relativ hohen Auflösung des Gitters im Bereich des Koaxialstromes bei der ersten Konfiguration wird trotz des höheren Massenstroms, welcher direkt einer höheren Geschwindigkeit entspricht, in diesem Bereich des Gitters keine Veränderung vorgenommen. Im Bereich des Brennraums war bezüglich des Gitters bei der ersten Konfiguration die Strömungsrichtung x die Hauptproblemrichtung, in welcher die Zellen vor allem im hinteren Bereich sehr gestreckt waren. Aus diesem Grund wird das neue Ausgangsgitter in dieser Richtung verfeinert und besteht damit bei einer Länge von $6D$ aus ca. 5.7 Millionen Kontrollvolumen. Aus Rechenzeitgründen wird im Folgenden immer das vergröberte Gitter verwendet, welches nur einem Achtel, also ca. 720.000 Kontrollvolumen entspricht.

Modell	**Drallzahl** S	$\mathbf{U_b}$ [m/s]	$\mathbf{\dot{m}_{ges}}$ [kg/s]	**Gitterpunkte** [10^6]
Exp.	1.12	5.69	0.231	-
KZF1-6D Ausgangskonfiguration	0.87	5.79	0.235	0.72
KZF1-9D Erweiterung	0.81	5.81	0.236	0.94
KZF1-9D Verengung	0.81	5.81	0.236	0.81
KZF1-9D Platten	0.81	5.81	0.236	0.83
KZF1-9D Verlängerung	0.81	5.81	0.236	0.83
LES1-6D Ausgangskonfiguration	0.94	5.81	0.236	0.72
LES1-9D Erweiterung	0.92	5.81	0.236	0.94
LES1-9D Platten	0.91	5.81	0.236	0.83
LES1-9D Verlängerung	0.91	5.81	0.236	0.83
HLR1-9D Verlängerung	1.05	5.79	0.235	0.83

Tabelle 6.5: Übersicht über die durchgeführten Rechnungen im Rahmen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer

Bezüglich der Randbedingungen gibt es gegenüber der ersten Konfiguration nur die Änderung, dass die vorgegebene Geschwindigkeit im Koaxialring erhöht wird, um dort den höheren Massenstrom zu gewährleisten. Im Experiment ist damit gleichzeitig eine leichte Erhöhung der Drallzahl verbunden. Diese Erhöhung lässt sich im Fall der numerischen Berechnungen anhand eines Vergleichs der RANS-Rechnungen (KZF1-6D) aus Tabelle 6.4 mit Tabelle 6.5, welche eine Übersicht über die insgesamt durchgeführten Berechnungen gibt, ebenfalls erahnen. Der vorherige Wert der vergleichbaren Berechnung der ersten Konfiguration beträgt nur $S = 0.81$. Weiterhin kann man beobachten, dass mit einer weiteren Verlängerung der Kammer auf $9D$ bei sonst gleichen Bedingungen eine Abnahme der Drallzahl zu verzeichnen ist. Dies kann vom Trend her auch für LES und HLR in Tabelle 6.4 beobachtetet werden, wenn auch die Änderung nicht so stark ausfällt wie bei KZF im aktuellen

Fall. Gemäß des höheren Massenstroms steigt auch die daraus ermittelte mittlere Geschwindigkeit U_b, welche zur Normierung der Geschwindigkeiten und Spannungen verwendet wird, annähernd auf den doppelten Wert an. Insgesamt gesehen liegt dieser Wert etwa 2% über dem des Experiments, ist aber für alle Berechnungen relativ konstant. Der Grund für die durchgeführten unterschiedlichen Geometrievariationen (Abb. 6.23) ist darin zu sehen, dass sich die Annahme einer Verbesserung des Problems mit der Rückströmzone durch den höheren Koaxialmassenstrom, nicht bestätigen konnte. Zwar ist die Zone auf der Vorderseite geschlossen, wird also nicht auf der Symmetrie-Achse vom unverdrallten Strahl aus dem Zentralrohr durchstoßen, aber auf der stromab gelegenen Seite reicht sie bis zum Auslass (vgl. Abb. 6.24), welcher im mittleren Bereich folglich negative Geschwindigkeiten aufweist. Versuche der Verwendung einer Nullgradienten-Randbedingung scheiterten aufgrund mangelnder Konvergenz, mit großer Wahrscheinlichkeit genau aus diesem Grund. Auch eine Verlängerung der Kammer auf $9D$ konnte die negativen Geschwindigkeiten in der Auslassebene nicht beseitigen. Die nächstliegende Vermutung bezüglich der Problemursache ist der hohe Drall am Austritt in Verbindung mit der verwendeten konvektiven Auslassrandbedingung. Ein Indiz dafür ist zum einen, dass die stationäre RANS-Rechnung mit der Nullgradientenbedingung dieses Problem nicht zeigt, zum anderen, dass im Fall der Ringbrennkammer, bei welcher der Drall durch die rechteckige Geometrie schnell abgebaut wird, keine Probleme dieser Art aufgetreten sind. Eine mögliche Schwachstelle in der Randbedingung ist die Tatsache, dass die eigentliche konvektive Formulierung nur normal zur Auslassebene, meistens also in Strömungsrichtung, angewendet wird (3.51). In den anderen Richtungen kommt die normale Nullgradientenbedingung zum Einsatz. Außerdem wird für den Druck weiterhin die Nullgradientenbedingung verwendet. Besser wäre in diesem Zusammenhang die Möglichkeit zur Vorgabe eines Druckprofils am Auslass, denn mit dem Drall in der Strömung muss auch eine radial variierende Druckverteilung verbunden sein. Ähnliche Probleme mit der konvektiven Auslassrandbedingung bei Berechnungen von Drallströmungen mit LES wurden bereits 1998 von Pierce und Moin [50] angetroffen. Um den Effekt der im Experiment stromab vorhandenen Beruhigungskammer auf die Strömung abzubilden, fügten sie eine weitere Expansion an das vorhandene Rechengebiet an, was in ihrem Fall zu einem komplett anderen, mit dem Experiment aber viel besser übereinstimmenden, Ergebnis führte. Die Idee, auch im vorliegenden Fall eine Rohrerweiterung an das Rechengebiet anzuhängen, hängt damit zusammen, dass der im Experiment verwendete Abluftschlauch nach $6\,m$ Länge ins Freie geleitet, also ins Unendlichen expandiert, wurde. Dabei wird natürlich auch der Drall vernichtet. Um die Rechenzeit nicht zu groß werden zu lassen, wird ein Durchmesser von $D^* = 5D$, also ein Flächenverhältnis von $1 : 25$ gewählt. Damit sollte eine Expansion ins Unendliche bei vertretbarem Aufwand simuliert werden können. Bei der zusätzlichen Länge ist wiederum ein Kompromiss notwendig. Damit sich die Strömung nach der Expansion ausreichend beruhigen kann, wird eine zusätzliche Länge von $5D$ bzw. $1\,m$ gewählt. Da das Verhalten von LES und HLR bezüglich dieses Problems das gleiche ist, werden die Variationen zunächst nur mit LES durchgeführt.

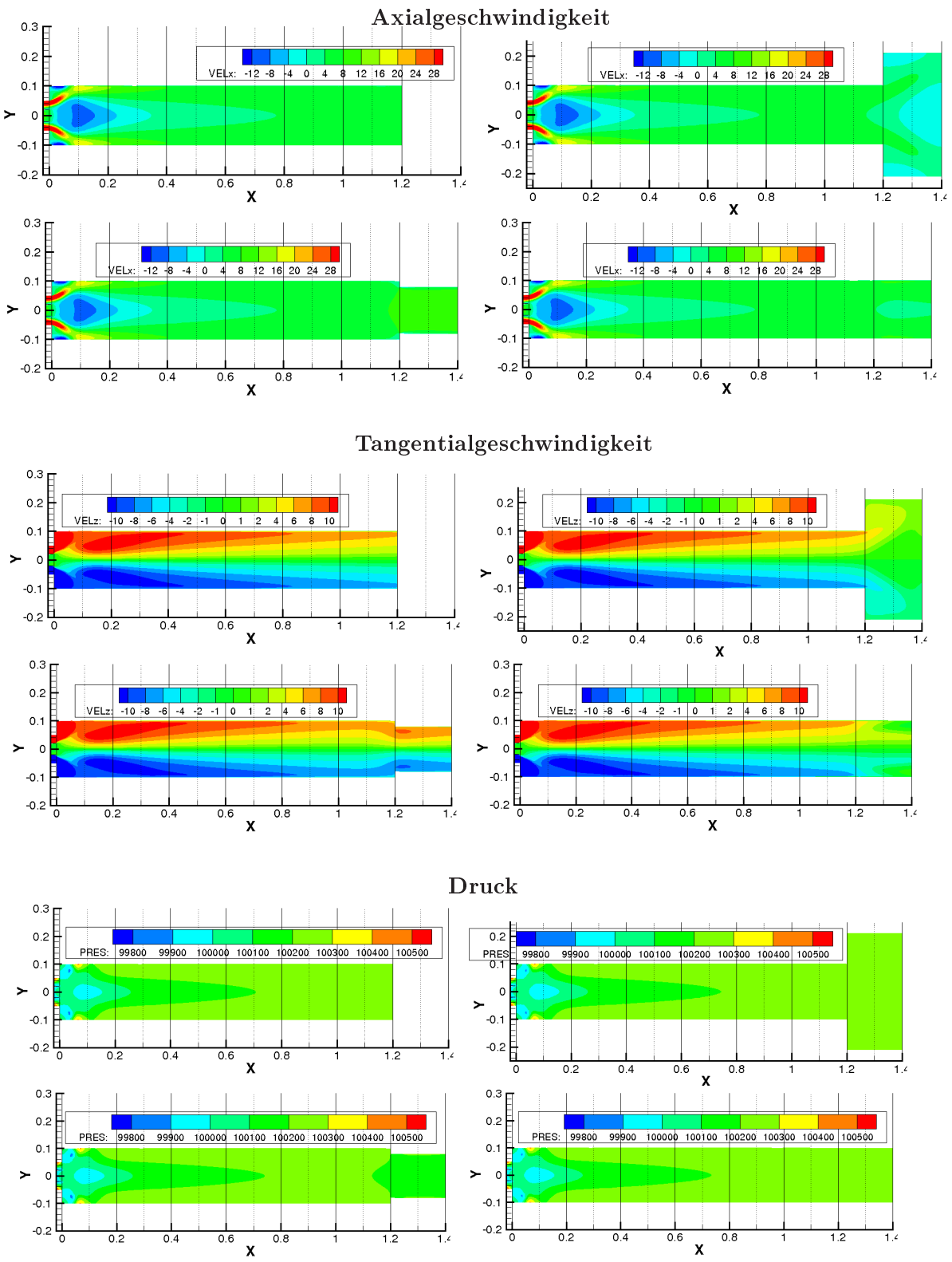

Abbildung 6.23: RANS-Ergebnisse der Geometrievariationen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer (Ausgangskonfiguration, Erweiterung, Verengung, Platten)

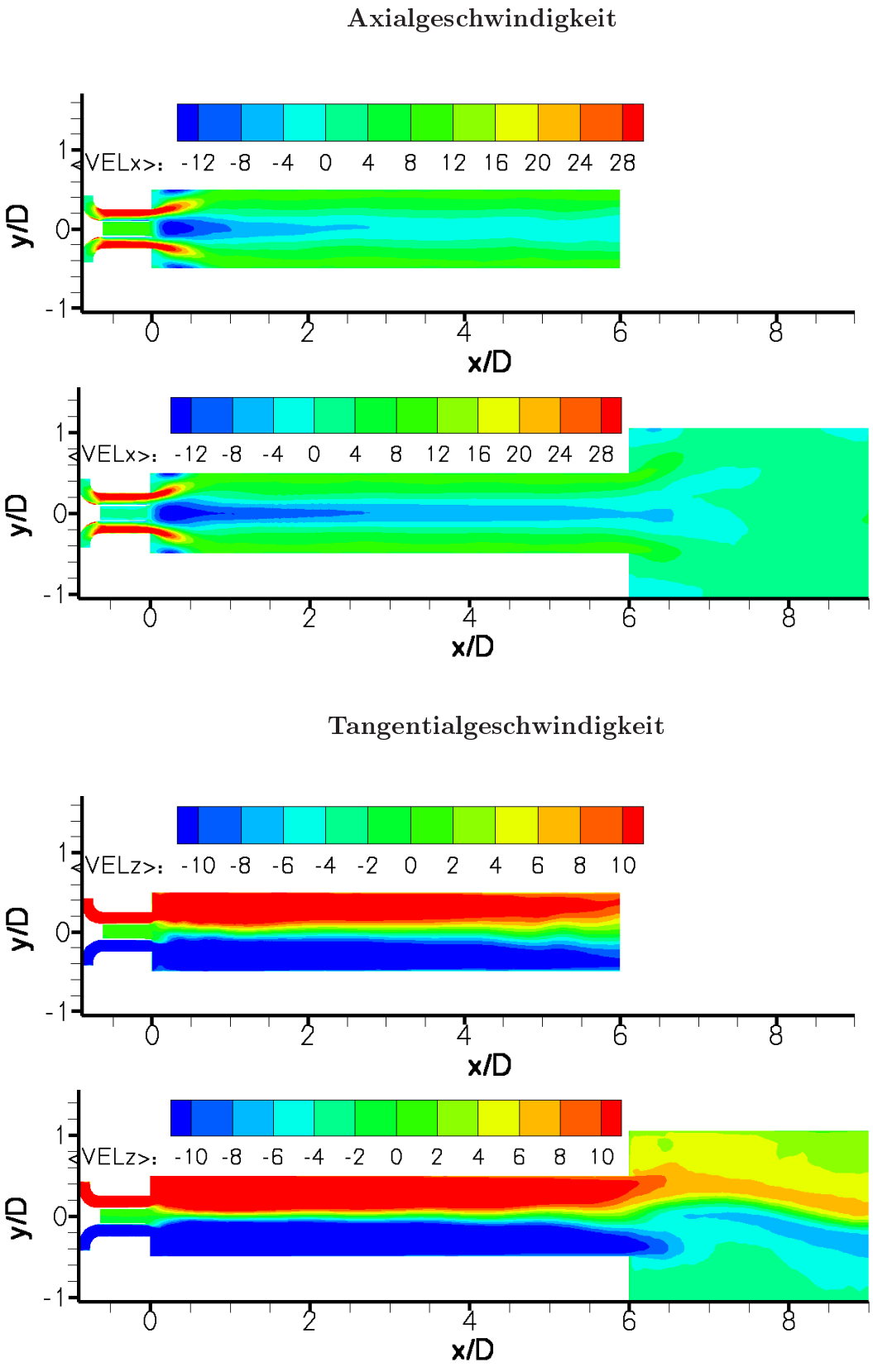

Abbildung 6.24: LES-Ergebnisse der Geometrievariationen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer (Ausgangskonfiguration, Erweiterung, Platten)

Die beschriebene Berechnung konnte jedoch nicht zur Konvergenz gebracht werden, dafür hätte die Länge des angesetzten Rohrstücks um ein Vielfaches größer sein müssen. Aus diesem Grund wird ein kleineres Durchmesserverhältnis verwendet, welches so gewählt ist, dass der durch die Expansion auftretende Totaldruckverlust dem der Rohrreibung auf $6\,m$ entspricht. Bei einer angenommenen Widerstandszahl von $\lambda = 0.02$ ergibt sich damit $D^* = 2.105D$ bzw. $D^* = 0.421\,m$. Abbildung 6.23 veranschaulicht anhand der RANS-Rechnung, dass auch schon mit diesem relativ kleinen Durchmesserverhältnis die Stärke des Dralls erheblich reduziert werden kann. Die Bilderfolge zeigt gut das Zusammenspiel zwischen abnehmendem Drall und zunehmendem Druck im Bereich der Rohrmitte. Dieser effektive Druckanstieg in Strömungsrichtung ist für die Schließung der Rückströmzone verantwortlich. Da der Drall in der Nähe des Ausstromes jedoch ohnehin schon relativ stark abgeschwächt ist, machen sich die Geometrieänderungen im hinteren Bereich so gut wie nicht bemerkbar. Gleiches wurde auch von Pierce und Moin [50] beobachtet. Anders ist das im Fall der LES-Berechnung. Hier tritt zwar eine Verbesserung derart ein, dass die Zone nicht mehr bis zum Auslass, sondern nur noch bis kurz hinter die zweite Expansion reicht, sie verlagert sich aber nicht weiter stromauf zu einer der RANS-Rechnung vergleichbaren Länge. Dies war bei Pierce und Moin jedoch der Fall. Möglicherweise ist der Drall im vorliegenden Fall $S = 1.12$ zu stark, bei Pierce und Moin betrug die Drallzahl nur $S = 0.41$. Das Verhalten der LES wird einsichtig, wenn man sich die Tangentialgeschwindigkeit anschaut. Der Drall wird nicht wie bei der RANS-Rechnung zum Auslass hin abgebaut, sondern bleibt nahezu konstant. Dies ist direkt für die Aufrechterhaltung der Rezirkulationszone ebenfalls bis ans Ende verantwortlich, denn dadurch stellt sich auf der Symmetrieachse kein ansteigender Druckgradient wie im Fall von RANS ein. Erst durch die Verminderung der Tangentialgeschwindigkeit aufgrund des größeren Radius schließt sich im Fall von LES die Zone. Ein ähnliches Verhalten kann dadurch erreicht werden, dass der Drall im angehängten Teil zwangsweise dadurch abgebaut, dass parallel zur Mittelachse der Länge nach gleichmäßig über den Umfang verteilt vier Wände mit einer Höhe von $0.25D$ eingefügt werden. Wie Abb. 6.23 anhand der RANS-Rechnung illustriert, wird analog der Erweiterung die Rückströmzone geschlossen, sowie der Drall abgebaut wird. Die Zone wandert jedoch nicht weiter stromauf. Auch die Verwendung einer Verengung anstelle einer Erweiterung, was von Escudier und Keller [17] untersucht wurde, bringt keine Verbesserung der Situation. Das Ergebnis der RANS-Rechnung im vorderen Bereich zeigt sich insgesamt ebenfalls von den Veränderungen der Geometrie unbeeindruckt, wie anhand von Abb. 6.23 zu erkennen ist. Weder die Länge der Rückströmzone, noch die Druckverteilung werden merklich beeinflusst. Da im Rahmen der Arbeit keine weiteren Untersuchungen durchgeführt werden konnten, werden für die quantitativen Vergleiche in Abb. 6.25 im Fall von HLR und LES schließlich die Ergebnisse der lediglich auf $9D$ verlängerten Brennkammer verwendet. Für weitere Untersuchungen sollte zuerst versucht werden, bei der niedrigeren Drallzahl von $S \approx 0.6$, bei welcher ohne Erweiterung ein ähnliches Verhalten wie bei $S > 1$ berichtet wird, mit Expansion eine zu Pierce und Moin analoge Verbesserung zu erreichen.

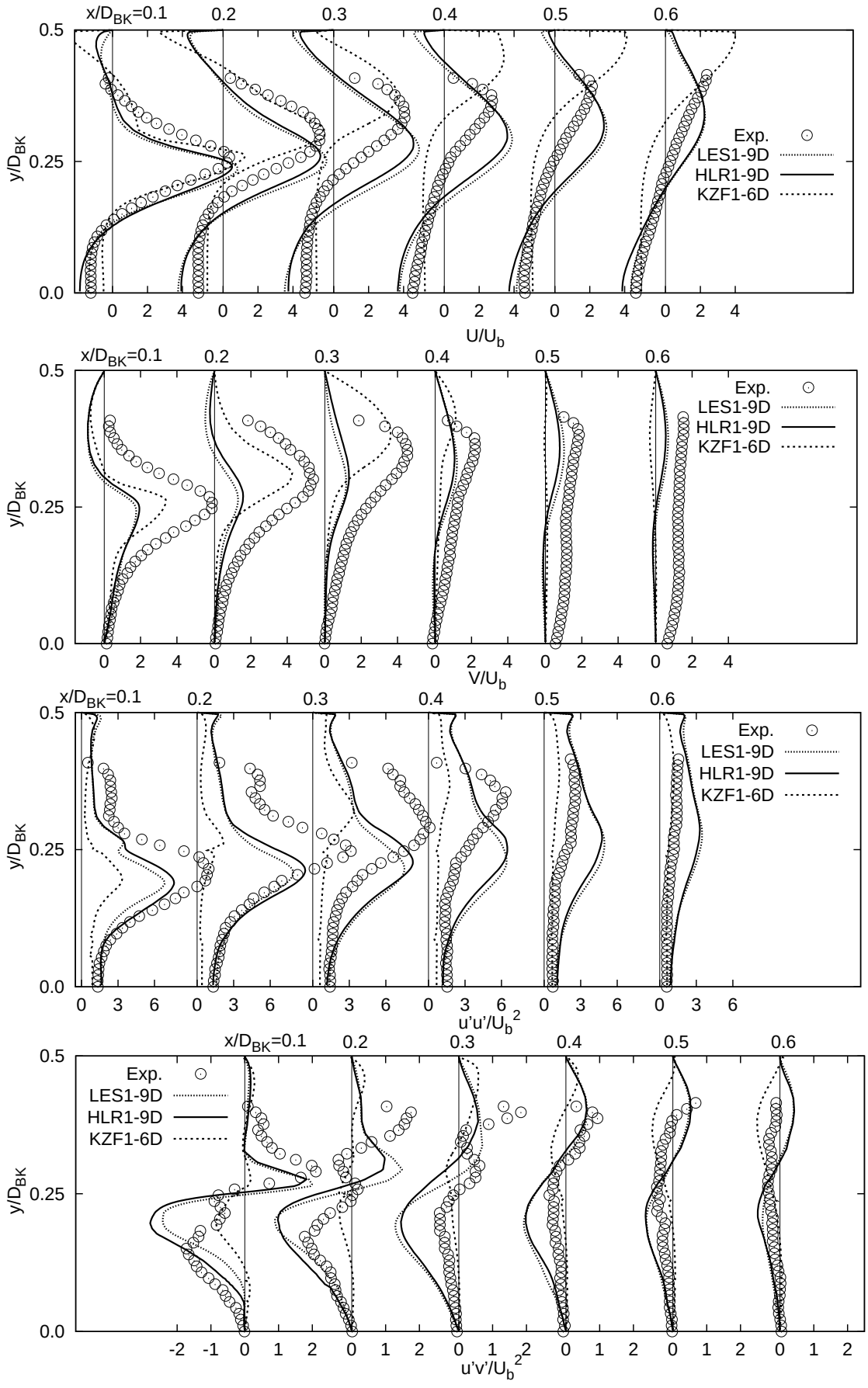

Abbildung 6.25: Gemittelte Geschwindigkeiten sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ des groben Gitters an verschiedenen axialen Positionen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer

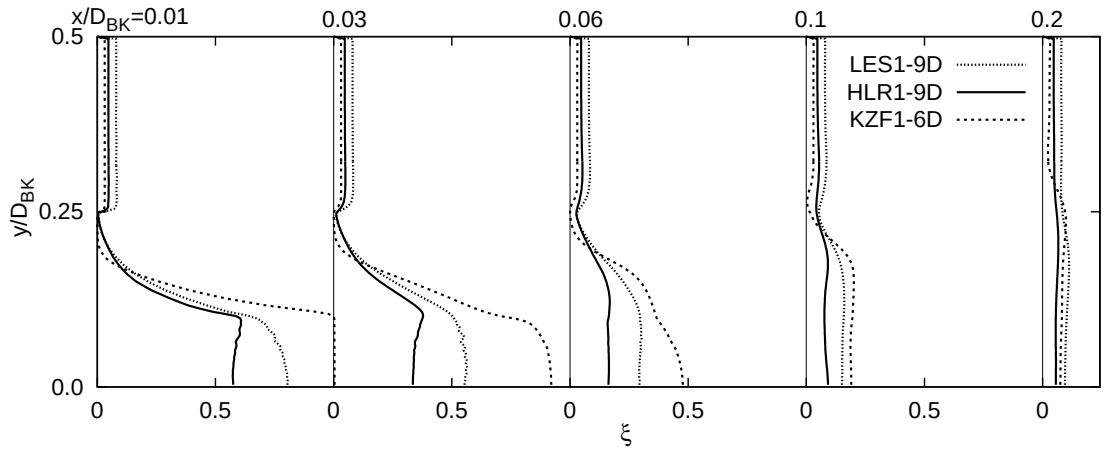

Abbildung 6.26: Gemittelter Mischungsgrad ξ der Rohrbrennkammer

Tritt diese ein, sollte auch im Fall von $S > 1$ mit Variationen des Durchmesserverhältnisses und größerer zusätzlicher Länge eine Verbesserung erreicht werden können. Da bei den in Abb. 6.25 gezeigten Ergebnissen von LES und HLR die Zone folglich noch bis zum Auslass reicht, werden auch die gemittelten Geschwindigkeiten und Spannungen nicht so gut erfasst wie bei der RANS-Rechnung, in diesem Fall mit dem k-ε-ζ-f-Modell. Wie bei der ersten Konfiguration bleibt der Unterschied zwischen LES und HLR insgesamt sehr gering.
Mit der nicht korrekten Abbildung der Rezirkulationszone stellt sich auch bei den Mischungsgradverläufen ein falsches Bild ein, denn es werden im Prinzip keine Fluidteilchen stromauf zurücktransportiert.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der dargestellten Arbeit wurde eine zonale hybride LES/RANS-Methode für den Impuls-, Wärme- und Stofftransport entwickelt und in den Strömungslöser FASTEST implementiert. Mit diesem Verfahren ist es möglich, beliebige Grobstrukturmodelle (LES) mit unterschiedlichen statistischen Modellen (RANS) zu koppeln, um damit in Wandnähe eine bessere Beschreibung der Strömung zu erreichen. Konkret wurde dabei auf LES-Seite das Nullgleichungsmodell nach Smagorinsky in der ursprünglichen und in der dynamischen Form sowie das Eingleichungsmodell nach Yoshizawa verwendet. Auf RANS-Seite kamen im Bereich der Zweigleichungsmodelle das Chien-Modell, das Launder-Sharma-Modell und ein auf der homogenen Dissipation basierendes k-ε_h-Modell zum Einsatz. Als fortgeschritteneres Modell wurde das Viergleichungsmodell k-ε-ζ-f verwendet.
Schlüsselfrage bei der Kopplung sind die Maßnahmen und Verfahren in Bezug auf die Trennfläche zwischen den beiden Methoden. Diesbezüglich wurden in der Arbeit drei Verfahren vorgeschlagen. Als erstes ist ein indirektes oder auch implizites Blenden zu nennen, welches auf einfache aber effektive Weise einen möglichst kontinuierlichen Übergang der RANS-Werte zur LES-Seite ermöglicht. Der zweite wesentliche Punkt ist die Verwendung einer speziellen „forcing“-Technik, welche durch Erzeugung künstlicher, korrelierter Fluktuationen den Informationsverlust durch die starke Dämpfung in der RANS-Schicht ausgleicht. Dabei wurde wie auch im ersten Fall vor allem Wert auf Einfachheit, Effizienz und die Anwendbarkeit im Fall komplexer Geometrien gelegt. Der dritte Punkt ist die Verwendung einer variablen, im Laufe der Rechnung sich selbst adaptierenden Trennfläche. Zur Positionierung der Trennfläche wurden mehrere Möglichkeiten im Programm vorgesehen.
Mit Hilfe zahlreicher Testfälle wurde die Tauglichkeit des Verfahrens in den unterschiedlichsten Strömungskonfigurationen und Situationen untersucht. Dabei wurden sowohl Fälle mit niedrigen, als auch mit hohen Reynoldszahlen, von ihrer Struktur her ein-, zwei- und dreidimensionale, isotherme und temperaturabhängige sowie Probleme mit konstanten und variablen Stoffwerten untersucht. Es stellte sich heraus, dass das LES/RANS-Verfahren vielversprechende Ergebnisse liefert, die in vielen Fällen eine erhebliche Reduzierung der Gitterpunkte im Vergleich zu einer reinen

LES erlauben. Bezüglich der räumlichen Auflösung sind Vergröberungen um einen Faktor von ca. 4 - 8, bezüglich der zeitlichen Auflösung eine Erhöhung der Schrittweite um einen Faktor von 2 - 4 bei vergleichbarem Ergebnis möglich. Insbesondere bei integralen und wandbezogenen Werten zeigt sich beim hybriden Verfahren mit geringfügiger Erhöhung des Aufwands eine deutliche Verbesserung gegenüber der LES auf dem gleichen Gitter.
In der Anwendung auf zwei reale Brennkammergeometrien inklusive Drallerzeuger ließ sich dieses Verhalten bestätigen, so dass ein wertvolles Werkzeug für die Berechnung geschaffen werden konnte. Der größte Vorteil liegt bei den aus dem Drallerzeuger kommenden Profilen und bei den turbulenten Scheinspannungen innerhalb der Kammer, welche nicht die für grobe LES typische starke Überbewertung zeigen. Zusätzlich zu den temperaturbehafteten Strömungen im Rahmen der Testfälle, kamen im Fall der Brennkammergeometrien noch Mischungsuntersuchungen hinzu.
Im Hinblick auf zukünftige Arbeiten ist zu nennen, dass die Implementierung des Verfahrens sicherlich noch optimiert werden kann, so dass weniger zusätzlicher Speicher allokiert werden muss und der Rechenzeitüberschuss im Vergleich zu LES minimiert werden kann. Außerdem wäre es interessant, noch weitere Modellkombinationen zu untersuchen. Ein nächster Schritt bezüglich der Konfigurationen könnte der Einsatz der Methode in einer echten Verbrennungsberechnung mit Bestimmung der Wandtemperaturverläufe sein.

Literaturverzeichnis

[1] Abe, H., Kawamura, H., Matsuo, Y. *Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to* $Re_\tau = 1020$ *with* $Pr = 0.025$ *and* 0.71., Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 404-419, 2004.

[2] Avancha, R. V. R., Pletcher, R. H. *Large eddy simulation of the turbulent flow past a backward-facing step with heat transfer and property variations*, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 23, pp. 601 - 614, 2002.

[3] Baggett, J. S. *On the feasabililty of merging LES with RANS for the near-wall region of attached turbulent flows*, Annual Research Briefs, Center or Turbulence Research, 1998.

[4] Bailly, C., Comte-Bellot, G. *Turbulence*, Ecole Centrale de Lyon, 2001.

[5] Balares, E., Benocci, C., Piomelli, U. *Two-layer approximate boundary conditions for large-eddy simulations*, AIAA Journal 34 (6), 1111, 1996.

[6] Basara, B., Jakirlić, S. *A new hybrid turbulence modelling strategy for industrial CFD*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 42, Issue 1, pp. 89-116, 2003.

[7] Batten, P., Goldberg, U., Palaniswamy, S., Chakravarthy, S. *Hybrid RANS/LES: Spatial-resolution and energy-transfer issues*, TSFP2, Stockholm, Proc., pp. 157-164, 2001.

[8] Bräunling, W. J. G. *Flugzeugtriebwerke*, 2. Auflage, Springer-Verlag, 2004.

[9] Cabot, W., Moin, P. *Approximate wall boundary conditions in the Large-eddy simulation of high Reynolds number flow*, Flow, Turbulence and Combustion, Vol. 63, pp. 269-291, 2000.

[10] Chien, K.-Y. *Prediction of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model*, AIAA Journal, Vol. 20, No. 1, 1982.

[11] *Das große Duden-Lexikon*, Bibliographisches Institut AG, Mannheim, 2. Auflage, Band 4, 1969.

[12] Davidson, L., Billson, M. *Hybrid LES-RANS using synthesized turbulence for forcing at the interface*, ECCOMAS, 2004.

[13] Davidson, L., Dahlström, S. *Hybrid LES-RANS: Computing of the flow around a three-dimensional hill*, ETME, 2005.

[14] Davidson, L., Peng, S.-H. *A hybrid LES-RANS Model based on a one-equation SGS model and a two equation k-ω model*, TSFP2, Stockholm, Vol. 2, pp. 175-180, 2001.

[15] Deardorff, J. W. *A Numerical Study of Three-Dimensional Turbulent channel Flow at Large Reynolds Numbers*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 41, pp. 453-480, 1970.

[16] Durbin, P. A. *Separated Flow Computations with the k-ε-v^2 Model*, AIAA Journal, Vol. 33, No. 4, 1995.

[17] Escudier, M. P., Keller, J. J. *Recirculation in Swirling Flow: A Manifestation of Vortex Breakdown*, AIAA Journal, Vol. 23, No. 1, 1985.

[18] Findeisen, J., Schiffer, H.-P. *Experimental investigation of flow and mixing in a gas turbine combustor model*, accepted for publication at ISABE 2007, Int. Symposium on Airbreathing Engines, Beijing,China, 2007.

[19] Fröhlich, J., Mellen, C. P., Rodi, W., Temmerman L., Leschziner, M. A. *Highly Resolved Large-Eddy Simulation of Separated Flow in a Channel with Streamwise Periodic Constrictions*, J. Fluid Mech., Vol. 526, pp. 19-66, 2005.

[20] Gnirß, M., Findeisen, J., Damaschke, N., Tropea, C., Schiffer, H.-P. *Experimental investigation of coherent flow structures in a gas-turbine combustor model*, accepted for publication at ISABE, Int. Symposium on Airbreathing Engines, Beijing, China, 2007.

[21] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W. *A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model*, Phys. Fluids A, Vol. 3, pp. 1760-1765, 1991.

[22] Gräber, H. *Der Wärmeübergang in glatten Rohren, zwischen parallelen Platten, in Ringspalten und längs Rohrbündeln bei exponentieller Wärmeflussverteilung in erzwungener laminarer und turbulenter Strömung*, IJHMT, Vol. 13, pp. 1645-1709, 1970.

[23] Greenblatt, D., Paschal, K. B., Yao, C. S., Harris, J., Schaeffler, N. W., Washburn, A. E. *A separation control CFD validation test case, Part 1: baseline and steady suction* 2^{nd} AIAA Flow Control Conference, Portland, OR, AIAA - 2004 - 2220, 2004.

[24] Hamba, F. *An approach to hybrid RANS/LES Calculation of channel flows*, Engineering Turbulence Modelling and Experiments - 5, 2002.

[25] Hanjalić, K., Popovac, M., Hadziabdić, M. *A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD*, IJHFF, 2004.

[26] Hanjalić, K. *Turbulence and Transport Phenomena*, Skript zur Vorlesung, Technische Universität Darmstadt, 2005.

[27] Hanjalić, K., Jakirlić, S. *Contribution towards the second-moment closure modelling of separating turbulent flows* Computers and Fluids, 22 (2), pp. 137-156, 1998.

[28] Hanjalić, K., Hadziabdić, M., Temmerman, L., Leschziner, M., *Merging LES and RANS strategies: zonal or seamless coupling*, Direct and Large-Eddy Simulations, V. Kluwer Academic Publishers, pp. 451 - 464, 2004.

[29] Hennecke, D. K. , Wörrlein, K. *Flugantriebe und Gasturbinen*, Skript zur Vorlesung, Technische Universität Darmstadt, 2000.

[30] Hoffmann, G., Benocci, C. *Approximate wall-boundary conditions for large-eddy simulations*, Advances in Turbulence, V. Kluwer Academic Publishers, pp. 222 - 228, 1995.

[31] Jakirlić, S., Hanjalić, K. *A new approach to modelling near-wall turbulence energy and stress dissipation* Journal of Fluid Mechanics, Vol. 539, pp. 139-166, 2002.

[32] Jakirlić, S. *Reynolds-Spannungs-Modellierung komplexer turbulenter Strömungen*, PhD Thesis, Lehrstuhl für Strömungsmechanik, Universität Erlangen-Nürnberg, Herbert Utz Verlag Wissenschaft, München, ISBN 3-89675-215-4, 1997.

[33] Keating, A., Piomelli, U., Bremhorst, K., Nesić, S. *Large-eddy simulation of heat transfer downstream of a backward-facing step*, Journal of Turbulence 5, 2004.

[34] Klein et al. *A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large-eddy simulations*, J. Comp. Physics, Vol. 186, pp. 652-665, 2003.

[35] Kasagi, N., Matsunaga, A. *Three-dimensional particle-tracking velocimetry measurements of turbulence statistics and energy budget in a backward-facing step flow*, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 16, pp. 477-485, 1995.

[36] Launder, B. E., Sharma, B. I. *Application of the Energy-Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a spinning Disc*, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131 - 138, 1974.

[37] Launder, B. E., Spalding, D. B. *Mathematical Models of Turbulence*, London: Academic Press, 1972.

[38] Le, H., Moin, P., Kim, J. *Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward-Facing Step*, J. Fluid Mech., Vol. 330, pp. 349-374, 1997

[39] Leith, C. E. *Stochastic backscatter in a subgrid-scale model: Plane shear mixing layer*, Phys. Fluids A2 (3), 1990.

[40] Lund, T., Wu, X., Squires, D. *Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations*, J. Comp. Phys. 140, 233-258, 1998.

[41] Malhorta, A., Kang, S. *Turbulent prandtl numbers in circular pipes*, IJHMT, Vol. 27, pp. 2158-2161, 1984.

[42] Manceau, R., Bonnet, J.-P., Proc. 10th ERCOFTAC/IAHR/COST Workshop on refined turbulence modelling, Poitiers, France, 2002.

[43] Mason, P. J., Thomson, D. J. *Stochastic backscatter in large-eddy simulations of boundary layers*, J. Fluid Mech., Vol. 242, pp. 51-78, 1992.

[44] Mason, P. J., Callen, N. S. *On the magnitude of the subgrid-scale eddy coefficient in large-eddy simulations of turbulent channel flow*, J. Fluid Mech., Vol. 162, pp. 439-462, 1996

[45] Menter, F. R., Kuntz, M., Bender, R. *A Scale-Adaptive Simulation Model for Turbulent Flow Predictions*, 41^{st} AIAA Aerospace Science Meeting & Exhibit, Reno, Nevada, AIAA 2003 - 0767, 2003.

[46] Moin, P., Kim, J. *Numerical Investigations of turbulent channel flow*, J. Fluid Mech., Vol. 118, pp. 341-378, 1982

[47] Moin, P., Squires, K., Cabot, W., Lee, S. *A dynamic subgridscale for compressive turbuence and scalar transport*, Phys. Fluids, 1991.

[48] Palm, R. *Experimentelle Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2006.

[49] Peric, M., Ferziger J.H. *Computational Methods for Fluid Dynamics*, 2. Auflage, Springer-Verlag, 1999.

[50] Pierce, C. D., Moin, P. *Large Eddy Simulation of a Confined Coaxial Jet with Swirl and Heat Release*, 29^{th} AIAA Fluid Dynamics Conference, Albuquerque, NM, June 15 - 18, 1998.

[51] Piomelli, U., Balaras, E., Pasinato, H., Squires, K. D., and Spalart, P. R. *The inner-outer layer interface in large-eddy simulations with wall-layer models*, IJHFF, Vol. 24, No. 4, pp. 538-550, 2003.

[52] Piomelli, U., Ferziger, J., Moin, P. *New approximate boundary condition for large eddy simulations of wall-bounded flows* Phys. Fluids A 6, pp. 1061-1068, 1989.

[53] Pope, S. B. *Turbulente Flows*, Cambridge University Press, 2000.

[54] Sarić, S., Jakirlić, S., Djugum, A., Tropea, C. *Computational analysis of locally forced flow over a wall-mounted hump at high-Re number*, IJHFF, 2006.

[55] Sarić, S., Jakirlić, S., Tropea, C. *A periodically-perturbed backward-facing step flow by means of LES, DES and T-RANS: an example of flow separation control*, ASME Journal of Fluids Engineering 127 (3), pp. 879-887, 2005.

[56] Schäfer, M. *Numerische Berechnungsverfahren im Maschinenbau*, Skript zur Vorlesung Technische Universität Darmstadt, 2000.

[57] Schäfer, M., *Numerik im Maschinenbau*, 1. Auflage, Springer-Verlag, 1998.

[58] Schiestel, R., Dejoan, A. *Towards a new partially integrated transport model for coarse grid and unsteady turbulent flow simulations*, Theor. Comput. Fluid Dyn., Vol. 18, 443, 2005.

[59] Schlichting, H., Gersten, K. *Grenzschicht-Theorie*, 9. Auflage, Springer-Verlag, 1996.

[60] Schumann, U. *Subgrid scale model for finite difference simulations of turbulent flows in plane channels and annuli*, J. Comput. Phys., Vol. 18, pp. 376-404, 1975.

[61] Simpson, R. L., Long, C. H., Byun, G. *Study of vortical separation from an axissymmetric hill*, IJHFF, Vol. 23, Issue 5, pages 582-591, 2002.

[62] Smagorinsky, J. *General Circulation Experiments with the Primitive Equations*, Month. Weath. Rev., Vol. 93, pp. 99-165, 1963.

[63] Spalart, P. R., Jou, W.-H., Strelets, M., Allmaras, S. R. *Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach* Advances in DNS/LES, Greyden Press, 1997

[64] Spurk, J. H., *Strömungslehre*, 4. Auflage, Springer-Verlag, 1996.

[65] Sullivan, P. P., McWilliams, J. C., Moeng, C.-H. *A subgrid-scale model for large-eddy simulation of planetary boundary-layer flows*, Boudary-Layer Met., Vol. 71, pp. 247-276, 1994

[66] Temmerman, L., Leschziner, M., Hanjalić, K. *A-priori studies of a near-wall rans model within a hybrid LES/RANS scheme*, Engineering Turbulence Modelling and Experiments - 5, 2002.

[67] Temmerman, L., Leschziner, M., Hanjalić, K. *A combined RANS-LES Strategy with arbitrary interface location for near wall flows*, TSFP3 Sendai, Japan, 2003.

[68] Temmermann, L., Leschziner, M., Mellen, C., Fröhlich, J. *Investigation of subgrid-scale models and wall-function approximations in Large Eddy Simulation of seperated flow in a channel with streamwise periodic constrictions*, IJHFF, Vol. 24, pp. 157-180, 2003.

[69] Tessicini, F., Li, N., Leschziner, M. *Simulation of three-dimensional separation with a zonal near wall approximation*, ECCOMAS CFD, Netherlands, 2006.

[70] Tropea, C., Damaschke, N., Nobach, H. *Messtechnik I: Grundlagen der Messtechnik*, Band 6, Shaker-Verlag, 2003.

[71] Versteeg, H. K., Malalasekera W. *An introduction to computational fluid dynamics*, 1. Auflage, Prentis Hall, 1995.

[72] Vogel, J. C., Eaton, J. K. *Combined heat transfer and fluid dynamics measurements downstream of a backward-facing step.*, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 107, pp. 922-929, 1985.

[73] Werner, H., Wengle, H. *Large-eddy simulation of the flow over a square rib in a channel*, In Proc. Seventh Symp. Turbulent Shear Flows, pp. 10.2.1 - 10.2.6, Stanfort University, 1991.

[74] Yoshioka, S., Obi, S., and Masuda, S. *Turbulence statistics of periodically perturbed separated flow over backward-facing step.*, IJHFF, Vol. 22, pp. 393-401, 2001.

[75] Yoshizawa, A., Horiuti, K. *A statistically-derived subgridscale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows*, J. Phys. Soc. Jpn., Vol. 54, pp. 2834-2839, 1985.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Aufbau einer Brennkammer aus [29] 6

1.2 Verschiedene Brennkammerarten aus [8] 7

2.1 Beispielhafte Spektren der turbulenten kinetischen Energie und ihrer Dissipationsrate 20

2.2 Verlauf der normierten gemittelten Geschwindigkeit einer Grenzschichtströmung mit $Re_\theta = 7500$ aus [32] 23

2.3 Normierte Spannungen und der isotrope Wert (2/3 k) bei Annäherung an eine Wand für eine Kanalströmung 24

2.4 Übersicht über die klassischen Berechnungsmethoden aus [26] 25

3.1 Zusammenhang zwischen physikalischem und logischem Gebiet ([56]) 40

3.2 Kontrollvolumen (2D) mit Himmelsrichtungsnotation 43

4.1 Verlauf der charakteristischen Längenmaße in Wandnormalenrichtung einer Kanalströmung 60

4.2 Skizze zur Idee des hybriden LES/RANS-Verfahrens 61

4.3 Geometrie der als Testkonfiguration benutzten Kanalströmung 63

4.4 Skizze zu den a-priori-Untersuchungen 64

4.5 Effekt der instationären LES-Daten auf die RANS-Rechnung 66

4.6 Ergebnisse der a-priori-Untersuchungen 67

4.7 Ergebnisse der ersten gekoppelten hybriden LES/RANS-Berechnungen (HLR) ohne spezielle Behandlung am Interface auf dem Gitter 24 x 64 x 36 72

4.8 Ergebnis der analytischen Betrachtung für die Geschwindigkeit U und die Scheinspannung $\overline{u'v'}$ 75

4.9 Skizze zur Idee des blending 77

4.10 Verlauf der verschiedenen Funktionen im Fall des blending auf RANS-Seite (C_μ-blending) 79

4.11 Vergleich der Ergebnisse verschiedener blending-Funktionen auf RANS-Seite auf dem Gitter 24 x 64 x 36 80

4.12 Vergleich von C_μ-, C_s-, C_μ/C_s-blending mit dem Ergebnis ohne blending auf dem Gitter 24 x 64 x 36 81

4.13 Verlauf des Parameters C_μ^{ifce} für unterschiedliche Annahmen an der Trennfläche ((4.18), (4.19), (4.20)) bei aktiver Annahme gleicher modellierter Viskosität (links: ausgewählter Punkt, rechts: gemittelt über alle Interface-Punkte) 83

4.14 Verlauf des Parameters C_μ^{ifce} für verschiedene vereinfachende Annahmen bei aktiver Annahme gleicher totaler Spannungen (links an einem ausgewählten Punkt, rechts gemittelt über alle Interface Punkte) . . . 84

4.15 Vergleich von totalem mit vereinfachtem (bisherigem) C_μ-blending und dem Ergebnis ohne blending auf dem Gitter 24 x 64 x 36 85

4.16 Skizze zum möglichen Verlauf des Interface 86

4.17 Skizze zum Energiehaushalt im Spektralraum bei einer LES 87

4.18 Vergleich von k_{SGS} einer LES-Berechnungen mit Yoshizawa- und Smagorinsky-Modell mit den Abschätzungen (4.32), (4.30) und (4.29) 90

4.19 Vergleich von HLR-Berechnungen mit verschiedenen k_{SGS}-Abschätzungen (4.32), (4.30) und (4.29) auf dem Gitter 24 x 64 x 36 92

4.20 Geschwindigkeiten auf der LES-Seite des Interface im Falle einer hoch aufgelösten LES (links), einer hybriden Rechnung ohne forcing (mitte) und einer hybriden Rechnung mit forcing (rechts) 93

4.21 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) zur Generierung der Zufallszahlen 95

4.22 Unterschiedlichen Mittelungen entsprechende Korrelationsfunktionen für die vereinfachte forcing-Methode 96

4.23 Verlaufs des Parameters γ für verschiedene C_I-Werte während einer kompletten Berechnung im Kanal auf dem Gitter 24 x 64 x 36 98

4.24 Forcing bei verschiedenen Werten für C_I im Kanal mit $y_{ifce} = 0.017$ auf dem Gitter 24 x 64 x 36 98

4.25 Vergleich von Berechnungen mit und ohne forcing im Kanal auf dem Gitter 24 x 64 x 36 100

4.26 Druckbeiwert für zwei verschiedene Interface-Positionen des hybriden LES/RANS-Verfahrens im Fall der Umströmung des dreidimensionalen Hügels 102

4.27 Verlauf der Interface-Position für eine Kanalströmung (links) und für die Strömung über eine zurückspringende Stufe 103

4.28 Vergleich der Regelungsverläufe für die Positionen zur Bestimmung von k^* auf RANS-Seite der Trennfläche, auf LES-Seite und auf dieser Seite eine Zelle weiter ins LES-Gebiet hinein (+1) im Fall der periodischen Hügel 104

4.29 Verschiedene Positionen der Trennfläche bei der Kanalströmung mit $C_I = 1/30$ auf dem Gitter 24 x 64 x 36 105

4.30 Verschiedene Positionen der Trennfläche bei der Kanalströmung mit $C_I = 1/10$ auf dem Gitter 24 x 64 x 36 106

4.31 Skizze zum Schalter y/Δ 107

4.32 Vergleich der Ergebnisse verschiedener Schalter auf dem Gitter 24 x 64 x 36 109

4.33 Parameter k^* entlang der Isoflächen y^+ bzw. y (normiert) für die Kanalströmung (links) und für die Strömung über eine zurückspringende Stufe 109

4.34 Vergleich der Ergebnisse verschiedener Modellkombinationen auf dem Gitter 24 x 64 x 36 mit implizitem blending und ohne forcing 112

4.35 Zweikomponentenparameter für unterschiedliche Berechnungen einer Kanalströmung bei $Re_\tau = 640$ 114

4.36 Ablaufdiagramm der HLR-Methode 118

4.37 Routinenübersicht der HLR-Methode 120

5.1 Geometrie der Kanalströmung 122

5.2 Ergebnis der Kanalströmung auf dem Gitter 48 x 64 x 72 124

5.3 Ergebnis der Kanalströmung bzgl. Wärmeübertragung 125

5.4 Positionen der aufgenommenen Datenreihen für räumliche und zeitliche Korrelation 125

5.5 Korrelationskoeffizienten (links) und 1-D Energiespektren der Kanalströmung 126

5.6 Autokorrelationskoeffizient (links) und zugehöriges zeitliches Energiespektrum der Kanalströmung 127

5.7 Rechengebiet und Topologie bei einer Stufenströmung 130

5.8 Rechengebiet des Falls mit niedriger (links) und hoher Reynoldszahl (rechts), sowie variablen Stoffwerten (unten) 131

5.9 Gitter der berechneten zurückspringenden Stufe, jeder 2. Punkt gezeigt 132

5.10 Änderung der Interface-Position mit variablem Interface im Falle der zurückspringenden Stufe 132

5.11 Interface-Verlauf bei $y^+ = 18$ auf Konturplot des momentanen Geschwindigkeitsbetrags und Position der Schnittebenen für die Ergebnisdarstellung 133

5.12 Schnitte der mittleren Geschwindigkeit und $\overline{v'v'}$ bei der zurückspringenden Stufe 133

5.13 Einlassdaten für die Stufenströmung mit Wärmeübertragung (links: RSM-Ergebnis, rechts: daraus erzeugtes instationäres Geschwindigkeitsfeld) 135

5.14 Gitter der berechneten zurückspringenden Stufe mit Wärmeübertragung, jeder 2. Punkt gezeigt 136

5.15 Abschätzung der Gitterqualität für die Stufenströmung mit Wärmeübertragung 137

5.16 Änderung der Interface-Position mit variablem Interface beim backstep mit Wärmeübertragung 138

5.17 Interface-Verlauf bei $y^+ = 230$ auf Konturplot der Temperatur und Position der Schnittebenen für die Ergebnisdarstellung (rot: Temperaturfeld, schwarz: Geschwindigkeitsfeld) 138

5.18 Reibungsbeiwert C_f und Stanton-Zahl St für den Fall mit Wärmeübertragung, links Vergleich von LES, HLR und RANS, rechts Vergleich von HLR mit anderer Skalierung 140

5.19 Reibungsbeiwert C_f und Stanton-Zahl St für den Fall mit Wärmeübertragung auf dem vergröberten Gitter 141

5.20 Mittlere Strömungsgeschwindigkeit, Normalspannung und Schubspannung für den Fall mit Wärmeübertragung 142

5.21 Gemittelte Temperaturverteilung und Varianz für den Fall mit Wärmeübertragung 143

5.22 Gitter der berechneten zurückspringenden Stufe mit Wärmeübertragung und variablen Stoffwerten, jeder 2. Punkt gezeigt 145

5.23 Abschätzung der Gitterqualität für die Stufenströmung mit Wärmeübertragung und variablen Stoffwerten 145

5.24 Änderung der Interface-Position mit variablem Interface beim backstep mit Wärmeübertragung und variablen Stoffwerten 146

5.25 Interface Verlauf bei $y^+ = 48$ auf Konturplot der Dichte bei $3\,kW$ und Position der Schnittebenen für die Ergebnisdarstellung 146

5.26 Vergleich der Einstromdaten aus der Kanalströmung mit DNS (links) und direkt vor der Stufenkante mit dem Experiment 147

5.27 Vergleich verschiedener C_f-Verläufe bei ähnlichen Reynoldszahlen und Expansionsverhältnissen 148

5.28 Geschwindigkeitsfeld und turbulente Spannungen der Stufenströmung mit variablen Stoffwerten im isothermen Fall 149

5.29 Dimensionslose Geschwindigkeit in logarithmischer Darstellung im Vergleich mit dem Wandgesetz an zwei ausgewählten Schnitten 151

5.30 Geschwindigkeitsfeld, dimensionslose Temperatur und Reynoldsflüsse an verschiedenen Schnitten in Strömungsrichtung bei $3kW/m^2$ 152

5.31 Vergleich der Reynoldsspannungen bei unterschiedlichen Heizungsraten 153

5.32 Änderung der Wandtemperatur und der gewichteten mittleren Temperatur in Strömungsrichtung 153

5.33 Änderung der Stoffwerte in unmittelbarer Nähe zur Wand 154

5.34 Änderung des Reibungsbeiwertes C_f entlang der unteren Wand bei unterschiedlichen Heizungsraten im Fall von HLR und LES 155

5.35 Änderung der dimensionslosen Kennzahlen in Strömungsrichtung . . . 157

5.36 Isofläche des fluktuierenden Drucks, eingefärbt mit der Dichte und der Temperatur bei $3\ kW/m^2$ 158

5.37 Geometrie und Topologie der periodischen Strömung über einen zweidimensionalen Hügel 158

5.38 Rechengitter der periodischen Strömung über einen zweidimensionalen Hügel (jeder 2. Gitterpunkt wird gezeigt) 159

5.39 Änderung der Interface-Position mit variablem Interface im Fall des zweidimensionalen Hügels 160

5.40 Verlauf der Wandschubspannung der Strömung über den zweidimensionalen Hügel beim Einsatz verschiedender Modellkombinationen . . 161

5.41 Verlauf von τ_w der Strömung über den zweidimensionalen Hügel bei unterschiedlichen Positionen der Trennfläche und beim Einsatz der forcing-Technik 162

5.42 Verlauf der mittleren axialen Geschwindigkeit und der turbulente kinetischen Energie verschiedener Rechnungen im Falle des zweidimensionalen Hügels 164

5.43 Problemgebiet der Strömung über ein zweidimensionales Flügelprofil aus [23] 165

5.44 Schnitt durch das Rechengitter der Strömung über ein zweidimensionales Flügelprofil (jeder 10. Punkt dargestellt) 166

5.45 Abschätzung der Gitterqualität (links) und Interface-Verlauf zweier verschiedener DES Gitter im Vergleich mit HLR bei der Strömung über ein zweidimensionales Flügelprofil 167

5.46 C_f und C_p für die Grundkonfiguration (oben) und Absaugung 168

5.47 Zeitlicher Verlauf der sich einstellenden Interface-Position (links) sowie räumlicher Verlauf an den Endpositionen 169

5.48 Isoflächen der Wirbelstärke, eingefärbt mit dem Druckbeiwert, einer HLR-Rechnung (links ohne, rechts mit Absaugung) 169

5.49 Mittlere Axialgeschwindigkeit (oben und mitte) sowie Reynoldsspannung $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ der Grundkonfiguration an verschiedenen Schnitten in Strömungsrichtung 170

5.50 Darstellung des Anteils der modellierten Spannung an der Gesamtspannung $\overline{u'u'}$ einer HLR-Rechnung an einem Schnitt innerhalb der Rückströmzone 171

5.51 Mittlere Axialgeschwindigkeit, Vertikalgeschwindigkeit und die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ der Konfiguration mit Absaugung an verschiedenen Schnitten in Strömungsrichtung 172

5.52 Verdeutlichung der verschiedenen Trennflächenverläufe bei der Wahl unterschiedlicher Schalter, schwarz: $y_{ifce}/c = 0.006$, weiß: $y^+_{ifce} = 200$. 173

5.53 C_f und C_p für die Variation des Schalters und des Gitters 174

5.54 Mittlere Axialgeschwindigkeit, Vertikalgeschwindigkeit und die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ bei Variation des Schalters und des Gitters . . . 175

5.55 Interface-Flächen bei $y/c = 0.006$ und $y^+ = 100$ eingefärbt mit dem Parameter k^* (rechts), sowie direkter Vergleich von k^* entlang eines Schnittes in der Mitte des Problemgebietes 176

5.56 Geometrie des dreidimensionalen Hügels aus [13] 178

5.57 Gitter des dreidimensionalen Hügels (jeder 2. Punkt gezeigt) 179

5.58 Druckbeiwert der Strömung über den dreidimensionalen Hügel 180

5.59 Veranschaulichung der Topologie der Strömung im Mittel durch Stromlinien auf dem Hügel im Vergleich mit der Öl-Strömung im Experiment [61] 180

5.60 Ausschnitt der Geschwindigkeitsvektoren in der Symmetrieebene der HLR-Methode (links) im Vergleich zum Experiment aus [69] 181

5.61 Ausschnitt der Geschwindigkeitsvektoren in der y-z Ebene bei $-3.63H$ der HLR-Methode (links) im Vergleich zum Experiment aus [69] . . . 181

5.62 Turbulente kinetische Energie k in der y-z Ebene bei $-3.63H$ der HLR-Methode (links) im Vergleich zum Experiment aus [69] 182

5.63 Geschwindigkeitsfeld und turbulente kinetische Energie der dreidimensionalen Hügelströmung in der Messebene bei $x = -3.63H$ . . . 183

5.64 Spannungen der dreidimensionalen Hügelströmung in der Messebene bei $x = -3.63H$ 184

6.1 Beispiel einer Ringbrennkammer und vorgenommene Vereinfachung für die SFB-Brennkammer 188

6.2 Geometrie des berechneten Drallerzeugers (DE) 189

6.3 Längsschnitt durch das Rechengitter der Ringbrennkammer 190

6.4 Topologie der Strömung in der Ringbrennkammer bei J=0 anhand der Stromlinien in der unteren Hälfte der horizontalen Ebene $z = 0$. 191

6.5 Gemittelte Geschwindigkeiten der Axial- (U) und Tiefenrichtung (V), sowie die Spannungen $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ der Ringbrennkammer bei J=0 in der Ebene $z = 0$ 192

6.6 Leistungsdichtespektren der Geschwindigkeiten (links) und des Drucks 193

6.7 Visualisierung des Precessing-Vortex-Core (PVC) am Drallerzeugerausgang der Ringbrennkammer mit Hilfe des q- Kriteriums 193

6.8 Geometrie und Mischungsgrad der Ringbrennkammer im Fall der Berechnung mit Sekundärlufteinblasung, Ebenen $y = 0$ und $x = 0$ 194

6.9 Topologie der Strömung in der Ringbrennkammer mit Sekundärlufteinblasung anhand eines Längsschnittes bei $y = 0$ 195

6.10 Gemittelte Geschwindigkeiten der Axial- (U) und Höhenrichtung (W), sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'w'}$ der Ringbrennkammer bei J=100 in der Ebene $y = 0$ 197

6.11 Gemittelter Mischungsgrad ξ der Ringbrennkammer bei J=100 in der Ebene $y = 0$ 198

6.12 Geometrie der untersuchten Rohrbrennkammer aus [48] 198

6.13 Funktionsprinzip des movable block Drallerzeugers aus [48] 199

6.14 Topologie der Strömung in Drallerzeuger und Brennraum 200

6.15 Vorderer Teil des Rechengitters der ersten Konfiguration der Rohrbrennkammer (jeder 2. Punkt gezeigt) 201

6.16 Abschätzung der Gitterauflösung mit Hilfe zweier unabhängiger Methoden 202

6.17 Gemittelte Axial- und Tangentialgeschwindigkeit sowie Reynoldsspannungen $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$ und $\overline{u'v'}$ bei $x = -0.04\,m$ auf unterschiedlichen Gittern 204

6.18 Gemittelte Geschwindigkeiten sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ des feinen Gitters an verschiedenen axialen Positionen innerhalb der Brennkammer . . . 206

6.19 Gemittelte Axialgeschwindigkeit (nur obere Hälfte) verschiedener Rechnungen im Fall der Rohrbrennkammer 207

6.20 Gemittelte Geschwindigkeiten sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ des groben Gitters an verschiedenen axialen Positionen innerhalb der Brennkammer . . . 208

6.21 Gemittelte Axialgeschwindigkeit (nur obere Hälfte) verschiedener Rechnungen mit unterschiedlichen Ausstrompositionen im Fall der Rohrbrennkammer 209

6.22 Gemittelte axiale Geschwindigkeit der beiden experimentellen Messfenster [48] 210

6.23 RANS-Ergebnisse der Geometrievariationen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer (Ausgangskonfiguration, Erweiterung, Verengung, Platten) 213

6.24 LES-Ergebnisse der Geometrievariationen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer (Ausgangskonfiguration, Erweiterung, Platten) 214

6.25 Gemittelte Geschwindigkeiten sowie $\overline{u'u'}$ und $\overline{u'v'}$ des groben Gitters an verschiedenen axialen Positionen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer 216

6.26 Gemittelter Mischungsgrad ξ der Rohrbrennkammer 217

Tabellenverzeichnis

2.1 Fehlerschranken für drei Vertrauensintervalle einer Gaußverteilung [70] 18

4.1 Beziehung zwischen Größen im LES- und RANS-Gebiet 65
4.2 Übersicht über die benutzten Kanalgitter zur Modellentwicklung . . . 70
4.3 Vergleich der Rechenzeiten verschiedener Modellkombinationen 115

5.1 Daten der Kanalströmung 123
5.2 Abgeschätzte Längen- und Zeitskalen der berechneten Kanalströmung bei $Re_\tau = 640$ 128
5.3 Daten der Strömung über eine zurückspringende Stufe mit Wärmeübertragung 134
5.4 Vergleich der Wiederanlegelängen verschiedener Modelle mit dem Experiment für die Stufenströmung bei hoher Reynoldszahl 139
5.5 Daten der Strömung über eine zurückspringende Stufe mit Wärmeübertragung und variablen Stoffwerten 144
5.6 Vergleich der Wiederanlegelängen verschiedener Modelle mit dem Experiment für die Strömung über den zweidimensionalen Hügel 160
5.7 Vergleich der Wiederanlegelängen verschiedener Modelle mit dem Experiment für die Strömung über das zweidimensionale Flügelprofil . . 168
5.8 Vergleich der Wiederanlegelängen bei Variation verschiedener Parameter bei der Strömung über das zweidimensionale Flügelprofil 176

6.1 Daten der Strömung in der Ringbrennkammer 189
6.2 Daten der Strömung in der Rohrbrennkammer 200
6.3 Übersicht über die berechneten Strömungskonfigurationen 201
6.4 Übersicht über die durchgeführten Rechnungen im Rahmen der ersten Konfiguration der Rohrbrennkammer 203
6.5 Übersicht über die durchgeführten Rechnungen im Rahmen der zweiten Konfiguration der Rohrbrennkammer 211

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name:	Björn Kniesner
geboren am:	06.07.1978 in Weilburg
Familienstand:	verheiratet, zwei Kinder

Schulausbildung

08/88 - 06/97	Gymnasium: Tilemannschule Limburg Abschluss: Abitur

Wehrdienst

07/97 - 04/98	Luftwaffe, Hilfsausbilder im Luftwaffenausbildungsregiment 3

Hochschulbildung

10/98 - 11/03	Studium an der TU Darmstadt: Allgemeiner Maschinenbau Abschluss: Dipl.-Ing. Maschinenbau
09/02 - 03/03	drittes Jahr an der Ecole Centrale de Lyon, Frankreich Abschluss: Diplôme d'Etudes Superieures d'Option (DESO)
04/03 - 09/03	Diplomarbeit bei SNECMA MOTEURS, Division Moteurs Spatiaux, Vernon, Frankreich
01/04 - 01/08	Promotion am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, TU Darmstadt

berufliche Tätigkeit

01/04 - dato	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik, TU Darmstadt

Darmstadt, den 18. Februar 2008