

**STRÖMUNGSMECHANISCHE ANALYSE VON  
HOCHGESCHWINDIGKEITS-FLÜSSIGMETALL TARGETS MIT FREIEN  
OBERFLÄCHEN FÜR KERNTECHNISCHE ANWENDUNGEN**

Zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Ingenieurwissenschaften**

Der Fakultät für Maschinenbau

Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

**Dissertation**

von

**Dipl.-Ing. Sergej Gordeev**

Tag der mündlichen Prüfung: 14.07.2008

Hauptreferent: o. Prof. Prof. e.h. Dr.-Ing. habil. Herbert Oertel

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Müller



## Zusammenfassung

In Hochleistungsbeschleunigungssystemen werden oft Flüssigmetall-Targets mit freien Oberflächen eingesetzt, in denen das Flüssigmetall bifunktional als Target und als Kühlmittel agiert.

Dieser Anwendungszweck stellt hohe Anforderungen an die Hydraulische Stabilität des Flüssigmetalltargets und erfordert eine validierte Entwicklungsstrategie zur Bestimmung des sicheren Anwendungsbereichs innerhalb des jeweiligen Designs.

Das Ziel und Ergebnis dieser Arbeit ist die Bereitstellung validierter Berechnungsverfahren zur Auslegung und Optimierung von Flüssigmetall betriebenen Targets mit freien Oberflächen.

In der Targeteinheit treten gewöhnlich zwei Strömungstypen auf: eine schubspannungsbehaftete Düsenströmung und eine Strömung mit einer oder mehreren freien Oberflächen. Als Strategie zur Lösung des Problems wird das Flüssigmetalltarget in zwei Strömungsgebiete zerlegt. Der Strömungstyp im ersten Teilgebiet ist die schubspannungsbehaftete beschleunigte Düsenströmung, die die Anfangs- und Randbedingungen für Grenzflächenströmungen im zweiten Teilgebiet bestimmt. Das zweite Gebiet umfasst die Strömung mit freien Oberflächen.

Zur Validierung der Turbulenzmodelle für die Düsenströmung wurden vier Wirbelviskositätsmodelle aus dem kommerziellen Code STAR-CD ausgewählt und getestet. Diese Modelle behandeln in unterschiedlicher Weise die wandnahen Bereiche der Strömung. Die Tests wurden im Hinblick auf die Leistungsfähigkeit der Modelle durchgeführt, die Relaminarisierung der beschleunigten Grenzschichtströmung und die Entwicklung der Sekundärströmungen mit hinreichender Genauigkeit zu erfassen. Zur Validierung der Turbulenzmodelle für Strömungen mit freien Oberflächen wurden zwei verschiedene Rechenverfahren, nämlich die Wirbelviskositätsmodellierung und Large Eddy Simulation hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit analysiert. Hierbei wurden zur Validierung verschiedene Instabilitäten der freien Oberfläche im Detail untersucht, die auf experimentellen Beobachtungen basieren.

Die Validierungstests haben gezeigt, dass die untersuchten Turbulenzmodelle für eine CFD Targetauslegung sowohl für die Düsenströmung als auch für die Strömung mit freier Oberfläche nur eingeschränkt verwendbar sind. Der Gültigkeitsbereich der gängigen Turbulenzmodelle in CFD Codes für die hydraulische Analyse der Targetströmungen mit freien Oberflächen muss von Fall zu Fall bestimmt werden. Dabei geben die in der Arbeit vorgeführten analytischen Abschätzungen der Auswirkung der Instabilitäten auf den Zustand der freien Oberfläche eine grundlegende Basis ab.

Die in der Arbeit beschriebene entwickelte Methodik erlaubt eine schnellere Auslegung und Optimierung flüssigmetallbetriebener Targets mit freien Oberflächen, da mit ihrer Hilfe das Eintreten spezifischer hydraulischer Effekte sowohl in der Düsenströmung als auch der freien Oberflächenströmung validiert vorhergesagt und deren Wirkung auf die Stabilität der freien Oberfläche zuverlässig abgeschätzt werden kann. Anhand dieser Abschätzungen und der daraus resultierenden Beschränkung des Anwendungsbereiches können geeignete validierte Turbulenzmodelle und Rechenverfahren bestimmt werden.

Im Anhang der Arbeit werden einige Beispiele der hydraulischen Untersuchung der praxisrelevanten Flüssigmetalltargets und mögliche Optimierungsoptionen vorgestellt.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b> .....	<b>1</b>
1.1 Internationale Fusionsmaterialbestrahlungseinrichtung IFMIF .....	1
1.2 NUSTAR.....	3
1.3 Frankfurter Neutron-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum FRANZ.....	5
1.4 Zusammenfassende Anmerkungen zum Anwendungsbereich von Lithiumtargets .....	6
1.5 Struktur der Arbeit .....	6
<b>2. Target – Design: Problem und Lösungsstrategie</b> .....	<b>8</b>
2.1 Anforderungen zum Target – Design.....	8
2.2 Variation der Betriebsparameter der Flüssigmetalltargets und Analytische Betrachtung der Einflussgrößen .....	9
2.3 Probleme der Auslegung eines Flüssigmetalltargets und Ziel der Arbeit .....	11
2.4 Strategie zur Entwicklung einer validierten Auslegungsmethode für Flüssig-Metall Targets .....	12
2.5 Auswahl eines CFD-Programms.....	13
<b>3. Die Düsenströmung</b> .....	<b>15</b>
3.1 Anforderungen zur Düsenströmung im Hinblick auf die Stabilität der Target -Strömung.....	15
3.2. Optimierung der Düsengeometrie. Stand des Wissens.....	16
3.2.1 Kriterien für die Optimierung der Düsengeometrie .....	16
3.2.2 Relaminarisierung der Grenzschicht in der beschleunigten Strömung .....	18
3.2.3 Sekundärströmungen .....	21
3.3 Problemlösung - Optimierung der Düsengeometrie mit CFD .....	23
<b>4. Strömungen mit freien Oberflächen</b> .....	<b>25</b>
4.1 Instabilitätsquellen und physikalische Mechanismen .....	25
4.2 Instabilitäten am Düsenaustritt. Analytische Betrachtung.....	26
4.2.1 Wandrauigkeit.....	26
4.2.2 Die Geometrie der Düsenkante .....	27
4.3 Die Wirkung der Oberflächenspannungskräfte auf den Freistrah.....	32
4.4 Die Wirkung der Trägheitskräfte auf die Stabilität der Grenzfläche.....	34
4.5 Der Transport der turbulenten Größen und die Wechselwirkung mit der Grenzfläche.....	36
4.6 Bewertung der Instabilitäten nach ihrer Wirkung auf die Qualität der freien Oberfläche.....	39
<b>5. Turbulenzmodellierung und Lösungsverfahren</b> .....	<b>42</b>
5.1 Grundgleichungen .....	43
5.2 Direkte numerische Simulation .....	43
5.3 Large Eddy Simulation .....	44

5.4 Reynoldsgemittelte Navier-Stokes Gleichungen.....	45
5.4.1 Reynoldsspannungsmodelle.....	46
5.4.2 Wirbelviskositätsmodelle .....	46
5.4.3 Das k- $\epsilon$ Modell .....	47
5.4.4 Nichtlineare Erweiterungen.....	49
5.4.5 Das k- $\omega$ Modell .....	51
5.4.6 Das k- $\omega$ SST Modell .....	52
5.4.7 Das V2F Modell .....	53
5.5 Strömungen mit freier Oberfläche .....	55
5.5.2 Die numerische Berechnung der freien Oberfläche .....	55
5.5.3 Grenzflächenspannung.....	57
<b>6. Validierung der Turbulenzmodelle für Düsenströmungen .....</b>	<b>59</b>
6.1 Auswahl der Turbulenzmodelle auf Grund des Anforderungsprofils .....	59
6.2 Laminarisierung der Grenzschicht in der Düsenströmung- JAERI-Wassereperimente.....	59
6.2.1 Experimenteller Aufbau .....	59
6.2.2 Numerische Simulation der Düsenströmung .....	63
6.2.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung .....	66
6.3. Wassereperimente im KALLA/FZK Labor .....	68
6.3.1 Experimenteller Aufbau .....	68
6.3.2 Relaminarisierung der Grenzschicht in der Düsenmitte .....	70
6.3.2.1. Messergebnisse.....	70
6.3.2.2 Simulation der Düsenströmung .....	71
6.3.3 Wirkung der Seitenwände auf die Strömung .....	72
6.3.3.1 Messergebnisse.....	72
6.3.3.2 Vergleich der Simulationen mit den Messergebnissen .....	75
6.3.3.3 Wirbelausbildung in der Nähe der Seitenwand .....	78
6.4 Bewertung der Rechenergebnisse.....	80
6.5. Ermittlung eines validierten Anwendungsbereiches der Turbulenzmodelle für Auslegungsberechnungen einer Flüssigmetalltargetdüsenströmung .....	81
<b>7. Turbulenzmodellvalidierung in freien Oberflächenströmungen .....</b>	<b>84</b>
7.1. Geführte freie Oberflächenströmungen .....	84
7.1.1. Spurenwellen durch punktuelle Störungen.....	84
7.1.1.2 Auswahl geeigneter Turbulenzmodelle .....	84
7.1.1.3 Gitternetz, Randbedingungen und numerisches Verfahren .....	85
7.1.1.4 Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Experimenten .....	87
7.1.2 Freien Oberflächenwellen durch lokale Strömungsablösungen an der Düsenkante. ....	90
7.1.2.1 Beschreibung des Experiments.....	90
7.1.2.2 Gitternetz und Randbedingungen.....	91

7.1.2.3 Simulationsergebnisse .....	91
7.1.3. Instabilitäten durch Zentrifugalkräfte .....	95
7.1.3.1 Experimenteller Aufbau .....	95
7.1.3.2 Gitternetz und Randbedingungen.....	95
7.1.3.3 Simulationsergebnisse für Sekundärströmungen.....	96
7.2 Freistrahlen .....	99
7.2.1 Kapillarwellen und Oberflächenspannungskräfte .....	99
7.2.2 Numerisches Gitternetz und Randbedingungen.....	100
7.2.3 Simulationsergebnisse.....	100
7.3. Übertragung auf technische Anwendungen.....	105
<b>8. Zusammenfassung.....</b>	<b>108</b>
<b>9. Ausblick .....</b>	<b>111</b>
<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>113</b>
<b>Anhang A .....</b>	<b>118</b>
A.1 Das Shima Düsenprofil.....	118
A.2 Auslegung der Düse nach Methode von der Morel.....	118
<b>Anhang B .....</b>	<b>121</b>
Parametrische Untersuchung der Düsengeometrie für das IFMIF-Lithium-Target.....	121
Entwicklung der Turbulenz und Relaminarisierung .....	123
Die Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit in der Düse.....	124
Wahrscheinlichkeit der Grenzschichtablösung am Düsenaustritt .....	124
Bewertung der Ergebnisse .....	129
<b>Anhang C .....</b>	<b>130</b>
C1. Stabilität des Lithiumfreistrahltargets der Super-FRS Beschleunigeranlage .....	130
Parametrische Untersuchung und Optimierungsoptionen.....	130
C2. Wirkung der Zentrifugalkräfte auf die Stabilität der freien Oberfläche des FRANZ-Targetts.....	133
<b>Anhang D .....</b>	<b>136</b>
Thermo-physikalische Eigenschaften von Lithium und Wasser .....	136

# Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1: Schematische Darstellung der geplanten internationalen Fusionsmaterialbestrahlungsanlage IFMIF.....	2
Abb. 1.2: Schematische Darstellung des IFMIF Lithium-Targets und der nachgeschalteten Testmodule, in den sich die zu untersuchenden Strukturmaterialproben befinden.....	3
Abb. 1.3: Schematische Ansicht der NUSTAR/Super-FRS Anlage.....	4
Abb.1.4: Schematische Darstellung der geometrischen Abmessungen und der Anordnung des Super-FRS-Lithium-Targets für die Hochenergieanwendung.....	4
Abb. 1.5: Schematische Ansicht des Gesamtaufbaus der FRANZ Anlage mit seinen wichtigsten Komponenten und deren Eckdaten.....	5
Abb.1.6: Schematische Darstellung des FRANZ-Lithium-Targets mit seinen wichtigsten geometrischen Abmessungen.....	6
Abb. 3.1: Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeit entlang der Kontraktionslänge X in verschiedenen Regionen der Kontraktion nach Sreenivasan (1982).....	19
Abb. 3.2: Wirkung der Druckgradienten auf die Entwicklung der Sekundärströmungen in der Düsenströmung mit rechteckigem Querschnitt.....	22
Abb. 4.1: Potentielle Instabilitätsquellen in Flüssigmetall-Targets; a) Target vom IFMIF/Franz Typ; b) Freistrahltarget vom Super-FRS Typ.....	26
Abb. 4.2: Entwicklung der Kapillarwellen verursacht durch die Düsengeometrie; a) Wasserexperiment mit einer mittleren Austrittsgeschwindigkeit $U_0 = 1\text{m/s}$ , Stoppel et al.(2007); b) Ausbreitung von Kapillarwellen in einer Lithiumströmung, die durch Ablagerungen am Austritt entstehen ( $U_0 = 5\text{m/s}$ ) aus Kondo et al.(2006); c) Kapillarwellen, die durch Düsendivergenz am Austritt entstehen. Foto eines Wasserexperiments bei $U_0 = 20\text{m/s}$ , aus Loginiv et al. (2006).....	28
Abb. 4.3: Gemessene Wellenausbreitung auf der Lithiumoberfläche für den Fall $U_0=5\text{m/s}$ aus den Lithiumexperimenten der Osaka Un., Kondo et al (2006). Links experimentelle Beobachtungen, rechts Isolinien, berechnet mit Korrelationen 4.1 - 4.3.....	29
Abb. 4.4: Photographien der Oberflächenstruktur unmittelbar nach dem Düsenaustritt eines Lithiumexperimentes bei unterschiedlichen Austrittsgeschwindigkeiten aus Kondo et al. (2005). Durch die Relaxation der Geschwindigkeit nach dem Düsenaustritt induzierte Wellen.....	30
Abb. 4.5: Wellenlänge als Funktion der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit für die Betriebsparameter der Flüssigmetalltargets berechnet mit der Gleichung 4.5.....	31
Abb. 4.6: Definition der geometrischen Größen bei der Kontraktion des flachen Freistrahls unter der Wirkung der Oberflächenkräfte.....	33
Abb. 4.6: Definition der geometrischen Größen bei der Kontraktion des flachen Freistrahls unter der Wirkung der Oberflächenkräfte.....	33

Abb. 4.7: Mit Gleichung 4.6 berechnete Strahltiefe $H$ des rechteckigen vertikalen Freistrahls mit der Querschnittsfläche $16 \times 70 \text{mm}^2$ als Funktion der Strahlgeschwindigkeit $U_0$ für Wasser und Lithium. Abstand vom Düsenaustritt $L = 50 \text{mm}$ .	33
Abb. 4.8 Sekundärströmungen im Kanal mit einer konkav gekrümmten Rückwand des Radius $R$ .	35
Abb. 4.9: Görtler Wirbel in der Grenzschicht bei Überströmen einer konkav gekrümmten Platte nach Saric (1994).	35
Abb. 4.10 Änderung der Görtler Zahl entlang der gekrümmten Rückwand ( $x$ ) für typische Operationsparameter der Flüssigmetall-Targets der a)IFMIF und b)FRANZ Anlagen.	36
Abb. 4.11: Transport der turbulenten Größe an die Grenzfläche und Wechselwirkung mit der Grenzfläche. Dynamik der Turbulenz in der Nähe der Grenzfläche	38
Abb. 4.12: $L$ - $q$ Diagramm adaptiert nach Brocchini und Peregrine (2001) für die Operationsparameter der Flüssigmetall-Targets der IFMIF- (links) und FRANZ- Anlagen (rechts). Bereich zwischen grauen Kurven zeigt den Übergangsbereich von schwacher zu starker Turbulenz. Zwei strichelte Linien teilen das Diagramm in vier Regionen: Region 0 entspricht schwacher Turbulenz, 1 - starker Turbulenz, Region 3 – Übergangsbereich mit Dominanz der Gravitation über Turbulenz, Region 4 - Übergangsbereich mit Dominanz der Kapillarkräfte über Turbulenz. Die Quadratsymbole beschreiben den anvisierten Operationsbereich.	39
Abb. 5.1: Zweidimensionale Darstellung des CSF - Modells nach Brackbill et al. (1992). Übergangsbereich um die Grenzfläche $\Gamma$ zwischen Fluid-Phasen (schraffierte Bereiche) hat eine Dicke $l$ . Die Einheitsnormalvektoren $\hat{n}_\Gamma$ werden in Gitterknoten berechnet. Die volumenbezogene Kraft $F_{\Gamma,V}$ lässt sich durch die Divergenz des Normalenvektors berechnen.	57
Abb. 6.1: Fotografie der Teststrecke der JAERY Wassertestanlage aus Itoh et al (1999).	60
Abb. 6.2: Berechnete Änderung des Beschleunigungskoeffizienten $K_{acc}$ entlang der Düsenlänge.	61
Abb. 6.3: Änderung des Geschwindigkeitsprofils $u^+$ (a) und der Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2} / U_0$ (b) als Funktion des dimensionslosen Wandabstands $y^+$ bei verschiedenen mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $U_m$ aus Itoh et al. (1999).	62
Abb. 6.4: Generiertes numerisches Netz der JAERI Düse.	63
Abb. 6.5: Mit CSLR Modell berechnetes Geschwindigkeitsprofil von $u^+$ (a) und der Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2} / U_0$ (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+$ bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $U_m$ .	64
Abb. 6.6: Mit dem V2F Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile $u^+$ (a) und Turbulenzintensitäten $\sqrt{u'^2} / U_0$ (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+$ bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $U_m$ .	65

Abb. 6.7: Mit dem CLLR Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile $u^+$ (a) und Turbulenzintensitäten $\sqrt{u'^2} / U_0$ (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+$ bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $U_m$ .....	65
Abb. 6.8: Mit dem SST Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile $u^+$ (a) und Turbulenzintensitäten $\sqrt{u'^2} / U_0$ (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+$ bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $U_m$ .....	66
Abb. 6.9: Wirkung der Netzvergrößerung auf die Änderung der gerechneten Geschwindigkeitsprofile $u^+$ (links) und der Turbulenzintensität $Tu$ (rechts) bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen. (a) CSLR-Modell; (b) V2F-Modell; (c) CLLR-Modell und (d) SST-Modell..	67
Abb. 6.10: Schematische Ansicht auf die KALLA Wassertestanlage und die Teststrecke.....	69
Abb. 6.11: Gemessene Änderungen eines Geschwindigkeitsprofils $u^+$ (a) und der Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2} / U_0$ (b) als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+$ bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $U_m$ in der Symmetrieebene $Y=0$ bei $X=5\text{mm}=\text{konstant}$ .....	71
Abb 6.12: Generiertes numerisches Gitternetz der KALLA-Düse mit dem geraden Kanal 80mm lang.....	72
Abb. 6.13: Mit den CSLR (a), V2F (b) und SST (c) Modellen berechnete Geschwindigkeitsprofile $u^+$ (links) und Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2} / U_0$ (rechts) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+$ bei unterschiedlichen mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten.....	73
Abb. 6.14: Gemessene normalisierte Geschwindigkeitsprofile $U/U_{max}$ als Funktion des Wandabstands $2y/H$ für die Ebenen $z = 1\text{mm}$ (a) und $z = 8\text{mm}$ (b) bei unterschiedlichen Hauptgeschwindigkeiten. $U_0 = 2\text{m/s}$ , $4\text{m/s}$ und $6\text{m/s}$ .....	74
Abb. 6.15: Gemessene Normalgeschwindigkeitsprofile $V$ als Funktion des Wandabstands $2y/H$ für die Ebenen $z = 1\text{mm}$ (a) und $z = 8\text{mm}$ (b) bei unterschiedlichen Hauptgeschwindigkeiten. $U_0 = 2\text{m/s}$ , $4\text{m/s}$ und $6\text{m/s}$ .....	75
Abb. 6.16: Vergleich gemessener und gerechneter normalisierter Geschwindigkeitsprofile $U/U_{max}$ als Funktion des Wandabstands $2y/H$ für die Ebenen $z = 1\text{mm}$ und $z = 8\text{mm}$ bei unterschiedlichen Hauptgeschwindigkeiten. (a,b) $U_0=2\text{m/s}$ ; (c,d) $U_0=4\text{m/s}$ ; (e,f) $U_0=6\text{m/s}$ .....	76
Abb. 6.17: Vergleich der gemessenen und gerechneten Geschwindigkeitsprofile in wandnormaler Richtung als Funktion des Wandabstands $2y/H$ für die Ebenen $z = 1\text{mm}$ und $z = 8\text{mm}$ bei unterschiedlichen Hauptströmungsgeschwindigkeiten. (a,b) $U_0=2\text{m/s}$ ; (c,d) $U_0=4\text{m/s}$ ; (e,f) $U_0=6\text{m/s}$ .....	77

Abb. 6.18: Schematisch dargestellte Ausbildung der Wirbelpaare in der Düsenströmung in der Nähe der Seitenwand am Ende der Düsenkontraktion.....	78
Abb. 6.19: Mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen berechnete Vektorfelder der Quergeschwindigkeit in einer Ebene $x = 5\text{mm}$ nach dem Kontraktionsende der Düse bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten. (a-c) CSLR; (d-f) V2F; g-i) SST.....	80
Abb. 6.20 Änderung des $C_f K_{acc}^{-1/2}$ -Wertes in Abhängigkeit von der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten typischer flüssigmetallgekühlter Targets.....	83
Abb. 7.1: Schematische Darstellung des Schnitts der Lithiumteststrecke des freien Oberflächenexperiments der Osaka Universität aus Kondo et al. (2006).....	84
Abb. 7.2: Generiertes numerisches Netz zur Nachrechnung der Lithiumexperimente von Kondo et al, (2006).....	86
Abb. 7.3: Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche verursacht durch feste Ablagerungen an der Düsenkante; Geschwindigkeit am Düsenaustritt $U_0 = 5\text{m/s}$ . Experimentelle Beobachtungen (a) Osaka Un. Kondo et all (2006) verglichen mit CFD-Simulationen (b) LES und (c) V2F.....	88
Abb. 7.4: Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche verursacht durch feste Ablagerungen an der Düsenkante; Geschwindigkeit am Düsenaustritt $U_0 = 10\text{m/s}$ . Experimentelle Beobachtungen (a) Osaka Un. Kondo et all (2006) verglichen mit CFD-Simulationen (b) LES und (c) V2F.....	89
Abb. 7.5: Schematische Darstellung der Teststrecke der Wassertestanlage am IPPE/Obninsk aus Loginiv et al. (2006).....	90
Abb. 7.6: Generiertes numerisches Netz zur Nachrechnung der Wasserexperimente aus Loginov et al, 2006.....	92
Abb. 7.7: Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche, die durch die Strömungsablösungen an der Düsenkante verursacht werden. Experimentelle Beobachtungen aus Loginov et al. (2006) (a), verglichen mit Simulationen (b) V2F und (c) LES. Wassergeschwindigkeit $10\text{m/s}$ .....	93
Abb. 7.8: Berechnete Kontur der freien Wasseroberfläche unmittelbar nach dem Düsenaustritt (a) und die Isotachen der wandnormalen Geschwindigkeitsfluktuationen (b) vor Eintritt in den divergenten Düsenbereich bei $U_0 = 10\text{m/s}$ .....	94
Abb. 7.9: Schematische Darstellung der Experimente mit der Luftströmung entlang der konkaven Wand nach Swearingen et al. (1987). $x=80, 90, 100, 110\text{ cm}$ bezeichnen Messebenen stromab des Beginns der gekrümmten Strecke.....	95
Abb. 7.10: Generiertes numerisches Netz der Teststrecke aus Swearingen et al. (1987).....	96
Abb. 7.11: Vergleich der gemessenen (a) Isotachen der Hauptströmung und berechneter Werte in verschiedenen wandnormalen Ebenen $x = \text{const}$ stromab für eine Reynoldszahl $10^4 < Re_x < 4 \times 10^5$ .....	97

Abb. 7.12: Vergleich der gemessenen und gerechneten dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile $u^*$ als Funktion des dimensionslosen Abstandes $y^*$ in der Mitte des Wirbels (für LES $z = 1,8 \text{ cm}$ ) in verschiedenen $x$ -Ebenen stromabwärts.....	98
Abb. 7.13: Vergleich der mit Hilfe des Rauchföhnchenverfahrens visualisierten Wirbelstrukturen (a) mit den berechneten Isotachen in der Grenzschicht ( $0,85 U_0$ ) (b).....	99
Abb. 7.14: Experimentelle Beobachtung (a) und Simulation (b) der Oberfläche eines vertikalen Wasserfreistrahls mit rechteckigem Querschnitt bei einer mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $2\text{m/s}$ in der $xz$ -Ebene.....	101
Abb. 7.15: Vergleich der berechneten Oberfläche eines vertikalen Wasserfreistrahls mit rechteckigem Querschnitt (c)- f) mit experimentellen Beobachtungen (a)-b) und analytischen Abschätzungen (schwarze Strichlinien – Wellenberge, durchgezogene – Wellentale) in der $xz$ - und $xy$ -Ebene. $h_1$ - Abstand zwischen Düsenkante und der Position der Wellenkoaleszenz auf der Schmalseite; a), c), d) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $2\text{m/s}$ ; b), e), f) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $3\text{m/s}$ .....	102
Abb. 7.16: Vergleich der berechneten Oberfläche eines vertikalen Wasserfreistrahls mit rechteckigem Querschnitt (c)- f) mit experimentellen Beobachtungen (a)-b) und analytischen Abschätzungen (schwarze Strichlinien – Wellenberge, durchgezogene – Wellentale) in der $xz$ - und $xy$ -Ebene. $h_1$ - Abstand zwischen Düsenkante und der Position der Wellenkoaleszenz auf der Schmalseite; a), c), d) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $4\text{m/s}$ ; b), e), f) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $5\text{m/s}$ .....	103
Abb. 7.17: Vergleich der gemessenen(jeweils linke Bildhälfte) und berechneten Oberfläche eines Freistrahls für $2\text{m/s}$ (a); $3\text{m/s}$ (b); $4\text{m/s}$ (c); $5\text{m/s}$ (d). Entwicklung der Länge $h_1$ (Abstand zwischen der Düsenkante und dem Punkt des Wellenkoaleszenz auf der Schmalseite). Die eingezeichneten Kurven zeigen die Querschnittskontur des Strahls in einer Ebene $x = 50\text{mm}$ stromab der Düsenkante.....	104
Abb. 7.18: Vergleich der gemessenen(Grauskala) und berechneten (kontinuierliche Linie) Gas-Liquid-Grenze in der Ecke eines Freistrahls für $2\text{m/s}$ (a); $3\text{m/s}$ (b); $4\text{m/s}$ (c); $5\text{m/s}$ (d) in einer Ebene $x = 50\text{mm}$ stromab der Düsenkante.....	105
Abb.B.1: Berechnete Düsenprofile des IFMIF Targets.....	121
Abb. B.2: Änderung des berechneten $K_{acc}$ -Werts in beschleunigter Grenzschicht entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien.....	122
Abb. B.3: Entwicklung des berechneten lokalen Widerstandsbeiwerts $C_f$ der Beschleunigten Grenzschicht entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien und verschiedene mittlere Geschwindigkeiten $U_0$ . a) $U_0=5\text{m/s}$ , a) $U_0=10\text{m/s}$ , a) $U_0=20\text{m/s}$ .....	125
Abb. B.4: Entwicklung der berechneten Turbulenzintensität am Rande der Beschleunigten Grenzschicht entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien und verschiedene mittlere Geschwindigkeiten $U_0$ . a) $U_0=5\text{m/s}$ , a) $U_0=10\text{m/s}$ , a) $U_0=20\text{m/s}$ .....	126

Abb. B.5: Berechnete Änderung des Geschwindigkeitsprofils $u^+$ am Düsenaustritt für vier Düsengeometrien. a) Doppelkontraktionsdüse, b) Einzelkontraktionsdüse 1, c) Einzelkontraktionsdüse 2, d) Einzelkontraktionsdüse 3.....	127
Abb. B.6: Entwicklung der Geschwindigkeit in der Düsenmitte $U_0$ und in der Wandnähe $U_w$ entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien und verschiedene mittlere Geschwindigkeiten $U_0$ . a) $U_0=5\text{m/s}$ , b) $U_0=10\text{m/s}$ , c) $U_0=20\text{m/s}$ .....	128
Abb. B.7: Berechnetes Verhältnis zwischen der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente $V_w$ und der Hauptgeschwindigkeitskomponente $V_w/U_0$ entlang der Düselänge für vier Düsengeometrien.....	129
Abb. C.1: Seitliche Ansicht auf die berechnete freie Oberfläche des Lithiumstrahls bei verschiedenen Geschwindigkeiten. Änderung der kritischen Länge $h_f$ mit steigender Strahlgeschwindigkeit.....	131
Abb. C.2: Berechnete Lithium-Vacuum Grenze im $U^{238}$ Bestrahlungsbereich ( $25\text{mm} < y < 75\text{mm}$ ) in verschiedenen xz- Schnittebenen bei der mittleren Strahlgeschwindigkeit von $10\text{m/s}$ . Bestrahlungsbereich von. Die tolerierbaren Abweichungen der Lithiumstrahlkontur sind mit roten Linien gekennzeichnet.....	132
Abb. C.3: Ergebnisse der Simulationsrechnungen für zwei potenzielle Design Optionen zur Erhöhung der kritischen Länge $h_f$ bei der mittleren Strahlgeschwindigkeit von $5\text{m/s}$ . a) Erweiterung der schmalen Strahlseite im Bestrahlungsbereich; b) Kombination der Seitenweiterung und Führungsschienen.....	132
Abb. C.4: Mit LES simulierte Strömung des FRANZ / Lithiumtargets bei der mittleren Lithiumgeschwindigkeit von $10\text{m/s}$ . a) Freie Lithiumoberfläche (gelb dargestellt), b) Iso-Flächen der Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht der Rückwand ( $U_w = 0,85U_0$ , blau dargestellt). Helle Streifen zeigen Gebiete der Geringenströmungsgeschwindigkeit.....	124
Abb. C.5: Mit LES berechnete Vektorfelder der Querströmung in drei Schnittebenen $\alpha = -5^\circ$ (oberhalb des Bestrahlungsbereichs); $\alpha = 0$ (im Bestrahlungsbereich); $\alpha = 5^\circ$ (unterhalb des Bestrahlungsbereichs); Lithium-Vakuum Grenze ist gekennzeichnet mit der schwarzen Linie.....	125

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1: Typische Betriebsparameter der betrachteten Hochenergieflüssigmetall- targets.....	9
Tabelle 2.2: Berechnete dimensionslose charakteristische hydraulische Kennzahlen der betrachteten Hochenergieflüssigmetalltargets.....	10
Tabelle 4.1: Bereich der Reynolds-Zahlen $Re_{\delta_2}$ in der Grenzschicht am Düsenaustritt für die betrachteten Flüssigmetalltargets.....	26
Tabelle 5.1: Empirische Koeffizienten der CSLR und CLLR Turbulenzmodelle.....	51
Tabelle 5.2: Low-Re Erweiterungen der CSLR und CLLR Turbulenzmodelle.....	51
Tabelle 5.3: Koeffizienten für konstitutive $k-\varepsilon$ Verhältnisse.....	51
Tabelle 5.4: Koeffizienten und Konstanten des V2F Turbulenzmodells.....	55
Tabelle 6.1: Thermophysikalische Eigenschaften für Lithium und Wasser und daraus resultierende dimensionslose Kennzahlen für typische Betriebsbedingungen des IFMIF Li-Target und der Testanlage JAERI.....	60
Tabelle 6.2: Einflussgrößen der Betriebsbedingungen von Super-FRS Li-Target und der Testanlage KALLA/FZK am Düsenaustritt.....	69
Tabelle B1: Thermo-physikalische Eigenschaften von Flüssig-Lithium aus Addison (1984).....	136
Tabelle B2: Thermo-physikalische Eigenschaften von Wasser beim Druck $p= 1\text{bar}$ aus dem VDI-Wärmeatlas 10. Auflage (2006).....	136

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Symbole

$A$	Wellenamplitude, m; Fläche $m^2$
$a$	Konstante; Höhe, m
$b$	Höhe, m
$C$	Konstante
$C_f$	Widerstandsbeiwert
$C_p$	Druckkoeffizient
$c$	Phasengeschwindigkeit, m/s
$Co$	Courant-Zahl
$D$	Strahlbreite, m; Wandwert
$d$	Filmdicke, m
$E$	Dämpfungsfunktion
$F$	Kraft, N; dimensionsloser Parameter
$F_1$	Gewichtungsfunktion
$f$	Umverteilungsfunktion
$f_\mu, f_1, f_2$	Dämpfungsfunktionen
$Fr$	Froude-Zahl
$G$	dimensionsloser Parameter
$G_s$	Smagorinsky-Konstante
$g$	Erdbeschleunigung, $m/s^2$
$h_1$	kritische Länge, m
$H$	Düsenhöhe; Strahltiefe, m; Heaviside'sche Sprungfunktion
$K_{acc}$	Beschleunigungsparameter
$K_p$	Druckparameter
$K_r$	Scherrspannungsparameter
$k$	turbulente kinetische Energie, $m^2/s^2$ , Rauigkeitshöhe, m
$L, L_c$	Länge, Längenscala, Kontraktionslänge, m
$l$	Dicke des Liquid-Gas Übergangsbereiches, m
$P, p$	Druck, Pa; Produktionsterm
$R$	Radius, m
$Re$	Reynolds-Zahl
$q$	Wärmestrom, $W/m^2$ ; Geschwindigkeit des turbulenten Fluidelements, m/s
$S$	Deformationsgeschwindigkeitstensor
$S_e$	Yap-Korrektur
$T_t$	Turbulentes Zeitmaß, s
$t$	Zeit, s

$U, u$	Hauptströmungsgeschwindigkeit, m/s
$U_0$	mittlere Hauptströmungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt, m/s
$U_\infty$	Außenströmungsgeschwindigkeit, m/s
$u^+$	dimensionslose Geschwindigkeit
$u_\tau$	Schubspannungsgeschwindigkeit, m/s
$V, v$	Normalgeschwindigkeit, m/s; Volumen, m <sup>3</sup>
$V_t$	turbulentes Geschwindigkeitsmaß, m/s
$W, w$	Quergeschwindigkeit, m/s
$We$	Weber-Zahl
$X$	Kontraktionsformparameter
$x, y, z$	kartesische Koordinaten, m
$y^+$	Dimensionsloser Wandabstand

### Griechische Symbole

$\alpha$	Phasenanteil in der Zelle, Winkel, °
$\beta$	Koeffizient
$\Gamma$	Grenzfläche, m <sup>2</sup>
$\gamma$	
$\Delta$	Gitterlängenmaß, m
$\Delta t$	Zeitschritt, s
$\delta$	Dirac-Deltafunktion
$\delta_2$	Impulsverlustdicke, m
$\varepsilon, \tilde{\varepsilon}$	turbulente Dissipation, m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\eta$	Normalenvektor
$\theta$	Winkel
$\kappa$	Karman-Konstante
$\lambda$	Wellenlänge, m
$\mu$	Viskosität, kg/ms
$\nu$	kinematische Viskosität, m <sup>2</sup> /s
$\nu_t$	Turbulente Viskosität, m <sup>2</sup> /s
$\rho$	Dichte, m <sup>3</sup>
$\sigma$	spezifische Oberflächenspannung, N/m <sup>2</sup> , empirische Konstante
$\tau$	Schubspannung, N/m <sup>2</sup>
$\Phi$	Strömungsgröße
$\Omega$	Wirbelstärke
$\omega$	spezifische Dissipationsrate, s <sup>-1</sup>

### **Indizes**

1,2,3	x,y,z - Richtung
1,2	Eintritt, Austritt
—	zeitlich gemittelt
'	Schwankungsgröße
<b>G</b>	Gas
<i>i,j,k</i>	Komponente
<i>i,e</i>	Eintritt, Austritt
<i>kr, cr</i>	kritische Größe
<i>L</i>	Liquid
<i>t</i>	turbulent

## Abkürzungen

DNS	Direkte Numerische Simulation
CFD	Computational Fluid Dynamics
CLLR	Cubic Lien's Low-Re Model
CSF	Continuum Surface Force
CSLR	Cubic Suga's Low-Re Model
FRS	Fragment Separator
FRANZ	Frankfurter Neutron-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum
HRIC	High Resolution Interface Capturing
IFMIF	International Fusion Materials Irradiation Facility
IPPE	Institute for Physics and Power Engineering
JAERY	Japan Energy Research Institution
KALLA/FZK	KARlsruhe Lead LABORatory / ForschungsZentrum Karlsruhe
LES	Large Eddy Simulation
MARS	Monotone Advection and Reconstruction Scheme
NUSTAR	Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions
PISO	Pressure-Implicit with Splitting of Operators
RANS	Reynolds averaged Navier Stokes
SST	Shear Stress Transport Model
SSG	Sub Grid Scale
VOF	Volume of Fluid

## 1. Einleitung

In vielen kerntechnischen Anwendungen erfolgt eine Kopplung eines Beschleunigers mit einem Target mit dem Ziel entsprechend der beabsichtigten Anwendung dedizierte Sekundärteilchen eines bestimmten Typs und Energieinhalts zu erzeugen.

Hierzu werden in einer Ionisierungsröhre geladene Primärteilchen beispielsweise Elektronen, Protonen, Ionen über Entladungsvorgänge erzeugt, mittels spezieller Magnetsysteme auf eine bestimmte Energie beschleunigt und im weiteren kollimiert bevor sie auf ein Ziel, das so genannte Target auftreffen. Im Target werden über elastische und inelastische Stöße der Primärteilchen mit dem Targetmaterial Sekundärteilchen wie Protonen, Neutronen, oder Ionenfragmente erzeugt, die über geeignete Strahlröhren der jeweiligen Anwendung zugeführt werden.

Das Anwendungsspektrum reicht von der Neutronenfelderzeugung für astrophysikalische Forschungszwecke über diagnostische Verfahren wie die Neutronentomographie bis hin zu Transmutationsprozessen zu Herstellung von Radionukliden für medizinische Anwendungen oder gar zur Reduktion langlebiger Spaltprodukte aus Leichtwasserreaktoren mittels Beschleuniger getriebener Reaktoren (ADS).

Zur Erreichung einer höheren Effizienz werden in jüngster Zeit immer leistungsfähigere Beschleunigungssysteme entweder mit vergrößerter Partikeldichte oder gesteigerter kinetischer Energie der Primärteilchen betrachtet. Damit steigt inhärent die im Target durch Stoßreaktionen freigesetzte Wärmeleistungsdichte und in der Folge die darin erzeugte Temperatur. Diese kann Werte innerhalb des Targetmaterials erreichen, die weit oberhalb des Schmelzpunktes jeglicher verfügbarer Strukturmaterialien liegt. Damit sind für diesen Anwendungszweck klassische Feststofftargets, die über ein Sekundärmedium gekühlt werden, nicht mehr realisierbar.

Einen technischen Ausweg aus der Temperaturlimitierung bei diesen Hochleistungstargets bieten Flüssigmetalltargets mit freier Oberfläche, in denen das Flüssigmetall bifunktional als Target und als Kühlmittel agiert. Durch die Auswahl von Flüssigmetallen mit hoher Kernzahldichte bei gleichzeitig hohem Siedepunkt wie beispielsweise Lithium oder Blei kann die mögliche erreichbare Leistungsdichte im Target auf die von der Anwendungsseite geforderten Werte gesteigert werden.

Nachfolgend werden drei unterschiedliche Typen flüssiglithiumgekühlter Hochleistungstargets vorgestellt, die sich gegenwärtig in der technischen Entwicklung befinden. Anhand dieser Anwendungsbeispiele sollen die Anforderungen an ein Flüssigmetalltarget mit freier Oberfläche dargestellt werden. Daraus resultieren unterschiedliche Randbedingungen an die Strömungshydraulik.

### **1.1 Internationale Fusionsmaterialbestrahlungseinrichtung IFMIF**

Das Neutronenspektrum in Leichtwasserreaktoren unterscheidet sich wesentlich von denen eines Fusionsreaktors. Es wird im Wesentlichen von hochenergetischen Neutronen ( $>1\text{MeV}$ ) dominiert. Aus

## 1. Einleitung

diesem Grund führt die Bestrahlung von Strukturwerkstoffen in Spaltreaktoren nicht zu denselben Materialschädigungen, wie sie in einem Fusionsreaktor zu erwarten sind. Für die zukünftige Werkstoffentwicklung ist daher eine spezielle Fusionsneutronenquelle erforderlich, die die typischen Neutronenbelastungen simulieren kann.

In der geplanten internationalen Fusionsmaterialbestrahlungsanlage IFMIF (International Fusion Materials Irradiation Facility - siehe IFMIF Int. Team, 2004) soll eine intensive hochenergetische Neutronenquelle bis zu 40 MeV über die Stripping-Reaktion von zwei Deuteronen Strahlen in einem Lithium-Target realisiert werden. Die Abbildung 1.1 zeigt den schematischen Aufbau der geplanten IFMIF Einrichtung und die Abbildung 1.2 einen Nahansicht des IFMIF Targets. In dem Neutronenfeld hinter dem Lithium-Target werden fusionsrelevante Werkstoffproben, die in Containern zusammengefasst sind- so genannte Testmodule, bestrahlt.

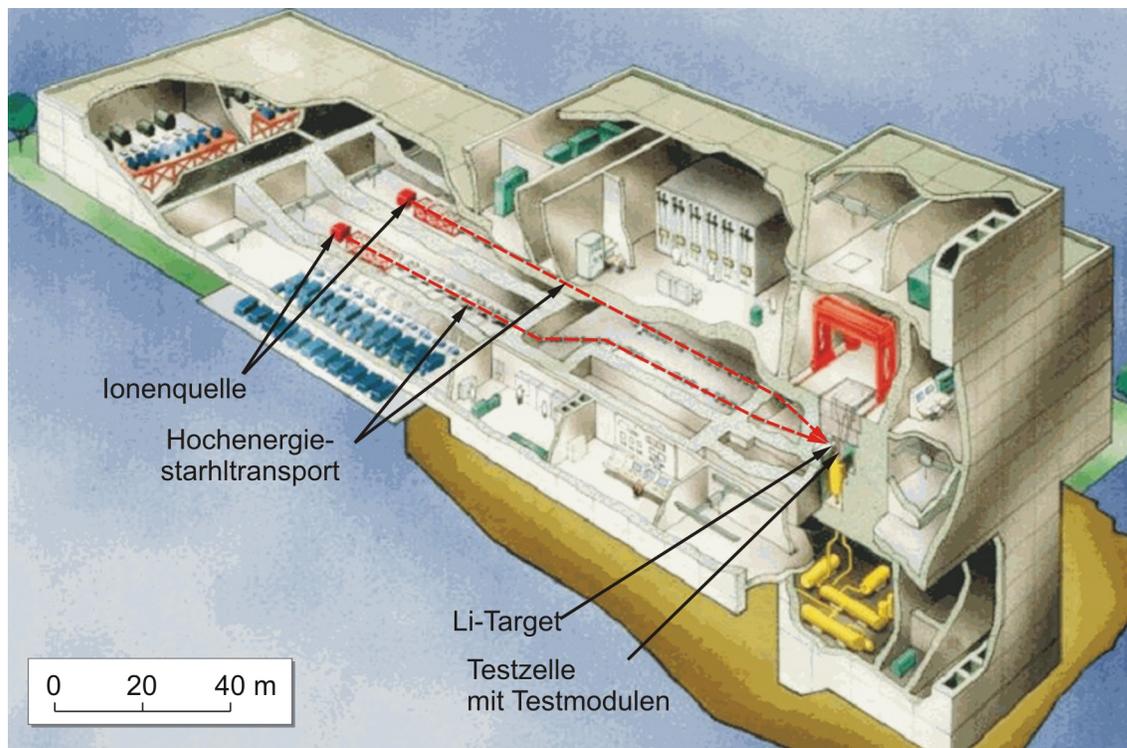


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der geplanten internationalen Fusionsmaterialbestrahlungsanlage IFMIF.

Die gesamte thermische Energie der beiden Deuteriumstrahlen von 10 MW, die in einem Volumen von  $200 \times 50 \times 26 \text{ mm}^3$  freigesetzt wird und zur Erzeugung des Neutronenfelds erforderlich ist, wird über einen Flüssiglitiumfilm abgeföhrt, wie es in der Abbildung 1.2 dargestellt ist. Hierzu sind Geschwindigkeiten des Flüssigmetallfilms von bis zu 20 m/s erforderlich, da die Wärmefreisetzung im Lithium zu Temperaturen föhrt, die oberhalb seines Siedepunktes liegen. Der Siedepunkt ergibt sich entsprechend dem Betriebsdruck des Beschleunigers. Da selbst eine derart hohe Strömungsgeschwindigkeit ein eventuelles Sieden an der Flüssigmetalloberfläche nicht ausschließt, wird die Strömung zusätzlich entlang einer kon-

kaven Rückwand geführt. Hierbei kommt es durch Zentrifugalkräfte zu einem quasilinearen Druckaufbau innerhalb des Fluids, der dessen Siedepunkt deutlich erhöht. Um die maximale Dichte des Neutronenfeldes zu gewährleisten und gleichzeitig ein Eindringen des Deuteronenstrahls in die Rückwand zu vermeiden, sind die Fluktuationen der freien Oberfläche des Targets auf  $\pm 1\text{mm}$  zu begrenzen.

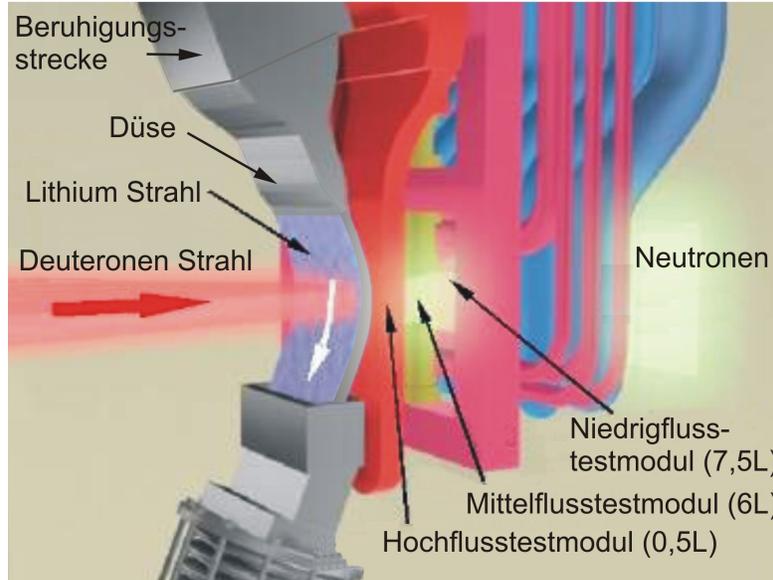


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des IFMIF Lithium-Targets und der nachgeschalteten Testmodule, in denen sich die zu untersuchenden Strukturmaterialproben befinden.

### 1.2 NUSTAR

Ein Hauptforschungsgebiet im Zukunftsprojekt FAIR /GSI ist die Untersuchung der spezifischen Eigenschaften und des Verhaltens seltener Nuklide und ihrer Relevanz in der nuklearen Astrophysik. Diese Aktivität ist unter dem Akronym NUSTAR (**N**uclear **S**tructure, **A**strophysics and **R**eactions) zusammengefasst. Das zentrale Gerät der NUSTAR Experimente wird der supraleitende Fragmentseparator Super-FRS (GSI, 2001) sein. Mit dem Super-FRS, der schematisch in der Abbildung 1.3 dargestellt ist, werden exotische Kerne bei relativistischen Energien hergestellt und im Flug vom Primärstrahl und den Kontaminanten getrennt. Diese universelle Separationsmethode ermöglicht den Zugang zu sehr kurzlebigen Kernen aller Elemente mit Lebensdauern bis hinunter in den Submikrosekundenbereich.

Am Super-FRS werden Experimente an drei verschiedenen Zweigen durchgeführt. Im Hochenergiebereich werden während eines 50 Nanosekunden langen Pulses  $10^{10}$   $U^{238}$ -Ionen auf eine kinetische Energie von 2GeV beschleunigt und in das Target geschossen. Die dabei im Target freigesetzte Wärme erfordert ein mit Flüssigmetall gekühltes fensterloses Target. Das Target besteht aus einem mit dem Schwerfeld g ausgerichteten Lithium-Freistrahls rechteckigen Querschnitts der Abmessungen 16mm x 70mm, wie er in der Abbildung 1.4 dargestellt ist. Zur sicheren Wärmeabfuhr ist eine mittlere Lithiumgeschwindigkeit von 5-10m/s im Freistrahls erforderlich. Um den sicheren Einfang des ganzen  $U^{238}$ -

## 1. Einleitung

Ionenstrahl entlang eines 70mm langen Flugpfades in Lithium zu gewährleisten, darf dieser Laufweg maximal um  $\pm 1\%$ , das heißt  $\pm 0,7\text{mm}$ , für die erforderlichen Volumenstrombereich variieren.

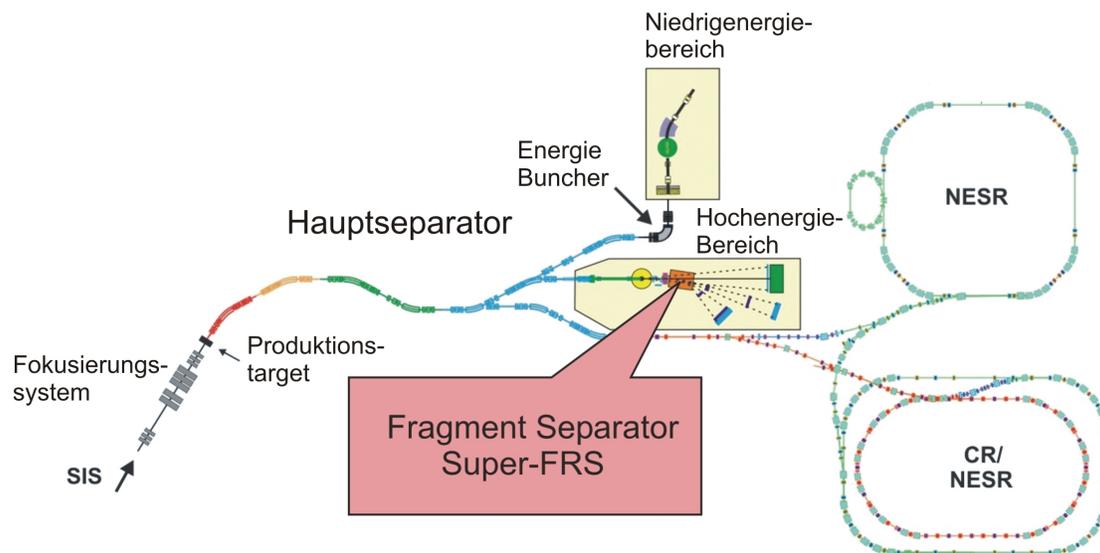


Abbildung 1.3: Schematische Ansicht der NUSTAR/Super-FRS Anlage.

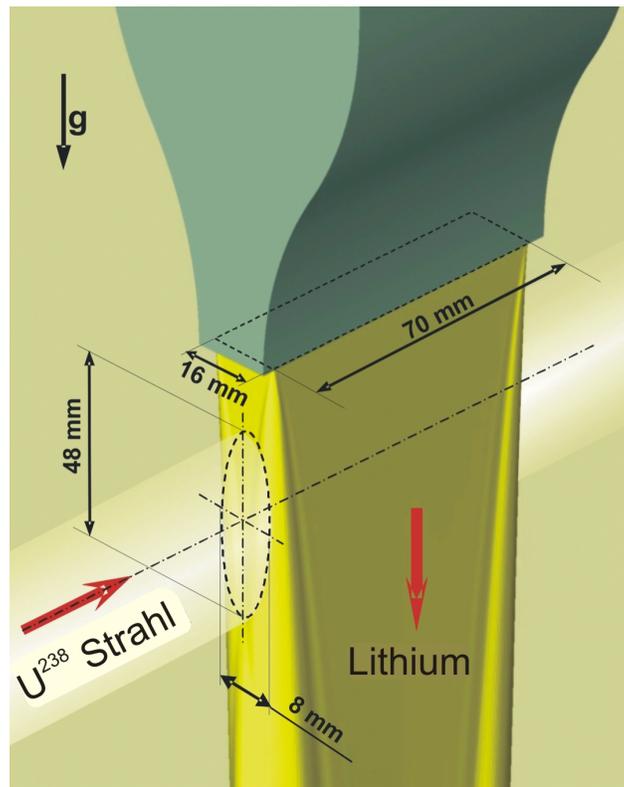


Abb.1.4: Schematische Darstellung der geometrischen Abmessungen und der Anordnung des Super-FRS-Lithium-Targets für die Hochenergieanwendung.

### 1.3 Frankfurter Neutron-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum FRANZ

FRANZ (**F**rankfurter **N**eutron-Quelle am Stern-Gerlach-Zentrum) ist eine Neutronenquelle, die in optimaler Weise die Untersuchung von Neutroneneinfangsquerschnitten in einem mittleren Energiebereich ermöglicht, das heißt frei wählbar in einem Bereich von 1keV bis 500keV, siehe Chau et al. 2006. Die Einmaligkeit der geplanten Anlage besteht in der Verfügbarkeit extrem kurzer, intensiver Neutronenpulse mit genau einstellbaren Maximalenergien zwischen 100 keV und 500 keV und mit Pulswiederholungsraten von bis zu 250 kHz. FRANZ wird zum Verständnis beitragen, auf welche Weise die chemischen Elemente in den Sternen produziert werden. So spielen insbesondere in Rote-Riesen-Sternen und bei Supernovaexplosionen Neutronen in dem entsprechenden Energiebereich eine große Rolle.

Wesentliche Bestandteile der FRANZ-Anlage, dessen schematischer Gesamtaufbau in der Abbildung 1.5 dargestellt ist, sind ein Hochstrom-Protonenbeschleuniger mit wählbaren Beschleunigungsspannungen zwischen 1,7 MeV und 2,2MeV, ein Buncher-System zur Formung von 1ns langer Strahlpulse sowie das Neutronenproduktionstarget. Die Neutronenerzeugung erfolgt über den Austausch eines Protons gegen ein Neutron an einem Lithium-Atomkern beim Beschuss eines Lithium-Targets mit dem hochenergetischen Protonenstrahl.

Die wesentlichen Bestandteile Ionenquelle, Hochfrequenzquadrupol- und Driftröhrenbeschleuniger zeigt die Abbildung 1.5. Konstruktiv ähnelt der Aufbau des FRANZ-Lithiumtargets dem des IFMIF-Targets. Es ist mit den wichtigsten Abmessungen in der Abbildung 1.6 dargestellt.

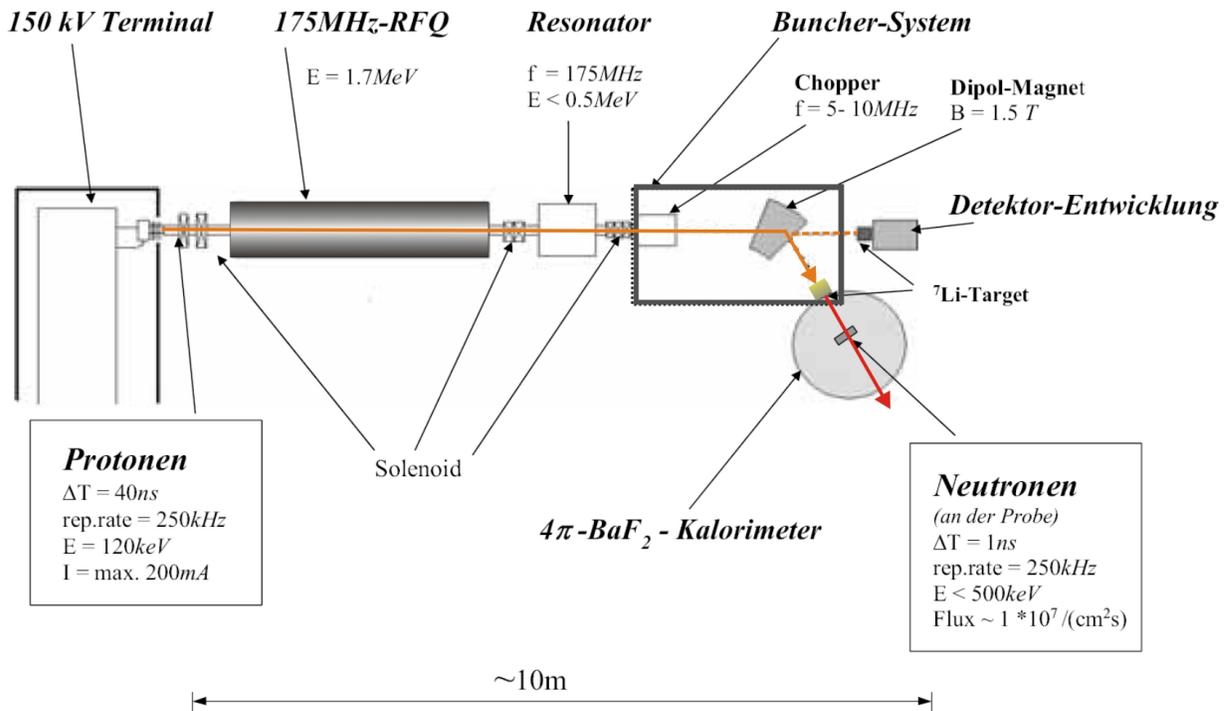


Abbildung 1.5: Schematische Ansicht des Gesamtaufbaus der FRANZ Anlage mit seinen wichtigsten Komponenten und deren Eckdaten.

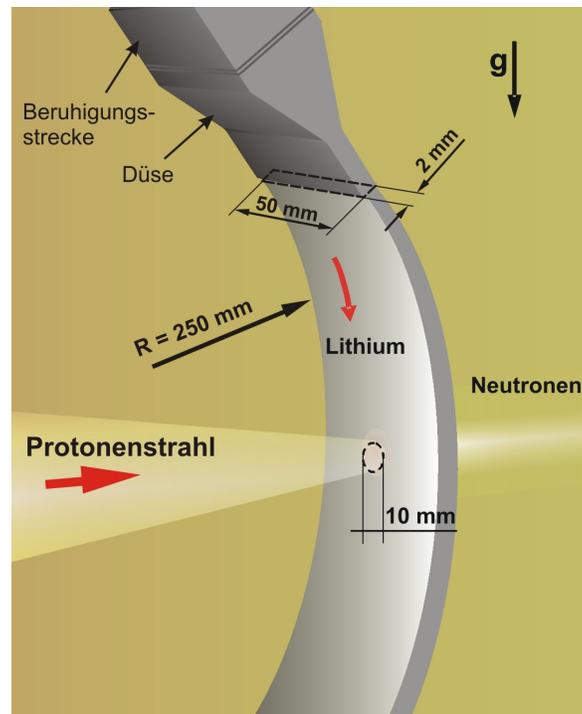


Abbildung 1.6: Schematische Darstellung des FRANZ-Lithium-Targets mit seinen wichtigsten geometrischen Abmessungen.

### 1.4 Zusammenfassende Anmerkungen zum Anwendungsbereich von Lithiumtargets

Trotz unterschiedlichen Anwendungsgebiete und Strömungsführungen müssen alle Flüssigmetalltargets simultan mehreren Anforderungen genügen.

Zweifellos sind die beiden wichtigsten Kriterien die Gewährleistung der Neutronikleistung und der Aspekt der sicheren Wärmeabfuhr, die das Design und die Auslegung des Targets maßgeblich bestimmen.

Dies bedingt die Sicherstellung einer zeitlich und räumlich konstanten Targetfilmdicke innerhalb des operativen Durchflussbereiches. Beruhigungsstrecken und Düsen, die immer als Komponente in die Targeteinheit eingeschlossen sind, ermöglichen eine hydrodynamisch stabile Strahlströmung. Die Beruhigungsstrecke dämpft die Druckoszillationen und Sekundärströmungen aus dem Zulauf. Die Düse gewährleistet eine Strömung mit möglichst konstanter, gleichmäßig verteilter Geschwindigkeit und dämpft die Turbulenz.

### 1.5 Struktur der Arbeit

Nach der Einführung der Problemstellung wird in Kapitel 2 eine Lösungsstrategie zur Entwicklung einer validierten Auslegungsmethode für Flüssigmetalltargets ausgearbeitet. In Kapitel 3 wird die Düsenströmung im Hinblick auf die Stabilität der Targetströmung beschrieben bevor in Kapitel 4 Fragestellungen der Strömungen mit freien Oberflächen behandelt werden. Gegenstand des Abschnitts 5 bildet die Turbulenzmodellierung; innerhalb dieses Abschnitts werden unterschiedliche spezifische Lösungsverfahren

vorgelegt und diskutiert. Die nachfolgenden Kapitel 6 und 7 behandeln die Validierungsstrategien für die unterschiedlichen Strömungsgebiete. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Identifizierung der Gültigkeits- und Anwendungsbereiche der rechnerischen Verfahren für die unterschiedlichen Anwendungen mit dem Ziel, dem Anwender ein validiertes, rechnerisches Auslegungswerkzeug für freie Flüssigmetalloberflächentargets bereitzustellen. Als Validierungsgrundlage werden sowohl selbst durchgeführte als auch in der Literatur ausführlich beschriebene experimentelle Ergebnisse herangezogen.

## 2. Target – Design: Problem und Lösungsstrategie

### 2.1 Anforderungen zum Target – Design

Die wichtigen Funktionen des Flüssigmetalltargets bestimmen die Anforderungen und Randbedingungen bei einer Targetauslegung.

Diese Funktionen kann man, basierend auf den vorgestellten Targets, auf folgende Weise klassifizieren.

- **Sichere Neutronikleistung.**

Die Anforderungen zur Neutronikleistung begrenzen die Filmdicke des Flüssigmetalltargets und damit ihre Schwankungsbandbreite. Die Bestrahlung der IFMIF-Testproben erfordert einen hochintensiven Neutronenfluss. Damit der Sollwert der Neutronenproduktion nicht gefährdet ist, muss die Filmdicke des Lithiumfilms größer sein als die durch kinetische Energie der Primärteilchen erreichbare Eindringtiefe. Zeitliche Schwankungen der Filmdicke in der Größenordnung eines (!) Millimeters können die Intensitätsverteilung des erzeugten Neutronenfeldes erheblich beeinflussen. Ähnliche Anforderungen treten ebenfalls beim FRANZ-Target auf. Beim Super-FRS-Target können Dickenvariationen des Flugpfades zusätzlich zur Entstehung von unerwünschten Partikelprojektilen führen, die Qualität der Messergebnisse negativ beeinträchtigen. Eine wesentliche Auslegungsanforderung für ein Target ist daher: **Zur Erzielung einer definierten Neutronikleistung muss eine bestimmte, zeitlich möglichst stabile Flüssigmetallfilmdicke innerhalb gewisser Grenzen eingehalten werden.**

- **Sichere Wärmeabfuhr.**

Ein wesentlicher Vorteil der Flüssigmetalltargets gegen Feststofftargets ist eine schnelle und effiziente Wärmeabfuhr bei kleinen Temperaturgradienten. Eine sichere Wärmeabfuhr bei hoher Leistung ohne Eintritt von Sieden erfordert hohe Geschwindigkeiten. Die minimale Geschwindigkeit variiert von Target zu Target zwischen 5m/s und 20m/s. Bei relativ niedrigen Druckwerten in der Vakuumkammer (kleiner als  $P = 10^{-3}$  Pa) und hoher Wärmeproduktion im Inneren des Targets erniedrigt sich der Siedepunkt der Fluide. Damit ist ein Sieden des Lithiums innerhalb des Targets und insbesondere an der Grenzfläche Fluid-Vakuum möglich. Bei dem Target mit gerader Rückwand und dem Freistrahltarget ohne Rückwand können Siedevorgänge nur durch eine signifikante Steigerung der Lithiumstrahlgeschwindigkeit vermieden werden. Dies führt zu einer Erhöhung der Pumpenleistung. Gleichzeitig mit der Geschwindigkeitserhöhung wächst die Gefahr der Korrosions-/ Erosionsprozesse am Düsenaustritt zur freien Oberfläche. Beim Konzept mit gekrümmter Rückwand kommt es durch die Einwirkung der Zentrifugalkraft innerhalb des Lithiumstrahls zu einem Druckaufbau innerhalb des Fluids. Dieser Effekt erhöht die Siedetemperatur. Bei den Flüssigmetalltargets mit einseitiger Berandung durch feste Wände (beispielsweise IFMIF und FRANZ) muss die Durchdringung des Strahls in die Target-Struktur und damit deren eventuelle Zerstörung vermieden werden. Diese Forderung bestimmt die minimale Filmdicke des Flüssigmetalltargets. Es ist somit festzuhalten: **Eine sichere Wärmeabfuhr begrenzt die minimale Strömungsgeschwindigkeit und damit die minimale zulässige Filmdicke.**

- **Vermeiden der Korrosion/Erosion an Strukturmaterialien.**

Korrosions- / Erosionsprozesse, die durch Überschreitung kritischer Wandschubspannungsbelastungen oder Auslösung von Legierungsbestandteilen entstehen, führen zu einer geometrischen Desintegration der Strömungskanalwände beziehungsweise der Düsenkanten des Targets. Diese Änderungen des Strömungskanals wiederum verändern die Form der Flüssigmetalloberfläche und können unerwünschte Instabilitäten der Oberfläche hervorrufen. Das führt zu dem Schluss: **Die Reduktion beziehungsweise Vermeidung von Korrosions-/ Erosionsprozessen erfordert eine Begrenzung der maximalen Geschwindigkeit innerhalb der Targetströmung.**

**2.2 Variation der Betriebsparameter der Flüssigmetalltargets und Analytische Betrachtung der Einflussgrößen**

Die Tabelle 2.1 stellt die wichtigsten Betriebsparameter (Temperatur, Druck, Geschwindigkeit, Geometrie) der in Kapitel 1 beschriebenen Flüssigmetalltargets vor. Diese Parameter bestimmen die charakteristischen, dimensionslosen hydraulischen Kennzahlen, die in der Tabelle 2.2 zusammen gefasst sind. Die im Weiteren verwendeten charakteristischen hydraulischen Kennzahlen sind wie folgt definiert.

Tabelle 2.1: Typische Betriebsparameter der betrachteten Hochenergieflüssigmetalltargets.

Beschreibung	IFMIF	Super FRS	FRANZ
Strahlenergie	40 MeV	1GeV	2 MeV
Primärpartikel	Deuterium D <sup>+</sup>	U <sup>238</sup>	Protonen
Bestrahlungsmodus	kontinuierlich	50 ns Puls (Wiederholfrequenz 1Hz)	Quasi-kontinuierlich 1 ns
Bestrahlungsbereich	200mm x 50mm	8mm x 48mm	D = 10mm (Kreis)
Filmbreite / -tiefe	260mm x 25mm	16mm x 70mm	50mm x 2mm
Li Eintrittstemperatur/ Max. Temperatur	250 °C / ≈ 400 °C	250 °C -	250 °C
Druck an der freien Li-Grenzfläche	10 <sup>-3</sup> Pa	10 <sup>-3</sup> Pa	10 <sup>-3</sup> Pa
Mittlere Li-Geschwindigkeit	10 – 20m/s	5-10m/s	7-12m/s
Li-Strömungsführung	Konkave Rückwand R = 250mm	Keine Freistrahler	Konkave Rückwand R = 250mm
Düsenkontraktionsra- te	10 : 1	4:1	10:1

## 2. Target – Design: Problem und Lösungsstrategie

Tabelle 2.2: Berechnete dimensionslose charakteristische hydraulische Kennzahlen der betrachteten Hochenergieflüssigmetalltargets

	IFMIF	Super FRS	FRANZ
Reynolds Zahl $Re = U \cdot d / \nu$	(1.27 - 5.07)x10 <sup>5</sup>	(1.32 - 2.65)x10 <sup>5</sup>	(1.42 - 2.43)x10 <sup>4</sup>
Froude Zahl $Fr = \frac{U}{\sqrt{g \cdot \cos \theta \cdot d}}$	16.3 - 65.3	9.9 - 19.8	80 - 138
Froude Zahl (Zentripetal) $Fr_c = \sqrt{R / d}$	3.16	-	11.2
Weber Zahl $We = U^2 \cdot \rho \cdot d / \sigma$	837 - 13400	834 - 3034	131 - 386
Görtler Zahl $Go = (U \cdot \delta_2 / \nu) \cdot \sqrt{\delta_2 / R}$	20.8 - 29.4	-	23 - 26

- Reynolds-Zahl  $Re$ : 
$$Re = \frac{U \cdot d}{\nu};$$

$U$  bezeichnet die mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt,  $\nu$  die spezifische kinematische Viskosität und  $d$  den hydraulischen Durchmesser am Düsenaustritt, wobei dieser sich aus dem Quotienten aus viermal dem Querschnitt des Düsenaustritts durch dessen Umfang ergibt. Die Reynolds-Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheits- und Viskositätskräften.

- Weber-Zahl  $We$ : 
$$We = \frac{U^2 \rho d}{\sigma};$$

mit  $\rho$  als spezifischer Fluidichte und  $\sigma$  als spezifischer Oberflächenspannung. Sie beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheits- und Oberflächenspannungskräften;

- Froude-Zahl  $Fr$ : 
$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g \cos \theta d}} \quad \text{oder} \quad Fr_c = \sqrt{\frac{R}{d}} \quad (\text{für konkave Wände}),$$

$g$  ist hierin die Erdbeschleunigung und  $g \cos \theta$  die Beschleunigungskomponente normal zur Strömungsrichtung;  $\theta$  beschreibt den Neigungswinkel der Strömung zur Horizontalebene und  $R$  den Krümmungsradius der Rückwand. Die Froude-Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen Trägheits- und Gravitationskräften;

- Görtler-Zahl  $Go$ : 
$$Go = \frac{U \delta_2}{\nu} \sqrt{\frac{\delta_2}{R}},$$

worin  $\delta_2$  die Impulsverlustdicke ist. Die Görtler-Zahl gibt ein Kräfteverhältnis zwischen Viskositätseffekten innerhalb der Grenzschicht wieder.

Die Reynolds-Zahlen basieren auf dem hydraulischen Durchmesser  $d$  der Strömung am Düsenaustritt und liegen für alle Targettypen mit  $Re > 10^4$  im turbulenten Bereich. Das bedeutet, dass in allen Targets

sowohl im Düsenbereich als auch im Flüssigmetallstrahl unregelmäßige, instationäre Strömungen zu behandeln sind. Die Entwicklung der Turbulenz in der Düse und ihre Wirkung auf die Stabilität der freien Oberfläche muss daher eingehend untersucht werden.

Die Froude-Zahlen sowohl für die geraden Strecken als auch für die Strecken mit gekrümmten Wänden liegen weit über dem kritischen Wert der Froude-Zahl, der mit  $Fr_k = 1$  gegeben ist. Damit ist mit der Entstehung von Oberflächenwellen und unter speziellen Bedingungen auch mit der Ausbildung eines hydraulischen Sprungs zu rechnen.

Die hohen Weber-Zahlen deuten auf einsetzende Kapillarwellen an der Strömungsoberfläche hin. Dabei kann eine mögliche Tropfenbildung an Wellenkämmen nicht ausgeschlossen werden.

Die Görtler-Zahl  $Go$  liegt bei allen betrachteten Anwendungen mit gekrümmter Rückwand ebenfalls oberhalb eines kritischen Wertes  $Go_k$ , die nach Schlichting (1997) mit dem Wert  $Gö_k = 7$  angegeben ist. Dies ist ein Hinweis auf eine potentielle Instabilität der Grenzschicht auf der gekrümmten Oberfläche der Rückwand. Sie kann zur Entstehung von sogenannten Görtler Wirbeln und Störungen der Oberfläche im Bestrahlungsbereich führen.

Die sehr wichtige Anforderung zum Targetdesign ist die Einhaltung einer bestimmten Flüssigmetallfilmdicke innerhalb eines bestimmten Fensters, das durch zeitabhängige Effekte wie Instabilitäten nicht über- beziehungsweise unterschritten werden darf.

Es ist offensichtlich, dass alle dimensionslosen Parameter einen Einfluss auf die Stabilität der Flüssigmetalloberfläche und damit auf die Filmdicke haben und eine validierte Quantifizierung der möglichen Bandbreite unabdingbar ist.

### **2.3 Probleme der Auslegung eines Flüssigmetalltargets und Ziel der Arbeit**

Auf Grund dimensionsanalytischer Überlegungen ist die Targetfilmdicke eine Funktion der relevanten dimensionslosen Einflussgrößen. Zur sicheren Auslegung des Flüssigmetalltargets sind daher die Einflüsse aller hydraulischen Effekte, die durch die dimensionslosen Parameter charakterisiert sind, zu untersuchen.

Jede der Targeteinheiten umfasst zwei Strömungsbereiche, die wandschubspannungsbehaftete Düsenströmung und die Strömung mit einer oder mehreren freien Oberflächen. Da die Düsenströmung einen großen Einfluss auf die Entwicklung der Freistrahlsströmung und damit auf die Stabilität der Filmdicke hat, müssen die hydraulischen Effekte in der Düsenströmung detailliert untersucht werden.

Wegen der Komplexität der Targetströmung bietet sich zur Auslegung eines Flüssigmetalltargets mit freier Oberfläche eine rechnergestützte Analyse basierend auf fluiddynamischen Rechencodes an.

Diese werden in der Fachliteratur oft mit CFD- Verfahren als Abkürzung des englischen „Computational Fluid Dynamic“ bezeichnet.

Zahlreiche Rechenverfahren und Turbulenzmodelle, die in modernen kommerziellen CFD Programmen zur Verfügung stehen, haben ihre Anwendungsgrenzen, weil die CFD-Programme im Allgemeinen nicht für alle Strömungsarten und hydraulischen Effekte validiert sind. Unter Validierung versteht man hierbei die Überprüfung der in den CFD-Programmen verwendeten mathematisch-physikalischen Modelle bei der Berechnung komplexer hydraulischer Vorgänge anhand experimenteller Daten. Wird die Kongruenz der experimentellen Daten und Rechenergebnisse durch die Abbildung aller wesentlichen physikalischen Effekte innerhalb eines Genauigkeitsrahmens bestätigt, so wird das Modell als validiert bezeichnet.

Für eine zuverlässige Anwendung der Turbulenzmodelle auf bestimmte Strömungstypen ist es notwendig, erst die physikalischen Hintergründe der hydraulischen Effekte zu untersuchen und ihre Wirkung auf die wichtigen Designparameter analytisch einzuschätzen. Basierend auf diesen Einschätzungen sind dann Turbulenzmodelle auszuwählen, die zur adäquaten rechnerischen Abbildung der physikalischen Effekte geeignet sein können. Danach wird durch eine Validierung mit Hilfe experimenteller Daten der sichere Anwendungsbereich für die verwendeten Turbulenzmodelle nachgewiesen.

Bisher gibt es keine komplette, validierte Auslegungsmethode für Flüssigmetalltargets, mit der die für den Target- Design bedeutenden hydraulischen Effekte analysiert und der sichere Anwendungsbereich der Rechenverfahren und Turbulenzmodelle definiert werden kann.

Vor diesem Hintergrund formuliert sich die Zielsetzung dieser Arbeit in der Aufgabe: „Entwicklung der validierten Auslegungsmethode für Flüssigmetalltargets und die Bestimmung ihrer Anwendungsgrenzen“.

### **2.4 Strategie zur Entwicklung einer validierten Auslegungsmethode für Flüssig-Metall Targets**

Die Lösung der oben beschriebenen Probleme bei der Entwicklung der Auslegungsmethode erfordert eine gezielte Lösungsstrategie.

Unterschiedliche Strömungsgebiete sind oft durch bestimmte hydraulische Effekte, zum Beispiel Stromlinienkrümmung, Sekundärströmungen, Änderung der Grenzschichtstruktur an der Wand oder Wellenausbreitung auf der freien Fluidoberfläche charakterisiert.

Die Begrenzung der Untersuchungen auf einzelne Strömungsgebiete eröffnet die Möglichkeit, die in diesem Strömungsgebiet eintretenden individuellen Effekte präzise zu analysieren. Damit können unterschiedliche in den CFD-Programmen verfügbare Turbulenzmodelle hinsichtlich ihres Potentials, Einzeleffekte adäquat physikalisch korrekt abzubilden, untersucht werden. Diese Detailanalyse erlaubt im Weiteren die Einschätzung der Anwendungsgrenzen einzelner Modelle und einen gezielten validierten Einsatz zur Targetauslegung.

Deswegen ist es sinnvoll, das Flüssigmetalltarget in zwei Strömungsgebiete zu zerlegen. Das erste Strömungsgebiet ist die schubspannungsbehaftete beschleunigte Düsenströmung. Das anschließende

zweite Strömungsgebiet ist die Strömung mit freien Oberflächen. Dabei handelt es sich sowohl um die schubspannungsfreien Freistrahlen, wie beim Super-FRS Target, als auch um die Wandfilmströmungen nur mit einer einseitigen freien Oberfläche wie in der IFMIF- oder FRANZ-Targetanwendung.

Im ersten Schritt wird die Düsenströmung behandelt, da sie die Anfangs- und Randbedingungen für die sich anschließenden Strömungen mit freien Grenzflächen bestimmt. Im Rahmen dieser Fragestellung werden folgende Aspekte beleuchtet:

- Analyse der Designanforderungen und der Randbedingungen für die Düsenströmung, Beschreibung der Eigenschaften der Düsenströmung und auftretender hydraulischer Effekte, Formulierung der Kriterien für das Eintreten dieser Effekte (Kapitel 3);
- Aufgrund der Strömungseigenschaften werden adäquate Turbulenzmodelle ausgewählt und anhand bestehender experimentellen Daten aus der Literatur validiert (Kapitel 6);
- Nach erfolgter Validierung, aufgrund der allgemeinen Düsenströmungsanalyse und sowie unter Beachtung der wesentlichen Operationsparameter der Flüssigmetalltargets werden der Anwendungsgrenzen für die Turbulenzmodelle bestimmt (Kapitel 6).

Im nächsten Schritt wird die Stabilität der Strömung mit freien Grenzflächen wie folgt analysiert:

- die potentiellen Instabilitätstypen und damit verbundenen Mechanismen werden klassifiziert und analysiert;
- adäquate numerische Verfahren und Turbulenzmodelle zur Erfassung der Instabilitäten werden ausgewählt (Kapitel 4);
- numerische Verfahren und Turbulenzmodelle werden mit Hilfe von experimentellen Daten validiert (Kapitel 7);
- die Anwendungsgrenzen der numerischen Verfahren und der Turbulenzmodelle im Hinblick auf den Operationsbereich der Flüssigmetalltargets werden definiert (Kapitel 7).

Mit der dargestellten Vorgehensweise ist das Arbeitsziel, Entwicklung der validierten Auslegungsmethode für Flüssigmetalltargets und Bestimmen ihrer Anwendungsgrenzen, zu erreichen.

### **2.5 Auswahl eines CFD-Programms**

Zur Lösung der Aufgabe stehen eine Reihe kommerzieller und nicht kommerzieller Programme aus dem Bereich numerischer Strömungsmechanik, die auch als Computational Fluid Dynamics (CFD) bezeichnet wird, zur Verfügung.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen zu untersuchende fluiddynamische Probleme in Zusammenhang mit der Entwicklung des Flüssigmetalltargets mit einem CFD-Programm gelöst werden. Neben dem Bestreben, die wandschubspannungsbehafteten transitionellen Strömungen entlang konkaver Wände und die Strömung mit freien Grenzflächen möglichst realistisch zu simulieren, sollte im Hinblick auf den prakti-

schen Einsatz ein möglichst benutzerfreundliches Erstellen der numerischen Modelle (Pre-processing) und eine einfach zu handhabende Auswertung der Simulationsergebnisse (Post-processing) erreicht werden. Diesen Anforderungen entsprechen zumeist nur kommerzielle CFD-Programme wie zum Beispiel FLUENT, CFX oder Star-CD.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das CFD-Programm STAR-CD (CD-Adapco) verwendet. Dieses Programm verfügt über integrierte Pre- und Post-Prozessoren. Die integrierten Schnittstellen zu den CAD- (Computer Aided Design- rechnergestützte Konstruktion) Programmen ermöglichen eine schnelle Vernetzung des Modells basierend auf der CAD- Geometrie. Angaben über die vorhandenen Rechenverfahren und Turbulenzmodelle des CFD-Programmes STAR-CD werden im Kapitel 5 „Turbulenzmodellierung und Lösungsverfahren“ vorgestellt.

## 3. Die Düsenströmung

### 3.1 Anforderungen zur Düsenströmung im Hinblick auf die Stabilität der Target -Strömung

Wie im Kapitel 2 bereits ausgeführt, sind wichtige Anforderungen an ein Flüssigmetalltarget eine sichere Wärmeabfuhr und eine vorgegebene Neutronikleistung. Diese bedingen eine hohe Geschwindigkeit der Lithiumströmung sowie eine hinreichende Stabilität der Lithiumoberfläche im Bestrahlungsbereich.

Die wichtige Aufgabe der Düseneinrichtungen in allen Targetkonfigurationen ist Schaffung von Ausgangsbedingungen für einen stabilen Lithiumstrahl mit den aus Operationsbedingungen bestimmten Geschwindigkeit und Querschnittsform.

So beträgt zum Beispiel der innere Durchmesser der Rohre in der IFMIF-Targetanlage 200mm, um die vorgeschriebene Lithiumrohrgeschwindigkeit in einem Bereich von 2 bis 5m/s zu halten. Aus den Anforderungen zur Neutronikleistung muss die Strömung auf den Austrittsquerschnitt von 260mm x 25mm konditioniert werden. Ausgehend von Wärmebilanzrechnungen liegt die erforderliche minimale Lithiumstrahlgeschwindigkeit im Bestrahlungsbereich bei 10m/s. Die Einrichtung für die Vorbereitung der notwendigen Strömungsparameter besteht aus zwei Teilen: einer Beruhigungsstrecke und einer Kontraktionsdüse. Aus der Versorgungsrohrleitung fließt das Lithium in die Beruhigungsstrecke, in der spezielle Gittereinsätze und Strömungsgleichrichter die Strömung homogen über den rechteckförmigen Querschnitt verteilen und starke Verwirbelungen sowie das Turbulenzniveau in der Strömung reduzieren. Danach wird die Strömung in der Düse bis zur erforderlichen Geschwindigkeit beschleunigt und der Lithiumstrahl wird auf den Austrittsquerschnitt konditioniert.

Allgemein gilt: Für jedes Flüssigmetalltarget sind möglichst kurze Hochgeschwindigkeitsdüsen mit hohen Kontraktionsraten (Querschnittsverhältnis am Düseneintritt und -Austritt) in einer Größenordnung von 4 bis 10 erforderlich, die einen stabilen Strahl mit einem rechteckigen Querschnitt erzeugen können.

Für die Bestimmung einer optimalen Düsengeometrie ist insbesondere die Wirkung der Düsengeometrie auf die Stabilität der Strömung genau zu untersuchen. Es sind daher zunächst die Anforderungen für eine stabile Strömung am Düsenaustritt zu formulieren, um die Anforderungen an den Düsenentwurf festzulegen.

Folgende Effekte, die in der Düsenströmung eintreten, können zu Instabilitäten der freien Strahloberfläche nach dem Düsenaustritt führen:

- Druckschwankungen in der Düsenströmung und dadurch bedingte mechanische Vibrationen der Düse;
- Strömungsablösungen in der Düse und am Düsenaustritt;
- hoher Turbulenzgrad am Düsenaustritt;
- intensive Sekundärströmungen in der Düse;

- singuläres Schubspannungsverhalten am Düsenaustritt.  
Während Druckschwankungen und Düsenvibrationen durch technischen Maßnahmen von außen beseitigt oder drastisch minimiert werden können, bedürfen die anderen verbleibenden Effekte einer strömungshydraulisch optimierten Düsenauslegung. Daraus lassen sich folgende Anforderungen zur Düsenauslegung formulieren:
- Vermeidung von Strömungsablösungen;
- Stabile Strömung in Hauptströmungsrichtung und möglichst geringem Anteil an Sekundärströmungen;
- Reduktion der Turbulenzintensität am Düsenaustritt;
- Reduktion der Grenzschichtdicke und Erzeugung eines möglichst konstanten Geschwindigkeitsprofils.

#### **3.2. Optimierung der Düsengeometrie. Stand des Wissens**

Das Problem eines optimalen Düsendesigns wurde in theoretischen und experimentellen Untersuchungen aus vielen Anwendungsbereichen wie zum Beispiel im Zusammenhang mit Wind- und Wasserkanälen, bei der Papierproduktion, in der Metallindustrie etc. diskutiert, siehe hierzu G. G. Borger (1975), Morel (1975), J.H.Bell und R.D Metha (1988).

Die Hauptziele bei der Entwicklung der Düsen für Wind- und Wasserkanäle sind eine homogen verteilte Strömung mit einem möglichst konstanten Geschwindigkeitsprofil und ein gleichzeitig geringer Turbulenzgrad vor dem Eintritt in die Teststrecke.

Aus Platz- und Kostengründen muss auch die Kontraktionslänge der Winkanaldüsen möglichst gering sein. Dabei führt die kurze Kontraktionslänge zu einer Reduktion der Grenzschichtdicke. Die dadurch erhöhte Gefahr einer Grenzschichtablösung in Bereichen mit dem negativen Druckgradient muss durch eine Optimierung der Düsengeometrie reduziert werden.

##### *3.2.1 Kriterien für die Optimierung der Düsengeometrie*

In der Düse ist bei großen Reynolds-Zahlen die Geschwindigkeit im mittleren Bereich des Querschnitts nahezu konstant. Erst in Wandnähe fällt sie sehr steil auf null ab. Die Strömung hat in diesem Fall einen ausgeprägten Grenzschichtcharakter mit einer sehr dünnen viskosen Wandgrenzschicht.

Das ergibt bei einer hydraulischen Analyse die Möglichkeit, die Düsenströmung als inkompressible, reibungsfreie, Potenzialströmung zu behandeln. Dadurch wird das Geschwindigkeitsfeld mit der bekannten linearen Potenzialgleichung in Gestalt der Laplace-Gleichung gelöst und anschließend die Druckverteilung mit der Bernoulli-Gleichung errechnet, solange keine Strömungsablösung auftritt. Diese Betrachtung der Düsenströmung vereinfacht die analytischen und numerischen Untersuchungen erheblich. Eine mögliche Ablösung der Grenzschicht wird mit Hilfe unterschiedlicher Kriterien aus der Druckverteilung an der Wand abgeschätzt.

Um eine gleichförmige Strömung zu erreichen, wird in diesem Zusammenhang für die Düsenkontur des IFMIF Referenzdesigns die Kurve von A. Shima (1961) verwendet. Nähere Details können dem

Anhang A entnommen werden. Shima entwickelt zur Erzeugung eines konstanten Strömungsprofils am Düsenaustritt basierend auf der Potenzialtheorie Kontraktionsdüsenformen mit kurzer Baulänge. Er kann sein Modell bis zu Kontraktionsraten von drei optimieren und experimentell validieren. Der Versuch diese Düsenform bis auf Kontraktionsraten der Größenordnung von 10 zu erweitern, wie sie für die IFMIF Betriebsbedingungen erforderlich sind, scheitern. K. Itho (1999) und M. Ida (M. Ida, 2004) können zeigen, dass bei derart hohen Kontraktionsraten die Normalkomponente der Geschwindigkeit in der Shima-Düse zu einer Strömungsablösung führt. Sie zeigen mit Hilfe mehrerer Experimente, dass lediglich mit einer zweistufigen Düse eine stabile Strömung am Austritt erreicht werden kann. Die von ihnen vorgeschlagene Methode stellt im Bezug auf eine kurze Düsenlänge keine optimale Lösung dar.

Eine der ersten Arbeiten, in der Kriterien für eine optimale Düsen-Auslegung erarbeitet werden, ist die Arbeit von Morel (1975). Morel entwickelt eine Düsensdesignprozedur, die im Detail im Anhang A dargestellt ist, für achsensymmetrische Düsen. Basierend auf den beiden Kriterien eines gleichmäßigen Geschwindigkeitsprofils am Düsenaustritt und der Vermeidung einer Strömungsablösung in der Düse wird die Koordinate des Verknüpfungspunktes von zwei kubischen Kurven definiert, die das Düsenprofil festlegen.

J.H Downie (1984) dehnt Morels Design Methode mit Hilfe eines Approximationsverfahrens für die Laplace - Gleichung durch finite Differenzen auf die Düsen mit dem rechteckigen Querschnitt aus. Tulapurkara and Bhalla (1988) führen Experimente an nach der Methode von Morel gebauten Düsen mit dem Ergebnis durch, dass die Gleichmäßigkeit des Geschwindigkeitsprofils am Düsenaustritt besser ist als das der Rechnungen.

Batill (1983) berichtet über numerische Untersuchungen dreidimensionaler Kontraktionen mit mehreren Kontraktionsraten basierend auf kubisch verknüpften Kurven. Borger (1976) untersucht eine Düsenform basierend auf einem Polynom 5. Ordnung, wobei die Position des Wendepunkts als Optimierungsparameter dient. Zur Erzielung besserer Austrittseigenschaften der Strömung legt Borger den zweiten Korrekturwendepunkt in der Nähe des Düsenaustritts. Bell und Mehta (1988) haben mehrere Düsenkonturen numerisch mit dem Ergebnis untersucht, dass das Polynom 5. Ordnung eine optimale Bedingung für eine Düsenströmung darstellt.

Ramaseshan (2002) entwickelt eine rationale Methode zur Auswahl der optimalen Düsenform. Dabei hat er die Diagrammkarten für Ablöse Kriterien als Funktion der Ungleichmäßigkeit der Geschwindigkeit für mehrere Profilparameterfamilien erstellt. Nach seinen Ergebnissen liefert das Borgers Polynom die besten Strömungseigenschaften am Düsenaustritt. Als zweitbeste Methode bewertet er das kubische Düsenprofil-Verfahren von Morel.

Mit den oben beschriebenen Methoden kann man eine optimale Düsenform berechnen und festlegen, die eine nichtabgelöste Strömung mit einer gleichmäßig verteilten Geschwindigkeit am Düsenaustritt erzeugt.

Dabei werden allerdings einige Effekte nicht erfasst, die die Grenzschichtstruktur ändern und damit die Stabilität der Strömung am Düsenaustritt beeinflussen. Das sind die Relaminarisierung der be-

schleunigten turbulenten Grenzschicht und mögliche durch die Rechteckform des Düsenquerschnitts und Druckgradienten verursachte Sekundärströmungen.

Während die Relaminarisierung der Grenzschicht durch die Dämpfung der turbulenten Schwankungen sich positiv auf die Stabilität der Strömung am Düsenaustritt auswirkt, führen Sekundärströmungen zur Verwirbelung der Strömung in der Nähe der Seitenwände und können Instabilitäten der freien Oberfläche stromab der Düsen auslösen. Beide Effekte bedürfen daher einer genauer auch quantitativen Analyse.

#### 3.2.2 Relaminarisierung der Grenzschicht in der beschleunigten Strömung

Die Relaminarisierung einer turbulenten Grenzschichtströmung ist ein Prozess, der mit einer signifikanten Änderung der Strömungsstruktur in der Grenzschicht verbunden ist.

Die folgenden zwei Prozesse in der beschleunigten Strömung dämpfen oder unterdrücken sogar die Turbulenz.

- Experimente zeigen, dass sich durch die Kontraktion des Strömungskanals die Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung verringern. Das beobachtet man auch bei der Anwendung der Bernoulli Gleichung auf eine Kontraktionsströmung. Der absolute Wert bleibt konstant, die turbulente Intensität in Querrichtung wächst und die Intensität in Strömungsrichtung sinkt. Diese Wirkung der Beschleunigung führt zu einer Streckung der wandnahen Wirbel in Strömungsrichtung. Bei hohen Kontraktionen hat die turbulente Intensität in Hauptrichtung zwei- bis dreimal niedrigere Werte als in Querrichtung. Das heißt der Turbulenzgrad in der Düsenströmung wird reduziert.
- Der zweite wichtige Effekt ist die Rückkehr zu einer quasi-laminaren Grenzschicht, die sogenannte Relaminarisierung in stark beschleunigten Strömungen mit negativem Druckgradienten. Wesentlich ist bei diesem Prozess die Unterdrückung der schwachen Reynoldsschen Spannungen durch die Druckkräfte. Die Entstehung der lokal auftretenden turbulenten Wirbel an der Außengrenze der laminaren Unterschicht (sogenannte „*turbulent bursts*“, siehe Kim et al. 1968), die ein Grundmechanismus für die Produktion der Turbulenzenergie sind, wird verhindert. Gleichzeitig wird dieser Prozess vom Anwachsen einer neuen laminaren Wandschicht begleitet und durch die Wirkung des Druckgradienten stabilisiert. Dabei vergrößert sich der Anteil der laminaren Unterschicht in der Grenzschicht insgesamt. Der Verlauf des Geschwindigkeitsprofils weicht immer stärker von dem logarithmischen Gesetz einer turbulenten Strömung ab und nähert sich dem laminaren Profil.

Der Prozess der Relaminarisierung in der Düsenströmung lässt sich nach Sreenivasan (1982) in einem Diagramm, das in Abbildung 3.1 dargestellt ist nach Strömungsbereichen klassifizieren. Das Diagramm zeigt die Entwicklung der bezogenen Strömungsgeschwindigkeit  $U_\infty(x)/U_\infty(x_0)$  entlang der Kontraktion.

### 3. Die Düsenströmung

In einem kleinen Initialbereich und direkt nach dem Beginn der Kontraktion tritt noch keine Abweichung von dem logarithmischen Wandgesetz auf (Bereich (a) auf dem Diagramm 3.1).

Im nächsten Bereich (b), den Schraub und Kline (1965) als laminareszent bezeichnen, wird die Wirkung der Beschleunigung stärker und das Geschwindigkeitsprofil weicht vom Profil der einlaufenden Kanalströmung ab. Obwohl die Strömung immer noch turbulent bleibt, es zeigt sie Tendenzen zur Relaminarisierung. Für die analytische Betrachtung, es ist sinnvoll den Bereich (b), in zwei Unterbereiche zu unterteilen.

Im ersten Bereich (b1) befindet sich die Grenzschicht noch unter der zusätzlichen Wirkung des Druckgradienten in einem lokalen Gleichgewicht und kann durch neu formulierte Ähnlichkeitsgesetze analysiert werden (Sreenivasan, 1982). Wird der Druckgradient stärker, verliert die turbulente Grenzschicht ihr lokales Gleichgewicht und die analytischen Approximationen in lokaler Formulierung sind nicht mehr anwendbar. Auch im Bereich (b2) ist die Strömung immer noch turbulent.

Unter der weiteren Wirkung des Druckgradienten bleibt die Strömung nicht mehr voll turbulent (Bereich (c)), und im Bereich (d) ist die Relaminarisierung vollständig.

Nach einer Beschleunigung im nachfolgenden Bereich (e) kehrt die Strömung schon nach wenigen Lauf-  
längen zu einer vollturbulenten Grenzschichtströmung zurück.

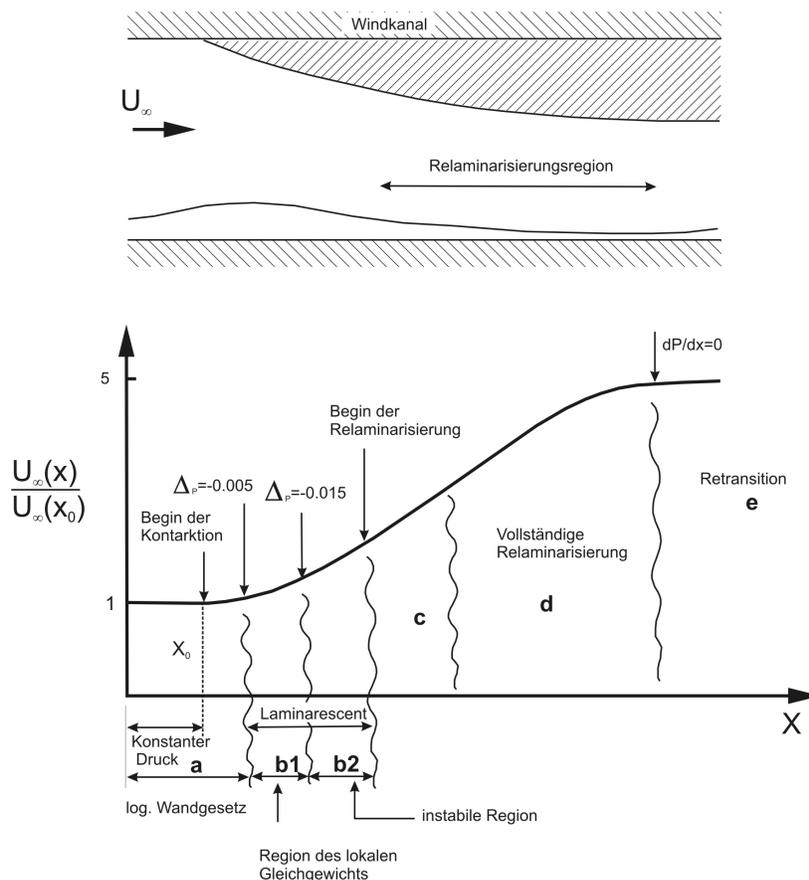


Abbildung 3.1: Entwicklung der dimensionslosen Strömungsgeschwindigkeit entlang der Kontraktionslänge  $X$  in verschiedenen Regionen der Kontraktion nach Sreenivasan (1982).

Bei der Analyse der Düsenströmung ist es wichtig, adäquate Kriterien für den Beginn und den Abschluss der Relaminarisierung zu bestimmen. Zurzeit existiert kein absolut zuverlässiges Kriterium zur Vorhersage der Relaminarisierung. Die Unsicherheit bei der Festlegung der Kriterien ergibt sich zum einen aus der wenig spezifizierbaren Definition der Relaminarisierung (unscharfes physikalisches Kriterium) und zum anderen aus Festlegung von geeigneten Parametern, die sich als Indikator für den Beginn und Verlauf des Prozesses der Relaminarisierung anbieten. Das gilt insbesondere für die Bereiche (b2) und (c), in denen ein Einsetzen der Relaminarisierung zu erwarten ist.

Als erste haben Moretti and Kays (1965) als Kriterium für den Einsatz der Relaminarisierung den Beschleunigungsparameter  $K_{acc} = \frac{\nu}{U_\infty^2} \frac{dU_\infty}{dx}$  vorgeschlagen und verwendet. Nach ihrer Aussage beginnt die Relaminarisierung der beschleunigten Strömung sobald  $K_{acc}$  einen kritischen Wert von ca.  $3,5 \times 10^{-06}$  überschreitet. Nach Sreenivasan (1982), liegt das wesentliche Defizit dieser Kenngröße darin, dass sie eigentlich keine physikalische Information über den eigentlichen Prozess der Relaminarisierung der Grenzschicht enthält. Vorteilhaft ist aber, dass  $K_{acc}$  ein reiner Freistromparameter ist, der aus der Potenzi- alströmungslösung ermittelt werden kann.

Das zweite häufig angewendete Kriterium basiert auf der Definition eines Druckparameters  $K_P = \frac{dp^+}{dx^+} = \frac{\nu}{\rho u_\tau^3} \frac{dp}{dx}$ , mit  $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$  als Schubspannungsgeschwindigkeit. Nach Messdaten von Patel (1965) und Bardi Narayanan (1969) beginnt die Relaminarisierung, sobald  $K_P$  einen Wert von ca. - 0,025 erreicht. Während  $K_{acc}$  die Eigenschaften der Grenzschicht nicht berücksichtigt, ist der Druckparameter  $K_P$  unabhängig von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und basiert auf Variablen, die nur direkt in der Wandregion der Strömung wirken. Die zweidimensionale Impulsgleichung für die totale Scherspannung  $\tau^+$  enthält den Term  $dp^+/dx^+$  in der Form:

$$\tau^+ = 1 + \frac{dp^+}{dx^+} y^+ + \frac{1}{u_\tau^2} \int_0^{y^+} \left( u \frac{du}{dx} + \nu \frac{du}{dy} \right) dy. \quad (3.1)$$

Im viskosen Bereich an der Wand, kann das Integral über  $y$  vernachlässigt werden und  $\tau^+$  ist dann im Bezug auf  $y^+$  linear. Patel und Head (1968) zeigen auch, dass der Scherspannungsparameter  $K_\tau = \frac{d\tau^+}{dx^+} = \frac{\nu}{u_\tau^3} \frac{d\tau}{dy} = -0,009$  als Kriterium für die Relaminarisierung, verglichen mit  $K_P$ , besser geeignet ist.

Bardi Narayanan und Ramjee(1969) schlagen ein weiteres Kriterium vor. Nach ihrer Auffassung soll ein physikalisches Kriterium zur Relaminarisierung der turbulenten Strömung auf einer Reduktion des maximalen Wertes der turbulenten Intensität basieren. Sie nehmen an, dass die Wirkung des negativen

Druckgradienten lediglich eine effektive Verringerung der Reynolds-Zahl zur Folge hat und dies nach dem Erreichen eines kritischen Werts zum Abklingen der turbulenten Fluktuationen führt. Durch experimentelle Ergebnisse, stellen sie fest, dass sich die turbulente Intensität ( $u'/U_\infty$ ) in Strömungsrichtung bei einem Wert der Reynolds-Zahl gebildet mit der Impulsverlustdicke von  $Re_{\delta_2} = 300-400$  zu verringern beginnt, und das dieser Wert als Kriterium für das Einsetzen der Relaminarisierung dienen kann.

Zusammenfassend sei hier festgehalten, dass der Prozess der Relaminarisierung der Strömung bisher durch drei Kriterien charakterisiert wurde:

- 1.) Das Verschwinden von turbulenten Wirbeln in der Nähe der Wand für  $K_{acc} \approx 3 \times 10^{-6}$ ,
- 2.) ein Versagen des Wandgesetzes bei  $K_p \approx 0,02$ ,
- 3.) das Abklingen der turbulenten Intensität für  $Re_{\delta_2} = 300 - 400$ .

Alle bisher diskutierten Kriterien haben im Allgemeinen den gleichen Nachteil. Alle Parameter erreichen ihren minimalen Wert in einem Bereich der Strömung vor der Relaminarisierungszone, so dass der vorgeschlagene kritische Wert von jedem der Parameter schon erreicht und überschritten wird bevor die Relaminarisierung einsetzt. Wir können zwar feststellen, dass in der Strömung Abweichungen vom Wandgesetz für die Geschwindigkeit auftreten, haben aber keine Information darüber, wie der komplette Relaminarisierungsprozess tatsächlich abläuft.

Nichts desto trotz sind die hier diskutierten Kriterien hilfreich, wenn es um eine schnelle, grobe Abschätzung für die Entstehung der Relaminarisierung geht. Dennoch haben sie aber keine absolute Gültigkeit und liefern keine Information über die Entwicklung der Relaminarisierung.

#### 3.2.3 Sekundärströmungen

Ein wichtiger Aspekt bei der Diskussion von Einflüssen der Sekundärströmungen ist die Wirkung ihrer dreidimensionalen Struktur auf die Entwicklung der Grenzschicht in der Düsenströmung.

In Düsen mit rechteckigem Querschnitt induzieren die Seitenwände Sekundärströmungen, die die Strömungsstruktur der Grenzschicht am Düsenausgang ändern, und somit Instabilitäten in der Target - Strömung nach dem Austritt aus der Düse auslösen können.

Es gibt zwei Ursachen für das Entstehen von Sekundärströmungen in Düsenströmungen mit rechteckigem Querschnitt: nämlich Gradienten in der Verteilung von Druck- und Reynolds-Spannungen in der Querrichtung. Eine Krümmung der Düsenwand in Strömungsrichtung führt darüber hinaus zu den Druckgradienten normal zur gekrümmten Wand die nach Sreenivasan (1982) bis zu 20% vom Druckgradienten in Strömungsrichtung erreichen können. Mokhtari and Bradshaw (1983) haben in ihren Experimenten in den Windkanälen die Entstehung von Sekundärströmungen beobachtet, die durch Druckgradienten in der Querrichtung und durch seitliche Wände induziert wurden.

Die Abbildung 3.2 illustriert die Entwicklung der Sekundärströmungen in einer Düse mit rechteckigem Querschnitt.

### 3. Die Düsenströmung

Im Eintrittsbereich ist der Druckgradient an der gekrümmten Wand höher als in der Mitte des Strömungskanals. Dabei ist der Druckgradient in der Nähe der Seitenwände etwas höher als in Strömungskern. Als Konsequenz bewegt sich die Querströmung in der seitlichen Grenzschicht schneller als im Strömungskern. Im Eintrittsbereich hat die Querströmung an den Seitenwänden zudem die gleiche Richtung wie die Querströmung im restlichen Querschnitt.

Im zweiten Teil der Kontraktion ändert sich die Richtung des Druckgradienten und der maximale Druck tritt in der mittleren horizontalen Ebene der Düse auf. Dadurch ändert die Querströmung an der Wand ihre Richtung und fließt von der mittleren Ebene zu den oberen und unteren Wänden. Die Geschwindigkeitsüberhöhung dieser Sekundärströmungen kann bis zu 4-5% der Hauptgeschwindigkeit erreichen.

In der voll entwickelten turbulenten Kanalströmung kann die Anisotropie der wandnahen Scherspannungen die Sekundärströmungen in der Nähe der Kanalecken induzieren. In jeder Ecke bildet sich ein Wirbelpaar und transportiert das schnellere Fluid aus der Kanalmitte in die Ecke. Das Geschwindigkeitsmaß dieser Sekundärströmungen beträgt etwa 1% der Hauptgeschwindigkeit. Da die Düsenströmung keine ausgebildete Strömung ist, sind diese Sekundärströmungen nicht in der ersten Hälfte der Düse zu erwarten. Auch die eintretende Relaminarisierung kann eine Entwicklung dieser Strömungen verhindern. In der zweiten Hälfte der Düse werden durch Wechselwirkung die viel schwächeren durch Reynolds-Spannungen induzierten Sekundärströmungen von den stärkeren druckinduzierten Sekundärströmungen zweiter Art unterdrückt. Nach der Kontraktion schwächen sich die druckgetriebenen Strömungen ab und in den Ecken entwickeln sich die Sekundärströmungen unter der Wirkung der Reynolds-Spannungsgradienten.

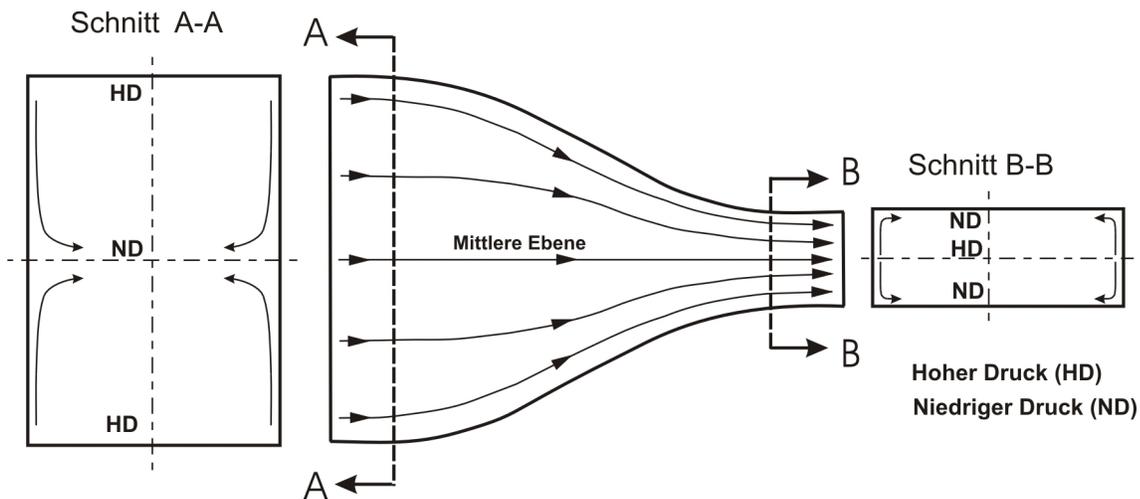


Abbildung 3.2: Wirkung der Druckgradienten auf die Entwicklung der Sekundärströmungen in der Düsenströmung mit rechteckigem Querschnitt.

An konkav gekrümmten Düsenkonturen muss auch mit einer möglichen Entwicklung von Görtler Instabilitäten gerechnet werden. Die stabilisierende Wirkung der Beschleunigung und der konvexe Düsenwand in der zweiten Düsenhälfte wird die Entwicklung der Görtler Wirbel hemmen.

Mit analytischen Methoden lässt sich die Entwicklung der Sekundärströmungen und ihre Wirkung auf die Grenzschicht am Düsenaustritt nicht zuverlässig abschätzen.

#### **3.3 Problemlösung - Optimierung der Düsengeometrie mit CFD**

Da analytische Untersuchungen keine vollständige Information über die Düsenströmung insbesondere in der Nähe des Düsenaustritts geben können, ist eine numerische Untersuchung unerlässlich.

Mit Hilfe einer CFD Simulation ist es möglich, schnell die Düsengeometrie bei der Änderung der geometrischen Parameter wie Kurvengeometrie, Kontraktionsrate, Kontraktionslänge durch einen Vergleich verschiedener Varianten zu optimieren.

Man muss hierzu sicher sein, dass alle oben beschriebenen Effekte von den ausgewählten numerischen Methoden und Modellen richtig abgebildet werden können. Für ein solches Vorgehen steht heute eine Vielzahl von Turbulenzmodellen in kommerziellen CFD Codes zur Auswahl. Die Vielzahl entwickelten Turbulenzmodelle beinhaltet aber auch, dass sie für spezifische Anwendungen entwickelt wurden und daher keine universelle Beschreibung turbulenter Strömungen liefern können. Die Modelle wurden im Wesentlichen für einfache Kanalströmungen entwickelt und für spezifische hydraulische Konfigurationen erweitert und ergänzt.

Um eine problemspezifische Lösung zu erzeugen, müssen adäquate Turbulenzmodelle eingesetzt werden. Dies erfordert eine detaillierte Information über das Potenzial der Turbulenzmodelle, wichtige physikalische Effekte zu berücksichtigen, die unter bestimmten Bedingungen in relevanten Strömungsbereichen auftreten können. Im Kapitel 5 werden die Turbulenzmodelle und Lösungsverfahren des verfügbaren CFD Programms STAR-CD vorgestellt und beschrieben. Hier wird zunächst die Notwendigkeit einer problemorientierten Auswahl von Turbulenzmodellen für die Düsenströmung angesprochen.

Zur adäquaten Simulation der Düsenströmung müssen die Turbulenzmodelle folgende Effekte erfassen:

- Änderung der Strömungsstruktur in der Grenzschicht einer beschleunigten Strömung;
- Sekundärströmungen, die durch eine Anisotropie der Turbulenz oder durch die inhärente Dreidimensionalität der Düsenströmung verursacht werden.

Wenn die Grenzschicht während der Relaminarisierung mit zunehmender Beschleunigung immer dünner wird, vergrößert sich die Dicke der laminaren Unterschicht. Das heißt, dass die Turbulenzmodelle nicht ausgebildete Strömungen in einer Übergangsphase beschreiben und dabei die Änderung der Geschwindigkeitsprofile und anderer Turbulenzparameter in der Grenzschicht bis hin zur Wand erfassen müssen.

Es ist bereits darauf hingewiesen worden, dass die Relaminarisierung eine Anisotropie in die turbulente Strömung hineinträgt. Die Anisotropie der Turbulenz im wandnahen Bereich kann ebenfalls Sekundärströmungen induzieren. Die Wirkung der Anisotropie kann man natürlich nur mit solchen Turbulenzmodellen prüfen, die in ihrem analytischen Ansatz das nicht isotrope Geschehen erfassen.

Um die zulässige Anwendung von Turbulenzmodellen zu gewährleisten, müssen deren Gültigkeitsgrenzen mit Hilfe experimenteller Daten überprüft und somit validiert werden. Nach einer solchen Validierung kann mit Hilfe analytischer Abschätzungen ein Gültigkeitsbereich für die Anwendung der Turbulenzmodelle festgelegt werden.

## 4. Strömungen mit freien Oberflächen

### 4.1 Instabilitätsquellen und physikalische Mechanismen

Wie schon ausgeführt lässt sich der Gesamtkomplex „Target“ in die beiden Einzelkomponenten Düse und freier Grenzflächenströmung gliedern. Naturgemäß wirkt sich die Struktur der Düsenströmung und deren Zustand am Düsenaustritt auf die Form und Stabilität der freien Grenzflächenströmung aus und wird somit nachhaltig die Integrität des Targets beeinträchtigen.

Um eine sichere Funktionalität des Targets zu gewährleisten, müssen alle potenziellen Instabilitätsquellen identifiziert und hinsichtlich ihrer Auswirkung analysiert und quantifiziert werden. Hierbei lassen sich die Instabilitäten nach den jeweils auslösenden Mechanismen in verschiedene Klassen einleiten. Die damit verbundenen Phänomene sind in den Abbildungen 4.1 dargestellt. Wesentliche Klassen von Störungsquellen für Instabilitäten werden im Folgenden kurz angesprochen:

#### I. Die Wirkung der Düsengeometrie:

Wichtige Einflussfaktoren für Störungen sind die innere Wandrauigkeit der Düse, die Düsenquerschnittskontur und der Zustand der Düsenkante am Austritt. In den Ecken der Düse können sich Wirbel ausbilden, und die geometrische Diskontinuität in der Ecke kann stromab zur Ausbreitung von Oberflächenwellen führen (Abbildung 4.1, Ib). An der Düsenkante können Ablösegebiete entstehen. Einen signifikanten Einfluss auf die Oberflächenstabilität kann auch die Wirkung der Geschwindigkeitsrelaxation an der Düsenkante durch den abrupten Übergang von wand Schubspannungsbehafteten zu einer praktisch schubspannungsfreien Oberflächengrenzschicht haben (Abbildung 4.1, Ia,c).

#### II. Die Wirkung der Oberflächenspannung auf die Deformation des Freistrahls:

Nach dem Düsenaustritt wird der Freistrahls mit dem rechteckigen Querschnitt unter dem Einfluss der Oberflächenspannungskräfte zu einer energetisch günstigeren Form kontrahiert. Dabei kann sich die ursprüngliche Querschnittsform des Freistrahls auch verdrehen.

#### III. Die Wirkung der Trägheitskräfte:

In Targets mit gekrümmten Rückwänden können Schwerewellen durch die Wirkung von Gravitations- und/oder Zentrifugalkräften entstehen. Wenn die entsprechende Froude-Zahl einen kritischen Wert übersteigt, kann sich auch ein hydraulischer Sprung im Bereich der gekrümmten Wand ausbilden. Die Zentrifugalkräfte können auch unterschiedliche Strukturen der Sekundärströmungen verursachen, die die Form der freien Oberfläche beeinflussen.

#### IV. Der Transport der turbulenten Größe an die freie Grenzfläche:

In der wandnahen turbulenten Strömung entwickeln sich die bekannten Turbulenzballen. Diese können sich konvektiv bis zur Grenzfläche protuberanzenartig („*bursting motion*“) ausbreiten. Die Wechselwirkung dieser Turbulenzballen mit der freien Grenzfläche kann die Stabilität der Strömungsoberfläche beeinflussen.

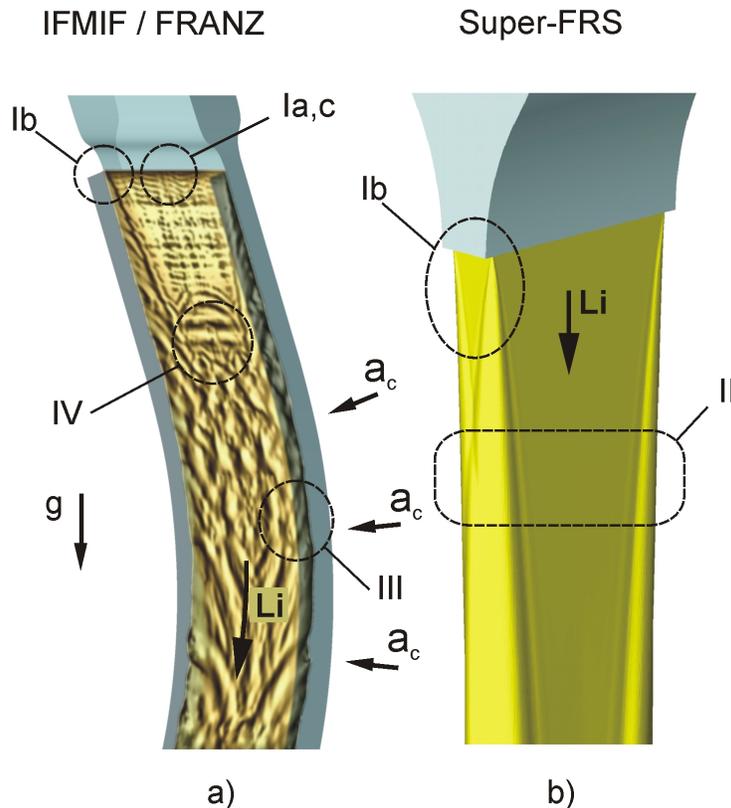


Abbildung 4.1: Potentielle Instabilitätsquellen in Flüssigmetall-Targets; a) Target vom IFMIF/FRANZ Typ; b) Freistrahltarget vom Super-FRS Typ.

I - Wirkung der Düsengeometrie; II – Wirkung der Oberflächenspannung; III – Wirkung der Trägheitskräfte; IV – Transport der turbulenten Größe an die freie Oberfläche;

## 4.2 Instabilitäten am Düsenaustritt. Analytische Betrachtung

### 4.2.1 Wandrauigkeit

Die Rauheit der inneren Düsenwand kann die Entwicklung der Grenzschicht und damit die Stabilität der freien Strahloberfläche direkt nach dem Düsenaustritt beeinflussen. Nach Schlichting (1997) hat die Wandrauigkeit erst dann einen Einfluss auf die turbulente Grenzschicht, wenn der zulässige Wandrauigkeitsparameter  $k_{zul}$  einen bestimmten Wert überschreitet. Dabei ist  $k_{zul}$  definiert durch  $k_{zul} = \frac{5\nu}{u_\tau}$ , worin  $\nu$  die spezifische kinematische Viskosität des Fluids und  $u_\tau$  die Wandschubspannungsgeschwindigkeit ist.

In Wasserexperimenten an der Osaka Universität, in denen Düsen für ein 1:2,5 IFMIF Target Modell mit zwei Wandrauigkeiten von 6,3 und 100µm vermessen worden sind, untersuchen M. Ida et al. (2002) die Wirkung der Wandrauigkeit auf das Entstehen und Wachstum der Wellen an der freien Oberfläche unmittelbar nach dem Düsenaustritt. Bei einer Rauheit von 100µm bilden sich Wellen auf der Wasseroberfläche schon bei einer Austrittsgeschwindigkeit von 10m/s, bei der Rauheit von 6,3µm hingegen

bleibt die Wasseroberfläche sogar bei 20m/s glatt. Da die kinematischen Viskositäten des Wassers und des Lithiums nahezu gleich sind, kann man diese Ergebnisse auf das Verhalten der freien Oberfläche in einem Lithiumtarget übertragen. Die zu erwartende Wandrauhigkeit der inneren Düsenoberfläche in betrachteten Targetanlagen beträgt etwa 5 bis 6 $\mu$ m und daher wird somit keinen relevanten Einfluss auf die Stabilität der freien Oberfläche haben. Aus diesem Grund wird die Wirkung der Wandrauhigkeit auf die Stabilität der Targetströmung in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

##### 4.2.2 Die Geometrie der Düsenkante

Verschiedene Beobachtungen haben gezeigt, dass in Freistrahlsströmungen aus Düsen mit rechteckigem Querschnitt sich Oberflächenwellen aus den scharfen Ecken heraus entwickeln.

Die Wirkung der Eckenkanten kann durch Sekundärströmungen aus dem Inneren der Düsenströmung unter anderem von solchen, die in den Düsenecken entstehen, verstärkt werden.

Zudem kann sich Zustand der Düsenkante während des Betriebs von der Strömung durch Korrosion/Erosion ändern. Kantenabtragung, lokale Defekte der Kante, die durch Erosions- und Korrosionsprozesse entstehen oder auch feste Ablagerungen chemischer Verbindungen an der Kante können eine Ablösung der Strömung und sekundär die Entstehung und die Ausbreitung von Wellen verursachen.

Die Wirkung von Störungen an der Düsenkante auf die Wellenausbreitung an der freien Oberfläche wurde in der Vergangenheit in mehreren Experimenten mit Wasser- oder Lithiumströmungen untersucht.

Die Abbildung 4.2 zeigt einige Beispiele der Wellenausbreitung im Wasserstrahl, die von der Düsenkante ausgehen.

Das Foto in der Abbildung 4.2a zeigt ein typisches Bild eines vertikalen Freistrahls im Schwerfeld mit einem rechteckigen Austrittsquerschnitt aus den Wasserexperimenten des KALLA Labors, die von Stoppel et al. (2007) durchgeführt wurden. Von den Ecken breiten sich die Wellen unter einem bestimmten Winkel zur Strömungsrichtung aus.

Die Fotografie 4.2b zeigt die Wellenausbreitung auf der Oberfläche eines horizontalen Lithiumstrahls aus Kondo et al. (2006), die durch feste Ablagerungen chemischer Verbindungen an der Düsenkante verursacht wird.

Das dritte Beispiel in Abbildung 4.2c, zeigt die Ausbreitung von Kapillarwellen aus von Loginov et al. (2006) durchgeführten Wasserexperimenten. Diese Wellen werden durch die Divergenz der Düsenwände am Düsenaustritt ausgelöst. Die Wellenbeispiele 4.2a und 4.2b haben eine bestimmte Position des Ausbreitungspunktes, während im Fall 4.2c die Wellen durch lokale quasi-punktartige Strömungsablösungen an der Kante verursacht werden. Dabei hängen die Position und die Größe der Ausbreitungsquelle von Geschwindigkeitsschwankungen der Düsenströmung in der Nähe der Düsenkante ab. Zusätzlich wird die Lage des Quellpunktes durch die Qualität der inneren Düsenoberfläche und durch die Benetzung beeinflusst. Experimente von Loginov et al. (2006) und Kondo et al. (2006) haben gezeigt, dass die Amplituden dieser Wellen eine Höhe von mehreren Millimeter erreichen können.

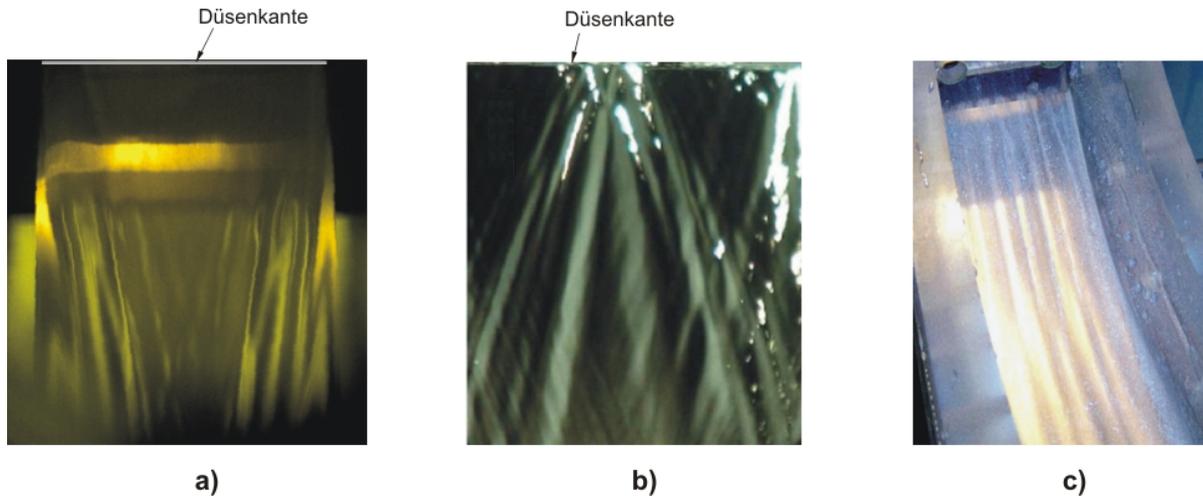


Abbildung. 4.2: Entwicklung von Kapillarwellen verursacht durch die Düsengeometrie. a) Wasserexperiment mit einer mittleren Austrittsgeschwindigkeit  $U_0 = 1\text{m/s}$  aus Stoppel et al.(2007); b) Ausbreitung von Kapillarwellen in einer Lithiumströmung, die durch Ablagerungen am Düsenaustritt entstehen ( $U_0 = 5\text{m/s}$ ) aus Kondo et al.(2006); c) Kapillarwellen, die durch Düsendivergenz am Austritt entstehen. Foto eines Wasserexperiments bei  $U_0 = 20\text{m/s}$ , aus Loginov et al. (2006).

Die Wellen dieser Art entstehen durch die geometrische Diskontinuität am Düsenaustritt. Ihr Störpotential kann durch eine Dirac-Funktion approximiert werden, die das gesamte Spektrum der Wellenlängen umfasst. Im Wesentlichen handelt es sich bei den geschilderten Phänomenen um Kapillarwellen, deren Amplitude und Wellenlänge von der Oberflächenspannung abhängig sind.

Die Ausbreitung von Wellen wird hauptsächlich durch zwei charakteristische Größen bestimmt nämlich der Geschwindigkeit der Strömung  $U$  und Phasengeschwindigkeit  $c$ . Eine einfache lineare Stabilitätsanalyse für freie Flüssigkeitsoberflächen unter der Wirkung von Schwere- und Kapillarkräften liefert einen charakteristischen Zusammenhang zwischen Phasengeschwindigkeit, Oberflächenspannung, Schwere- beziehungsweise Zentrifugalbeschleunigung, Flüssigkeitstiefe und Wellenlänge der Wellenstörung. Nach J. Lighthill (1978) besteht folgende Dispersionsverhältnis:

$$c = \sqrt{\left(\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\lambda\rho}\right) \tanh \frac{2\pi d}{\lambda}} \quad (4.1)$$

Hierin ist  $\rho$  die spezifische Dichte,  $\sigma$  die spezifische Oberflächenspannung,  $d$  die Kanaltiefe und  $\lambda$  die Wellenlänge. Der Einflussbereich für die Wellenausbreitung wird durch das Verhältnis der Phasengeschwindigkeit zur konvektiven Transportgeschwindigkeit der Strömung gegeben und zwar besteht die Relation

$$\cos\theta = c / U, \quad (4.2)$$

wobei  $\theta$  der Öffnungswinkel des Ausbreitungsbereiches der Wellenstörung auf der freien Oberfläche ist. Die Wellenfrontkurve streckt sich nach den Gleichungen von Lamb (1931):

#### 4. Strömungen mit freien Oberflächen

$$x = p \cos \theta - \frac{dp}{d\theta} \sin \theta, \quad z = p \sin \theta + \frac{dp}{d\theta} \cos \theta, \quad (4.3)$$

hierbei  $x$  und  $z$  sind Koordinaten in Strömungs- und Querrichtung und  $p = n \lambda$  ist ein Abstand zwischen dem Punkt auf der Welle und der Störungsquelle  $P_0(x,z)=0$  mit  $n$  als die Wellenphase ( $n=0,5; 1,5$  – Wellenberg,  $n=1,0; 2,0$  – Wellental).

Berechnet man mit Hilfe der ausgegebenen Größen die Ausbreitung der Kapillarwellen und vergleicht die Ergebnisse mit dem experimentellen Befund aus Kondo et al. (2004), so zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Das in der Abbildung 4.3 dargestellte Diagramm aus den Lithiumexperimenten an der Osaka Universität zeigt den Bereich der Ausbreitung der Wellen auf der Lithiumoberfläche für den Fall  $U_0=5\text{m/s}$ .

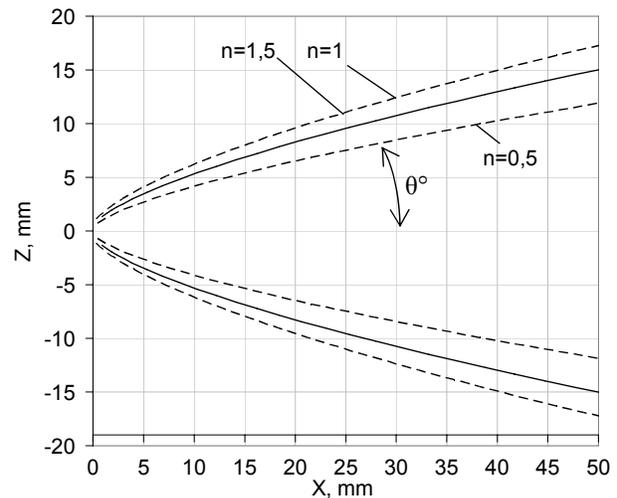
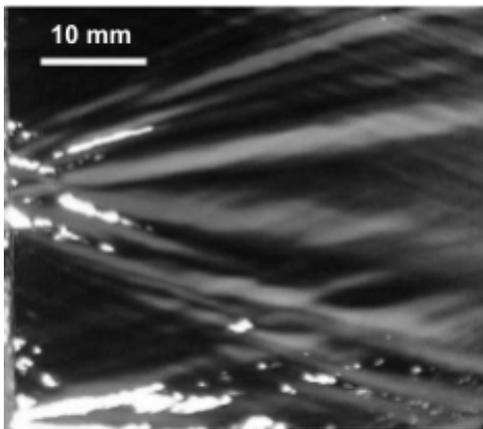


Abbildung 4.3 Gemessene Wellenausbreitung auf der Lithiumoberfläche für den Fall  $U_0=5\text{m/s}$  aus den Lithiumexperimenten an der Osaka Un., Kondo et al (2006). Links experimentelle Beobachtungen, rechts Wellenfronten, berechnet mit Korrelationen 4.1 - 4.3.

Die Wellen auf der freien Oberfläche stromab vom Düsenaustritt können auch durch eine Änderung des Geschwindigkeitsprofils in der Grenzschicht bei einem relaxierten Übergang von Schubspannungsbehafteten zu den schubspannungsfreien Strömungsbedingungen entstehen. Dieser Übergang ist abhängig vom Turbulenzgrad, vom Grad der Relaminarisierung der Grenzschicht und allgemein von der Oberflächenqualität der Düsenwand. Sobald eine bestimmte kritische Strömungsgeschwindigkeit erreicht wird, bilden sich die Störungen der freien Oberfläche als periodische parallel zur Düsenkante entwickelte Wellen ab, wie sie in der Abbildung 4.4 dargestellt sind. Die Photographien 4.4 zeigen deutlich, dass mit steigender Geschwindigkeit die beobachteten Wellen eine dreidimensionale Form annehmen. Bei der höchsten gemessenen Geschwindigkeit treten bereits relativ unstrukturierte „chaotische“ Wellenformen auf.

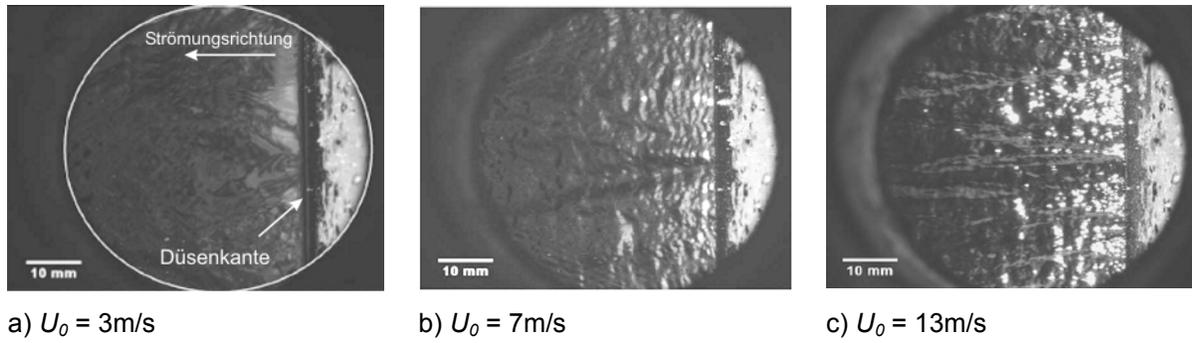


Abbildung 4.4: Photographien der Oberflächenstruktur unmittelbar nach dem Düsenaustritt eines Lithiumexperimentes bei unterschiedlichen Austrittsgeschwindigkeiten aus Kondo et al. (2005). Durch die Relaxation der Geschwindigkeit nach dem Düsenaustritt induzierte Wellen.

Wellen dieser Art wurden in verschiedenen Experimenten mit Wasser- und Flüssigmetall als Versuchsflüssigkeit mit freier Oberfläche beobachtet. Brennen (1968) beobachtet die Ausbreitung von den Wellen auf freien Wasseroberflächen bei der Umströmung von kugelförmigen Körpern. Basierend auf einer linearen Stabilitätstheorie, hat er Zustände der Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche in Abhängigkeit von einer Reynolds-Zahl, die er auf die die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  bezieht, untersucht. Er findet eine kritische Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$ , die sofern  $Re_{\delta_2} \geq 70 - 80$  gilt als Bedingung für den Beginn einer Wellenausbreitung angesehen werden kann. Die Reynolds-Zahl definiert er als  $Re_{\delta_2} = \delta_2 U / \nu$ .

Hagsberger (1970) untersucht für Wasser und Lithium die Stabilität einer Filmströmung an einer gekrümmten Wand stromab des Düsenaustritts. Auch er beobachtet Wellen gleichen Verhaltens. Die Impulsverlustdicke schätzt er mit Hilfe der Integralmethode nach Truckenbrodt (1955) ab, wie sie für die Relaxation einer Potenzialströmung in einer zweidimensionalen Düse verwendet wird. Dabei ist die Impulsverlustdicke  $\delta_2$  für variable Strömungsraten und symmetrische Düsenkonfiguration durch die Beziehung

$$\delta_2 = 0,657 d \sqrt{Re_d}, \quad (4.4)$$

wobei  $d$  die Dicke des Wasserstrahls am Düsenaustritt ist. Auch in anderen Experimenten, wie zum Beispiel die IFMIF Wasser- und Lithiumexperimente, beobachten Itoh et al. (1999) und Kondo et. al (2005) diese Wellenform. Mit Hilfe der Gleichung 4.4 kann man die zu erwartende Bandbreite der Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$  für die Targetströmungen abschätzen. Man erkennt aus der Tabelle 4.1, dass in allen Targetströmungen Wellen auf der freien Oberflächen am Düsenaustritt zu erwarten sind.

#### 4. Strömungen mit freien Oberflächen

Tabelle 4.1: Bereich der Reynolds-Zahlen  $Re_{\delta_2}$  in der Grenzschicht am Düsenaustritt für die betrachteten Flüssigmetalltargets.

	IFMIF	Super-FRS	Franz
$Re_{\delta_2} = \delta_2 U_0 / \nu$	234 - 468	83 - 265	66 - 93

Basierend auf seinen Experimenten leitet Hagsberger eine Beziehung zwischen der dimensionslosen Wellenzahl  $\alpha \equiv 2\pi\delta_2/\lambda$  und der oben definierten Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$  ab. Hier ist  $\lambda$  die Wellenlänge,  $\delta_2$  die Impulsverlustdicke. Sie hat die Form:

$$\alpha = \exp\left(-9,6481 + 2,4412 \ln(Re_{\delta_2}) - 0,1762 \ln^2(Re_{\delta_2})\right). \quad (4.5)$$

Diese empirische Relation erfasst die Messergebnisse von Brennen mit einer maximalen Abweichung von 8,5%. Auch die Ergebnisse aus den Wasserexperimenten von Itoh et al. (1999) sind mit der funktionalen Beziehung zwischen dimensionsloser Wellenzahl und der Reynolds-Zahl  $Re_{\delta_2}$  der Korrelation 4.5 kompatibel.

Die Abbildung 4.5 zeigt die mit der Gleichung 4.5 ermittelte Wellenlänge als Funktion der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit für die drei betrachteten Targettypen. Nach einer weiteren Theorie von Crapper (1957) können kapillare Wellen fortbestehen, sobald sich zwischen Wellenamplitude  $A$  und Wellenlänge  $\lambda$  Zusammenhang  $2A/\lambda=0,73$  entsteht. Mit dieser Relation kann die Wellenamplitude als Funktion der Geschwindigkeit dargestellt werden. Es ergibt daraus für die Betriebsbedingungen der drei Flüssigmetalltargets eine Wellenhöhe, die zwischen 0,2 und 0,5mm variiert.

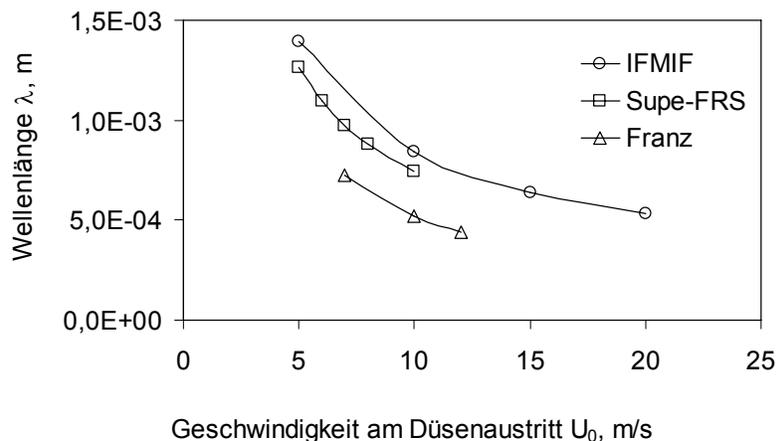


Abbildung. 4.5: Wellenlänge als Funktion der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit für die Betriebsparameter der Flüssigmetalltargets berechnet mit der Gleichung 4.5.

Diese Einschätzungen liegen in relativ guter Korrelation mit den experimentellen Daten. Kanemura et al. (2006) beobachten in Lithiumexperimenten eines flachen Strahls entlang einer horizontalen Wand Wellenstrukturen auf der freien Oberfläche, die durch Relaxation der Geschwindigkeit in der Strömung am Düsenaustritt entstehen. Für Filmgeschwindigkeiten zwischen 1 und 15m/s messen sie in einer Entfernung von 75mm stromab des Düsenaustritts Wellenamplituden von etwa 1mm.

#### 4.3 Die Wirkung der Oberflächenspannungskräfte auf den Freistrah

Die Kontraktion eines flachen Freistrahls erfolgt unter der Wirkung der Oberflächenspannungskräfte. Bedingt durch die relativ hohen Oberflächenspannungen flüssiger Metalle ist dieser Effekt bei diesen besonders stark ausgeprägt.

Die Oberflächenspannungskräfte versuchen die freie Oberfläche zu reduzieren und dabei die freie Oberflächenenergie zu minimieren. Der Strahlquerschnitt zieht sich zusammen und das Fluid wird beschleunigt.

Unter bestimmten Bedingungen kann sich der Strahlquerschnitt bei diesem Prozess verdrehen. Dies zeigen schematisch die Abbildungen 4.6. Das Verdrehen des Strahls mit dem rechteckigen Anfangsquerschnitt oder analog zum elliptischen Querschnitt eine Umschaltung der Achsen nach Hussain et al. (1993) ergibt sich aus schnellerer Wachstumsrate der Scherschichten des Strahles entlang der Ebene der Nebenachse als derjenigen entlang der Ebene der Hauptachse. Die azimuthalen kohärenten Wirbelstrukturen, auch als ein Wirbelring bezeichnet, die sich kurz nach dem Düsenaustritt ausbilden, werden durch die unterschiedlichen Wachstumsraten deformiert und umorientiert. Dies führt zum Verdrehen des Strahlquerschnitts stromab des Düsenaustritts. Das Verdrehen des Strahls und die Position des Umschaltpunkts sind abhängig von den Düsenaustrittsbedingungen, der Reynolds-Zahl und der Düsengeometrie.

Zaman (1996) zeigt in seiner Arbeit, dass auch Sekundärströmungen, die in der Düse entstehen, einen signifikanten Einfluss auf die Lage der ersten Verdrehung des Strahlquerschnitts haben können. Da im Rahmen dieser Arbeit das Verhalten eines Freistrahls vor der ersten Umdrehung untersucht wird, wird der Prozess der Querschnittsänderung als eine Kontraktion des Freistrahls betrachtet.

Der Abstand vom Düsenaustritt bis zur Stelle, an der ein Breiten- zu Tiefenverhältnis des Strahlquerschnitts etwa 1 beträgt, wird als Kontraktionslänge  $L_c$  bezeichnet. Mit Hilfe einer Korrelation von Liebermann (1978), die auf Experimenten mit flachen Freistrahlen basiert, kann man die Kontraktionslänge wie folgt funktional darstellen:

$$L_c = \frac{U \cdot H}{2} \left( \frac{\rho \cdot \pi \cdot D}{\sigma \cdot 16} \right)^{1/2} = \left( \frac{\pi \cdot We}{16} \right)^{1/2} \cdot \frac{H}{2}, \quad (4.6)$$

hierbei ist  $U$  die mittlere Strahlgeschwindigkeit,  $\rho$  die Dichte,  $\sigma$  die spezifische Oberflächenspannung,  $H$  und  $D$  sind die Strahltiefe und die Strahlbreite. Aus Gleichung 4.6 erkennt man, dass für eine konstante Breite und Tiefe des Freistrahls am Düsenaustritt die Kontraktionslänge lediglich eine Funktion der Weber Zahl ist.

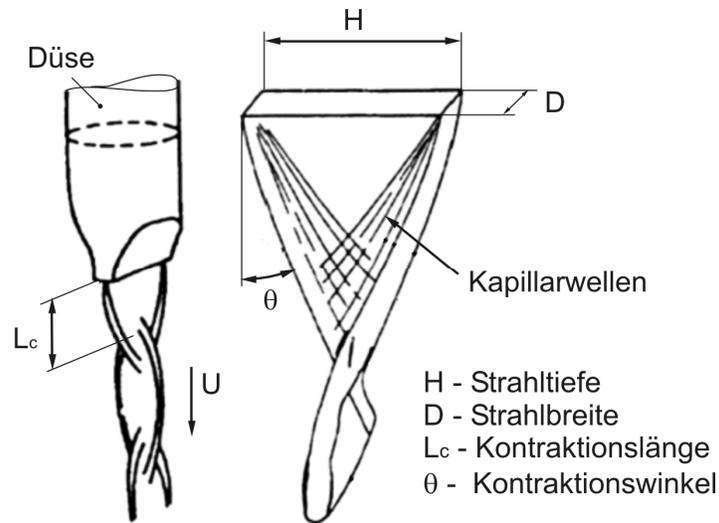


Abbildung 4.6: Definition der geometrischen Größen bei der Kontraktion des flachen Freistrahls unter der Wirkung der Oberflächenkräfte.

Das Diagramm auf der Abbildung 4.7 zeigt die mit Gleichung 4.6 berechnete Änderung der Strahlbreite  $H$  mit der Strahlgeschwindigkeit für einen rechteckigen Freistrahls mit der Querschnittsfläche  $16 \times 70 \text{ mm}^2$  im Abstand  $L=50 \text{ mm}$  von dem Düsenaustritt bei gleichen Geschwindigkeiten für Wasser mit einer Oberflächenspannung von  $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$  und Lithium mit einer solchen von  $\sigma = 0,38 \text{ N/m}$ . Auf Grund der größeren Oberflächenspannung zieht sich der Lithiumfreistrahls stärker zusammen als der des Wassers, insbesondere bei geringeren Geschwindigkeiten.

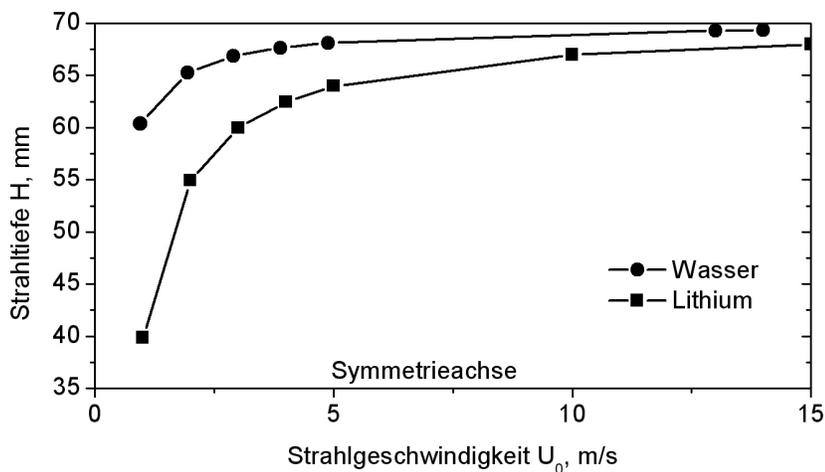


Abbildung 4.7: Mit Gleichung 4.6 berechnete Strahlbreite  $H$  des rechteckigen vertikalen Freistrahls mit der Querschnittsfläche  $16 \times 70 \text{ mm}^2$  als Funktion der Strahlgeschwindigkeit  $U_0$  für Wasser und Lithium. Abstand vom Düsenaustritt  $L = 50 \text{ mm}$ .

Die Beziehung 4.6 zur Bestimmung der Kontraktionslänge  $L_c$  beinhaltet unzählige Messdaten aus verschiedenen Experimenten. Ihre Genauigkeit ist sehr gut, solange das Breiten/Tiefenverhältnis  $D/H \ll 1$  ist.

Ist jedoch  $D/H$  von Größenordnung eins, so erfolgt nach dem Düsenaustritt zunächst eine Abrundung der Strahlecken durch die Oberflächenspannung. Dabei spielen für die Querschnittsänderung in der Nähe des Düsenaustritts auch die Kapillarwellen, die sich aus den Düsenecken ausbreiten, eine Rolle. In einem bestimmten Abstand vom Düsenaustritt können die Oberflächen fokussieren.

Bei einem solchen Prozess bilden sich Wölbungen an der Oberfläche und dies kann sogar anstatt zu einer Kontraktion gar zu einer Erweiterung der Strahltiefe  $H$  führen. Analytisch kann man die komplexe Wirkung der beiden Effekte, nämlich das Zusammenziehen des Freistrahls und die Ausbreitung der Oberflächenwellen, nur getrennt untersuchen. Numerische Simulationen dagegen eröffnen hier neue Möglichkeiten. Sie erlauben das Zusammenwirken der Oberflächenspannungskräfte und der Kapillarwellen simultan zu untersuchen.

#### **4.4 Die Wirkung der Trägheitskräfte auf die Stabilität der Grenzfläche**

In Strömungen entlang gekrümmter Wände kann die Wirkung der Zentrifugalbeschleunigung zur Entwicklung der Trägheitswellen führen. Dabei stellt sich die Zentrifugalbeschleunigung  $a_c$  durch die Relation  $a_c = U^2/R$  dar, wobei  $R$  der Krümmungsradius ist. Damit kann man eine zentrifugale Froude-Zahl  $Fr_c$  definieren, die durch  $Fr_c = \sqrt{R/d}$  gegeben ist. Hierbei beschreibt  $d$  die Filmdicke. Da  $Fr_c$  sowohl beim IFMIF als auch beim FRANZ Target den kritischen Wert von eins überschreitet, ist prinzipiell die Ausbildung eines hydraulischen Sprunges möglich. Dadurch werden in der Nähe der seitlichen Wände im Bereich der einsetzenden Wandkrümmung, ähnlich wie in den Düsenecken, Wellen entstehen. Ersetzt man in der Gleichung 4.1 die Gravitationsbeschleunigung  $g$  durch die Zentrifugalbeschleunigung  $a_c$ , kann man mit den Korrelationen 4.2 und 4.3 die Ausbreitung der Wellen auf der Fluidoberfläche berechnen.

Zentrifugale Kräfte in Strömung entlang konkaver Wand können zwei Arten Sekundärströmungen induzieren.

Die erste Art der Sekundärströmungen, sogenannte Ekman-Wirbel, sind ein Resultat der Wirkung des zentrifugal-radialen Druckgradienten. Das Fluid bewegt sich unter der Wirkung der zentrifugalen Kräfte entlang der Rückwand zu den Seitenwänden und wird weiter von der Rückwand entlang den Seitenwände verschoben. Diese Bewegung wird durch eine viel schwächere Fluidbewegung in Richtung der Rückwand in der Kernströmung des Kanals kompensiert. Diese Sekundärströmungen beeinflussen die freie Oberfläche in der Nähe der Seitenwände und sind unabhängig vom Turbulenzgrad in der Hauptströmung. Die Abbildung 4.8 zeigt schematisiert die Stromlinien der Ekman-Wirbel entlang einer konkaven Wand.

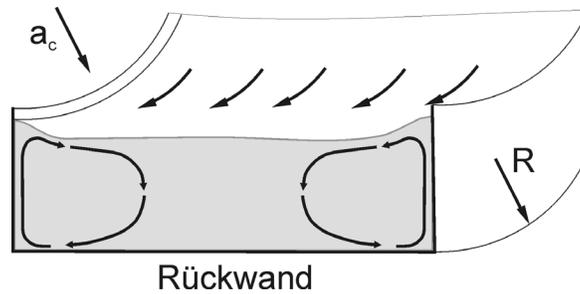


Abbildung 4.8 Sekundärströmungen im Kanal mit einer konkav gekrümmten Rückwand des Radius  $R$ .

Die zweite Art von Sekundärströmungen wird durch die sogenannte Görtler-Instabilität induziert, die in Strömungen entlang konkaver Wände auftreten kann. Aus zahlreichen theoretischen und experimentellen Arbeiten, siehe Görtler (1940); Smith (1993), Hämmerlin (1955), Wortmann (1969), Swearingen (1985), geht hervor, dass die laminar-turbulente Grenzschichttransition an einer überströmten konkaven Platte zu einer dreidimensionalen Grenzschichtstruktur führt. Hier wirken die Zentrifugalkräfte destabilisierend. Das führt zur Entwicklung und Anfachung von Längswirbeln in der Grenzschicht. Diesen Mechanismus zeigt schematisiert die Abbildung 4.9. Da die Düsenströmung mit Änderungen in der Geschwindigkeitsverteilung und möglichen Relaminarisierungsgebieten in der Grenzschicht keine voll entwickelte turbulente Strömung darstellt, ist mit dem Auftreten von Görtler-Instabilitäten in Targetströmungen zu rechnen.

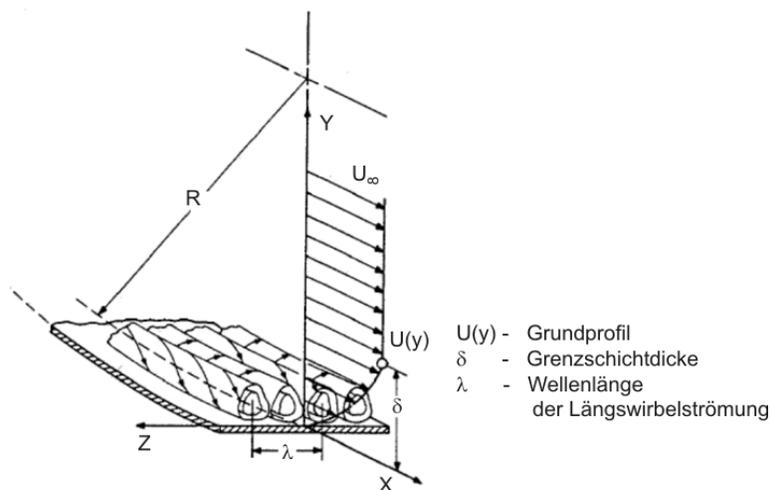


Abbildung 4.9: Görtler Wirbel in der Grenzschicht bei Überströmen einer konkav gekrümmten Platte nach Saric (1994).

Während die Sekundärströmungen der ersten Art die Filmdicke nur in der Nähe der Seitenwände ändern, treten die Görtler-Wirbel potentiell auf der ganzen Targetbreite, das heißt, auch im technisch relevanten Bereich der bestrahlten Fläche auf.

Der Parameter, der die Stabilität der Grenzschichtströmung entlang der konkaven Wand charakterisiert, ist die Görtler-Zahl  $Go$ . Sie ist auf folgende Weise definiert:

$$Go_{\delta_2} = \frac{U_\infty \delta_2}{\nu} \sqrt{\frac{\delta_2}{R}} \quad (4.7)$$

Hier ist  $U_\infty$  die Geschwindigkeit der Kernströmung,  $\delta_2$  ist die Impulsverlustdicke,  $\nu$  die spezifische kinematische Viskosität und  $R$  der Krümmungsradius. Nach Schlichting (1997) wird die Grenzschicht instabil, wenn die Görtler-Zahl den kritischen Wert  $Go_{\delta_2} \approx 7$  überschreitet.

Die Abbildungen 4.10 zeigen die Änderung der Görtler-Zahl entlang der konkaven Wand für die Betriebsparameter der Flüssigmetalltargets in IFMIF und FRANZ Anlagen bei verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten  $U_0$  am Düsenaustritt. In beiden Fällen überschreitet die Görtler-Zahl den kritischen Wert. Daher ist mit einer Görtler-Instabilität in der Grenzschicht zu rechnen. Da die Ausdehnung der Wirbel von der Größenordnung der Grenzschichtdicke ist, sind direkte Auswirkungen der Görtler-Wirbel auf die Stabilität der freien Oberfläche in Targetströmungen mit großen Filmdicken (IFMIF:  $d = 25\text{mm}$ ,  $\delta \approx 2\text{-}5\text{mm}$ ) kaum zu erwarten.

Bei Targets mit Filmdicken von vergleichbarer Größe wie die Grenzschichtdicke, ist der Einfluss der Görtler-Wirbel auf die Stabilität der Oberfläche jedoch sehr stark. Das trifft für das FRANZ-Target mit  $d = 2\text{mm}$  und  $\delta \approx 1\text{-}2\text{mm}$  zu. Die auf der Rückwand ausgebildeten Wirbel können in diesem Fall die Flüssigmetalloberfläche weiter stromab erreichen und einen signifikanten Beitrag zur Störung der Oberfläche bringen.

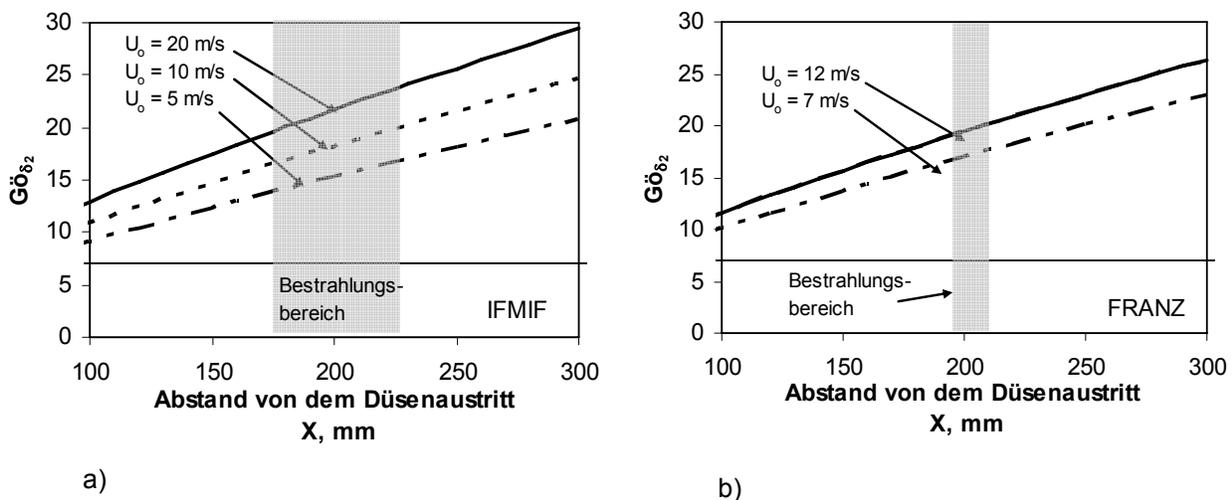


Abbildung 4.10: Änderung der Görtler Zahl entlang der gekrümmten Rückwand ( $x$ ) für typische Operationsparameter der Flüssigmetalltargets der a) IFMIF und b) FRANZ Anlagen.

#### 4.5 Der Transport der turbulenten Größen und die Wechselwirkung mit der Grenzfläche

Der wandnahe Bereich der turbulenten Kanalströmung wird durch die wiederholte Generierung und das Ausstoßen relativ großskaliger Wirbelstrukturen, sogenannter "Turbulenzballen" dominiert. Diese Wirbelstrukturen entwickeln sich im wandnahen Bereich und werden durch die Strömung zur freien Oberfläche transportiert. Dort bilden sie als strukturierte Flecken oder Wölbungen zeitweise in Erscheinung,

werden aber von der Kernströmung wieder absorbiert und schließlich darin dissipiert. Der Prozess der Entwicklung der Turbulenzballen und ihre Wechselwirkung mit der freien Oberfläche wurden in experimentellen und theoretischen Arbeiten von Komori (1982) und Banerjee et al. (1988) untersucht.

Rashdi (1997) hat in seinen Experimenten die mittlere Ausdehnung der Flecken auf der freien Oberfläche im Zusammenhang mit der Aufwärtsbewegung der Wirbelstruktur in der Nähe der Grenzfläche gemessen. Er beobachtet, dass die Fleckenausdehnung in Hauptströmungsrichtung und in Querrichtung vergleichbar mit der Tiefe der Kernströmung ist.

Die Größe der Oberflächendeformation wird im Wesentlichen von der Turbulenzintensität beeinflusst. Begriffe wie "schwache" und "starke" Turbulenz in der Anwendung auf die Strömungen mit freien Oberflächen beziehen sich auf zwei verschiedene Strömungszustände, in denen die Flüssig-Gas-Grenze fast glatt und wenig gestört ist oder, durch chaotische und turbulente Strukturen stark gestört ist. Das Entstehen einer starken oder schwachen Grenzflächenturbulenz hängt wesentlich von der stabilisierenden Wirkung der Kapillar- und Gravitationskräfte gegenüber dem störenden Einfluss der mit der Kernströmung transportierten turbulenten kinetischen Energie ab. Die wichtigen dimensionslosen Parameter, die den Zustand der freien Oberfläche charakterisieren, sind:

- die turbulente Weber-Zahl  $We_t = q^2 L \rho / 2 \sigma$  und
- die turbulente Froude-Zahl  $Fr_t = q / \sqrt{2gL}$  ,

worin  $\frac{1}{2} q^2$  die spezifische turbulente kinetische Energie und  $L$  das mittlere Längenmaß der Ausdehnung eines Turbulenzballens darstellen.

Im Bereich der schwachen Turbulenz, der schematisch auf der linken Seite der Abbildung 4.11 dargestellt ist, gilt für beide Parameter  $We_t \ll 1$ ,  $Fr_t \ll 1$ . Es gibt wenig oder keine Oberflächenstörungen durch Wirbelstrukturen bedingt durch die Stabilisierungswirkung der Kapillar- und Gravitationskräfte. Diese Wirkung wird als "Blockierungs"-Wirkung bezeichnet. In der Blockierungsschicht treten die Geschwindigkeitsschwankungen überwiegend parallel zur Grenzfläche auf.

Bei sehr starker Turbulenz ( $We_t \gg 1$ ,  $Fr_t \gg 1$ ), können weder Oberflächenspannung noch Gravitation die turbulenten Wirbelballen zurückhalten: Es kommt zu lokalen Überdehnungen der Grenzfläche mit Gebietsabschnürrungen und Tropfenbildung.

In einem Übergangsbereich zwischen der schwachen und starken Turbulenz mit Parametergebieten der Ordnung  $O(1)$  für die Kennzahlen  $We_t$  und  $Fr_t$  wird die Grenzoberfläche wesentlich gestört, es kommt aber nicht zur Tropfenbildung.

Diese spezielle Form der Weber und Froude Zahlen entspricht den Definitionen in der Arbeit von Brocchini und Peregrine (2001). Diese Autoren schlagen einen einfachen Weg für die Abgrenzung der verschiedenen Zustände bei Strömungen mit freien Oberflächen vor. Sie ordnen sie mit Hilfe der beiden Kennzahlen  $We_{tc}$  und  $Fr_{tc}$  in ein  $L-q$  Diagramm ein.

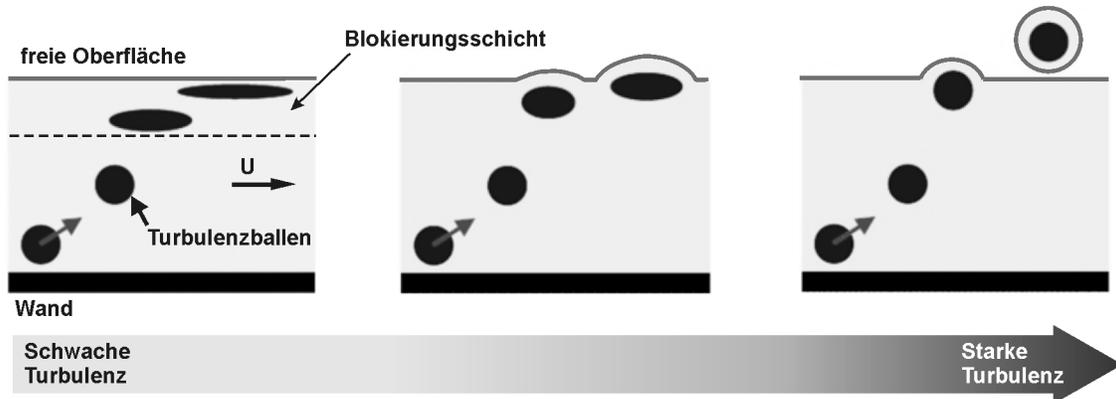


Abbildung 4.11: Transport der turbulenten Größe an die Grenzfläche und Wechselwirkung mit der Grenzfläche. Dynamik der Turbulenz in der Nähe der Grenzfläche.

Ein solches Diagramm, angepasst an die Betriebsparameter der Flüssigmetall-Targets der IFMIF und Franz Anlagen, ist in der Abbildung 4.12 dargestellt. Im Diagramm wird  $q$  mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  identifiziert; mit  $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ , und  $\tau_w$  als Wandschubspannung. Die Filmdicke  $h$  wird als die maßgebliche turbulente Längen-Skala  $L$  aufgefasst. Dabei wird angenommen, dass das betrachtete dynamische Verhalten der Wirbelballen durch die charakteristische Strömungsgröße  $\tau_w$  erfasst wird.

Mit Hilfe der kritischen Weber-  $We_{tc}$  und Froude-  $Fr_{tc}$  Zahlen kann man die  $(L, q)$ -Fläche mit zwei Linien  $q = \sqrt{2Fr_{tc} g L}$  und  $q = \sqrt{2We_{tc} \sigma/L}$  in Gebiete schwacher und der starker Turbulenz aufteilen.

Durch die strömungsmechanisch bedingten unscharfen Übergänge von einer nicht gestörten zu einer stark gestörten Grenzoberfläche, ist es nicht möglich genaue Werte der kritischen Kennzahlen  $We_{tc}$  und  $Fr_{tc}$  festzulegen. Deshalb entwickeln Brocchini und Peregrine (2001) obere und untere Grenzen des Übergangsbereiches zwischen schwachen und starken Turbulenz aus den Energiebilanzen für eine typische Turbulenz-Struktur an freien Oberflächen. Diese Grenzen sind als graue Kurven in den Diagrammen der Abbildung 4.12 gekennzeichnet.

Zwei strichelte Linien, die durch die mittleren kritischen Weber- und Froude-Zahlen  $We_{tc}=1$ ,  $Fr_{tc}=1$  definiert sind, teilen die  $(L, q)$ -Fläche in vier Gebiete. Der Bereich 0 bedeutet schwache Turbulenz, der Bereich 2 starke Turbulenz. Zusätzlich zeigt das Diagramm zwei weitere Bereiche, in denen die freie Oberfläche noch nicht reißt: Im Bereich 1 verhindert dominant die Wirkung der Kapillarkräfte auf die Grenzfläche die Tropfenbildung und im Bereich 3 sind es überwiegend die Gravitationskräfte.

Da bei den hier betrachteten Targets die Wirkung der zentrifugalen Kräfte gegenüber der Schwerkraft überwiegt, wird bei der Berechnung der turbulenten Froude Zahl  $Fr_t$  nur die zentrifugale Beschleunigung  $a_c=U^2/R$  verwendet. Mit der Strömungsgeschwindigkeit wächst aber auch die zentrifugale Beschleunigung und wirkt stabilisierend auf die freie Oberfläche. Dieser Effekt schlägt sich im Diagramm 4.12 durch eine parallele Verschiebung der  $Fr_t$ -Linie zu höheren Werten nieder. Da die Filmdicke und dadurch auch die Längenscala  $L$  des IFMIF-Targets viel größer ist, spielt die Wirkung der zentrifugalen Kräfte hier eine grö-

#### 4. Strömungen mit freien Oberflächen

ßere Rolle. Beim FRANZ-Target wird die freie Oberfläche kaum durch die Strömungsturbulenz beeinflusst. Im Fall des IFMIF-Targets ist der Einfluss der Turbulenz stärker. Er wird sich aber wahrscheinlich nur bei hohen Geschwindigkeiten ab ca. 15m/s auswirken sein.

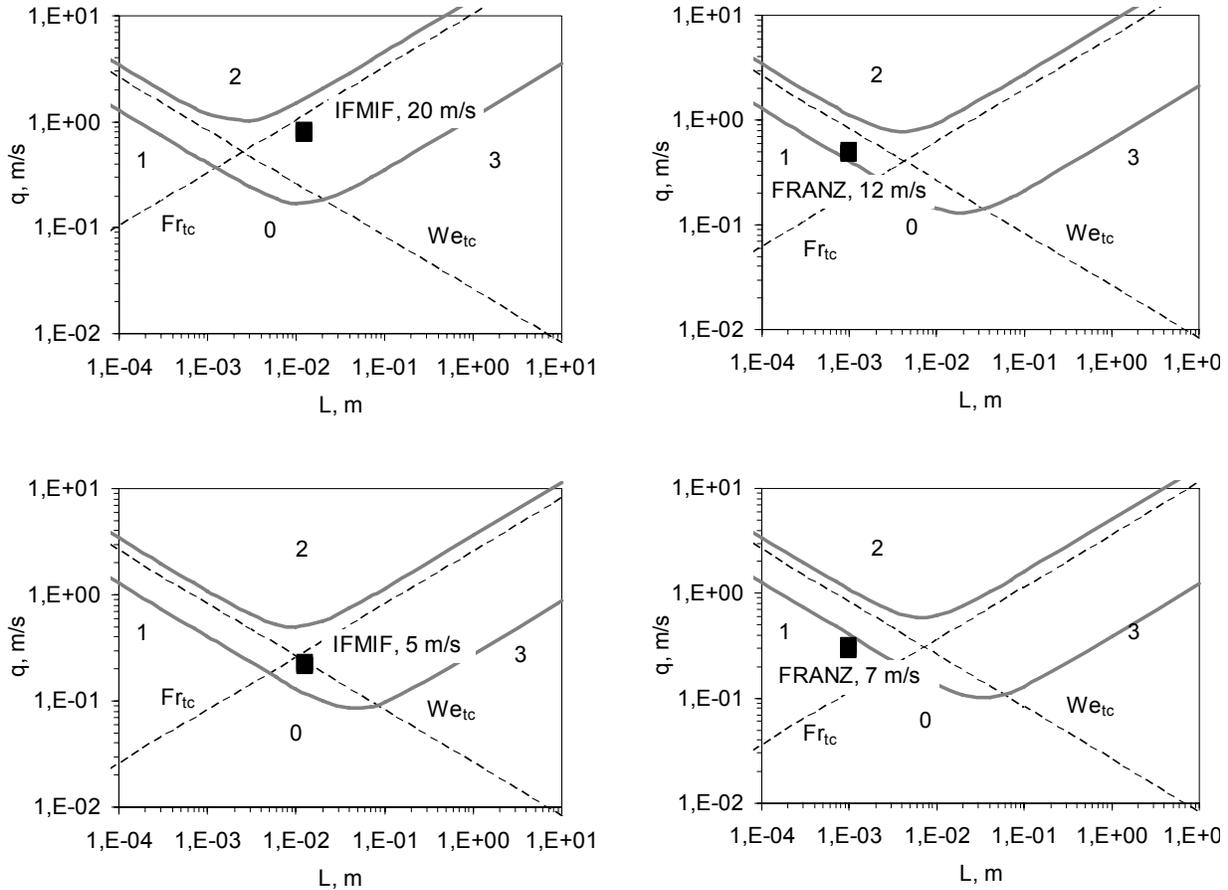


Abbildung 4.12:  $L$ - $q$  Diagramm adaptiert nach Brocchini und Peregrine (2001) für die Operationsparameter der Flüssigmetall-Targets der IFMIF- (links) und FRANZ- Anlagen (rechts). Bereich zwischen grauen Kurven zeigt den Übergangsbereich von schwacher zu starker Turbulenz. Zwei gestrichelte Linien teilen das Diagramm in vier Regieone: Region 0 entspricht schwacher Turbulenz, 2 - starker Turbulenz, Region 3 – Übergangsbereich mit Dominanz der Gravitation über Turbulenz, Region 1 - Übergangsbereich mit Dominanz der Kapillarkräfte über Turbulenz. Die Quadratsymbole beschreiben den anvisierten Operationsbereich.

#### 4.6 Bewertung der Instabilitäten nach ihrer Wirkung auf die Qualität der freien Oberfläche

Im Kapitel 4, wurden alle Instabilitätstypen und Mechanismen nach physikalischen Aspekten diskutiert und analytisch eingeschätzt. Diese kann man nach ihrer Bedeutung für die Stabilität der Filmdicke des Flüssigmetall-Targets in zwei Gruppen unterteilen.

Die erste Gruppe bilden solche Effekte die große Deformationen der freien Oberfläche verursachen.

Die Wellenbildung bei der zweiten Gruppe hat nur sehr geringen Einfluss auf die Stabilität der freien Oberfläche in der Targetströmung. Die Deformationen der Oberfläche verursacht durch die Wirkung dieser Instabilitätstypen liegen meistens im Bereich der zulässigen Schwankungen für die Filmdicke.

Zur ersten Gruppe gehören die Wellen die durch die Düsenecken oder Defekte der Düsenkante entstehen. Zusammen mit Oberflächenspannungskräften haben diese Wellen eine sehr starke Wirkung auf die Stabilität des Freistrahls. Das trifft auf Super-FRS-Target zu. Auch die Görtler-Wirbel können starke Deformationen an den Grenzflächen verursachen sofern die Filmdicke vergleichbar ist mit der Grenzschichtdicke. Das ist beispielweise der Fall beim FRANZ-Target.

Wellen, die durch Relaxation der Geschwindigkeit am Düsenaustritt auftreten, haben viel kleinere Amplituden. Auch die Deformationen der freien Oberfläche infolge der Wirkung des Transports von Turbulenzballen an die Grenzfläche sind nach den vorgenommenen Abschätzungen eher gering. Die experimentellen Beobachtungen von Kanemura et al. (2006) zeigen, dass sich diese Strukturen auf der Lithiumoberfläche mit der Strömung bewegen. Dieser Vorgang glättet die Deformation der Filmdicke. Zusätzlich wirken die zentrifugalen Kräfte dämpfend auf die Wellenamplitude. Deshalb kann angenommen werden, dass die beiden zuletzt angesprochenen Instabilitätstypen einen eher geringeren Einfluss auf die Stabilität der Targetströmung haben und können daher der zweiten Gruppe zugeordnet werden.

Bei der Auswahl des geeigneten Berechnungsverfahrens für die Simulation eines Flüssigmetall-Targets sind zwei Aspekte wichtig.

Zunächst ist abzuschätzen, welche Effekte in der Targetströmung generell auftreten können und welche Effekte in Bezug auf die Anforderungen zur Targetstabilität von der Bedeutung sind.

Im zweiten Schritt ist ein Berechnungsverfahren auszuwählen und zu handhaben, das in der Lage ist, die wesentlichen physikalischen Phänomene zu erfassen und in realistischer Größenordnung zu quantifizieren.

Da nach diesen Ausführungen nur die erste Gruppe der Instabilitäten einen größeren Einfluss auf geforderte Qualität der Targethydraulik hat, werden nur sie im Kapitel 7 rechnerisch analysiert.

Dazu werden mit Hilfe des CFD-Codes STAR-CD folgende Einflussfaktoren auf Oberflächeninstabilitäten untersucht:

- Die Wirkung der Düsenkante (scharfe Ecken, Kantendefekte);
- die Wirkung der Oberflächenspannungskräfte;
- die Wirkung der Görtler-Wirbel auf die Oberflächenform.

Zur Validierung der Simulationsrechnungen werden die numerischen Daten mit experimentellen Befunden aus der Literatur oder mit Messdaten aus Experimenten des Forschungszentrums verglichen.

Vor dem zweiten Schritt: Auswahl und Validierung des Berechnungsverfahrens, werden im nächsten Kapitel im Bezug auf die Problemstellung dieser Arbeit numerische Berechnungsverfahren und Modellierungsansätze, die im CFD-Code STAR-CD zur Verfügung stehen, vorgestellt.

## 5. Turbulenzmodellierung und Lösungsverfahren

Bedingt durch Problemstellung müssen im Rahmen der Arbeit zwei gerichtete turbulente Strömungen behandelt werden. Es sind die wandbehaftete beschleunigte Düsenströmung und die Wandfilm- oder Freistrahlsströmung.

Hier soll zunächst die Modellierung der Düsenströmung erläutert werden. In der Düsenströmung tritt eine Transition der Strömungsform insbesondere in der Grenzschicht auf. Durch die Kontraktion innerhalb der Düse erfährt die Strömung eine Beschleunigung und bewirkt eine Relaminarisierung der turbulenten Grenzschicht und zwar nicht nur bezüglich ihrer wandnormalen Erstreckung sondern auch der statistischen Eigenschaften in Wandnähe. Dieser Effekt stellt quasi den Umkehrprozess zur Turbulenzentwicklung in Kanalströmungen dar. Dieser Transitionsvorgang innerhalb der Grenzschicht und den daran anschließenden Kernströmungsbereich muss bei der rechnerischen Simulation durch geeignete Turbulenzmodelle erfasst werden, damit mögliche Grenzschichtablösungen oder durch den Umschlag generierte Sekundärströmungen physikalisch korrekt abgebildet werden. Dies ist von essentieller Bedeutung, da die Strömung am Düsenaustritt sowohl Anfangs- wie auch Randbedingung der freien Oberflächenströmung darstellt.

Um die unterschiedlichen Aspekte der Transitions-(Retransitions-)Strömung zu erfassen, müssen bei der Auswahl der numerischen Berechnungsmethoden deren Anwendungsgültigkeitsbereiche hinreichend exakt analysiert werden.

Bei der Modellierung der Wandfilm- oder Freistrahlsströmung wird oft die Grenzfläche zwischen einem Gas und einer Flüssigkeit als *freie* Oberfläche bezeichnet. Die Bezeichnung *frei* resultiert aus den großen Unterschieden in der Dichte und der molekularen Zähigkeit beider Fluide.

Bei der Berücksichtigung der freien Oberfläche in numerischen Simulationen sind einige Besonderheiten zu beachten, da die Lage der freien Oberfläche maßgeblich von der Strömung beeinflusst wird. Eine freie Oberfläche stellt damit den Sonderfall einer Randbedingung dar, bei der die Lage des Randes a priori nicht festgelegt ist. Die Flüssigkeitsoberfläche bildet vielmehr eine variable Strömungsberandung, deren Position zu späteren Zeitpunkten als Teil der Lösung bestimmt werden muss. Die freie Oberfläche kann als eine genau abgegrenzte Berührungsfläche zwischen einem Fluid und einem Gas oder zwischen zwei Fluiden definiert werden.

Ausgehend von den Erhaltungsgleichungen, die eine mathematisch exakte Beschreibung der Strömung erlauben, werden in diesem Kapitel verschiedene Modelle und mathematische Verfahren in der Reihenfolge sinkender Komplexität und sinkender Anforderungen an die Rechenleistung zur Beschreibung turbulenter Strömungen vorgestellt. Anschließend wird eine in STAR-CD verfügbare Methode für die numerische Berechnung der freien Oberfläche beschrieben.

### 5.1 Grundgleichungen

Mit der allgemeinen Form der Erhaltungsgleichungen für die Masse (5.1), den Impuls (5.2) und die Energie (5.3) werden Strömungsvorgänge unter Zuhilfenahme thermodynamischer Zustandsgleichungen und konstitutiver Beziehungen des Fluids erfasst. Die Erhaltungsgleichungen haben die Form:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0; \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i; \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \rho h_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h_j}{\partial x_j} = \frac{\partial p}{\partial t_i} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \rho u_i f_i \quad (5.3)$$

Hierbei wird mit  $\rho$  die Dichte des Fluids, mit  $u_i$  und  $x_i$  die Geschwindigkeit und Raumkoordinate in  $i$ -Richtung, mit  $t$  die Zeit, mit  $p$  der statische Druck, mit  $f_i$  der Quellterm der Volumenkräfte in  $i$ -Richtung, mit  $h_i$  die Enthalpie und mit  $q_i$  der Wärmestrom bezeichnet.

Für Newtonsche Fluide und für technische Anwendungen lässt sich der Spannungstensor  $\tau_{ij}$  durch einen Gradientenansatz der Form:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (5.4)$$

mit der molekularen Viskosität  $\mu$  darstellen.

Für isotherme, inkompressible Strömungen können die Erhaltungsgleichungen vereinfacht werden. Die Energiegleichung entfällt. Man erhält ein vereinfachtes System partieller Differentialgleichungen (5.5), (5.6) zur Berechnung laminarer und turbulenter Strömungen Newtonscher Fluide unter der Annahme konstanter Dichte  $\rho$  und Viskosität  $\mu$  in der nachstehenden Form:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0; \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_j^2} + f_i. \quad (5.6)$$

Eine direkte numerische Lösung dieser Gleichung ist im Prinzip möglich, ist jedoch praktisch für viele technische Fragestellungen mit hohen Reynolds-Zahlen nicht realisierbar, weil der numerische Aufwand hinsichtlich Rechenzeit und Speicherplatzbedarf mit der Reynolds-Zahl steigt.

### 5.2 Direkte numerische Simulation

Die direkte numerische Simulation (DNS) löst die vollständigen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie ohne Turbulenzmodellierung. Dazu müssen auch die kleinsten Skalen der turbulenten Schwankungsbewegung räumlich und zeitlich aufgelöst werden. Da das Verhältnis der Ausdehnung der größten Wirbel, charakterisiert durch das integrale Längenmass  $L$ , zu den kleinsten Wirbeln, beschrieben

durch die Kolmogorovsche Mikrolänge  $\lambda$ , mit der turbulenten Reynolds-Zahl  $Re_t$  über die Beziehung  $L/\lambda \sim Re^{3/4}$  korreliert, wächst bei der notwendigen Diskretisierung in alle drei Raumrichtungen der Diskretisierungsaufwand proportional zu  $Re^{9/4}$  und die Anzahl der notwendigen Rechenoperationen zu  $Re^{11/4}$ .

Berücksichtigt man die hohen Reynolds-Zahlen technisch relevanter Strömungen, so wird der hohe numerische Aufwand der DNS deutlich. Sie ist daher prädestiniert für grundlegende und geometrisch einfache Fragestellungen der Strömungsmechanik. Hier wird sie zunehmend als "numerisches Experiment" zur Weiterentwicklung von Turbulenzmodellen genutzt und zur Klärung experimentell nur sehr schwer zugänglicher Fragestellungen.

### 5.3 Large Eddy Simulation

Bei der Grobstruktur- oder Large Eddy Simulation (LES) werden in einer dreidimensionalen, instationären Rechnung alle über einer bestimmten Größe liegenden Wirbel numerisch direkt behandelt. Kleinere Wirbel, die in ihrer Struktur quasihomogen und isotrop sind, werden durch die so genannten subgrid-scale (SGS) Turbulenzmodelle analytisch beschrieben.

Die Trennung zwischen Fein- und Grobstrukturen wird durch eine räumliche Filterung der zu berechnenden Felder erreicht. Die Filterung einer Strömungsgröße  $\Phi$  ist definiert als Faltungsintegral

$$\bar{\Phi}(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-x')\Phi(x')dx'.$$

Die Strömungsgrößen werden nun dargestellt als Summe eines räumlich gefilterten Grobstrukturanteils  $\bar{\Phi}$  und eines Schwankungsanteils  $\Phi'$ :  $\Phi(x) = \text{Grobstruktur} + \text{Feinstruktur} = \bar{\Phi}(x) + \Phi'(x)$ . Der Filterkern  $G(x-x')$  ist eine in der variable  $\xi = x-x'$  schnell abklingende Funktion. Mit dem Filterkern  $G$  ist eine charakteristische Länge  $\Delta$  verknüpft. Vereinfacht kann man sagen, dass Strukturen, die kleiner als  $\Delta$  sind, aus den Feldern der abhängigen Zustandsvariablen herausgefiltert werden und größere Strukturen den Filter passieren (siehe Pope (2000)).

Wendet man nun diese Filterung auf die Navier-Stokes Gleichungen an, so ergibt sich folgender Gleichungssatz:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} &= 0, \\ \frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}'_i \bar{u}'_j}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}. \end{aligned} \tag{5.7}$$

Dabei beschreibt der Term  $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$  die Feinstrukturspannungen in der Wechselwirkung der Feinstruktur mit der Grobstruktur.

Die Feinstrukturspannungen müssen geeignet modelliert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die einfachste Form die des Smagorinsky-Modells (1963) verwendet. Das Modell stellt einen expliziten Zusammenhang zwischen den Feinstrukturspannungen  $\tau_{ij}^{SGS}$  und der Scherraten  $\bar{S}$  der gefilterten Strömung in folgender Form her:

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{2}{3} k^{SGS} \delta_{ij} = - \underbrace{2C_s \Delta^2}_{\nu_t} \tilde{S}_{ij}; \quad (5.8)$$

wobei die Scherrate durch  $\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$  definiert ist und  $k^{SGS}$  die turbulente kinetische Energie

$k^{SGS} = \frac{1}{2} \tau_{kk}^{SGS}$  bezeichnet. Die Konstante  $G_s$  liegt hier bei  $C_s=0.18$ . Das Gitterlängenmaß  $\Delta$  wird dabei nach der Vorschrift  $\Delta = \text{MAX}(\Delta x; \Delta y; \Delta z)$  berechnet.

#### 5.4 Reynoldsgemittelte Navier-Stokes Gleichungen

Die hier beschriebenen Turbulenzmodelle gehören zu der Klasse der statistischen Modelle, deren Grundgedanke unter der Annahme der Existenz eines statistischen Mittelwertes die Zerlegung der Momentanwerte von Strömungsgrößen  $\Phi$  in einen Mittelwert und seine Schwankungsgröße und die anschließende Zeitmittelung, die sogenannte Reynoldssche Mittelung, ist.

$$\Phi(x_i, t) = \bar{\Phi}(x_i, t) + \Phi'(x_i, t). \quad (5.9)$$

Die Herleitung der sog. Reynoldsgemittelten Gleichungen wird hier übergangen, man findet sie beispielsweise in Pope (2000) und anderen Standardwerken. Wird die Zerlegung aus Gleichung (5.9) in die inkompressiblen Gleichungen (5.7) eingesetzt, dann liefert die Anwendung von Mittelungsvorschriften bei der Vernachlässigung zusätzlicher Volumenkräfte das System der Reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0; \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right); \quad (5.11)$$

Durch die Mittelung hat sich die Struktur des Gleichungssystems nicht verändert, aber es tritt als zusätzliche Unbekannte der Reynolds-Spannungs-Tensor  $\overline{u'_i u'_j}$  auf. In diesem Zusammenhang stellt sich die Aufgabe, diesen unbekanntem Term zu modellieren, um das Gleichungssystem (5.10) und (5.11) schließen und damit lösen zu können.

Die Transportgleichung für den Reynoldsschen Spannungstensor lässt sich in folgender Form beschreiben:

$$\underbrace{\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k}}_{\text{konvektiver Transport}} = - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \underbrace{\overline{u'_i u'_j u'_k}}_{D_{ij}=\text{diffusiver Transport}} + \frac{\bar{p}'}{\rho} (\delta_{kj} u'_i + \delta_{jk} u'_j) - \nu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right] \quad (5.12)$$

$$- \underbrace{\left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}=\text{Pr oduktion}} + \underbrace{\frac{\bar{p}'}{\rho} \left( \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}=\text{Druck-Scher-Korrelation}} - \underbrace{2\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}=\text{Dissipation}}.$$

Die Gleichung (5.12) beinhaltet nun die Tripel-Korrelationen der Schwankungsanteile  $\overline{u'_i u'_j u'_k}$  und verdeutlicht hierdurch die Komplexität des Schließungsproblems dieses Typs der Turbulenzmodellierung. Es ist zwar möglich, für die Korrelationen höherer Ordnung weitere Transportgleichungen aufzustellen, jedoch ist die Anzahl der hinzukommenden Korrelationen von nächst höherer Ordnung und damit stets größer als die Anzahl der zusätzlich erhaltenen Gleichungen.

Die Hierarchie der Transportgleichungen ist somit bei niedriger Ordnung abzugrenzen, um durch eine physikalisch-analytische Modellierung der vorhandenen Korrelationsterme mit Hilfe empirischer Informationen das System zu schließen.

Es existieren unterschiedliche Ansätze zur Schließung des Gleichungssystems, die sich in zwei Gruppen unterteilen lassen:

- Herleitung einer Transportgleichung für den Reynolds-Spannungstensor und die Modellierung der dort auftretenden Korrelationen höherer Ordnung. Man spricht in diesem Zusammenhang von *Reynolds-Spannungsmodellen*.
- Modellierung des unbekanntens Tensors  $\overline{u'_i u'_j}$  unter Verwendung des Prinzips der Wirbelviskosität nach Boussinesq (1872) und Prandtl (1984). Dieser Ansatz ergibt die Gruppe der *Wirbelviskositätsmodelle*.

### 5.4.1 Reynoldsspannungsmodelle

Der Ausgangspunkt für die Reynoldsspannungsmodelle sind Transportgleichungen für die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors, die noch unbekannte Terme höherer Ordnung enthalten. Die Modellierung geht von subtileren physikalischen Vorstellungen aus im Vergleich zu den später zu behandelnden Wirbelviskositätsmodellen. Dadurch können physikalische Effekte wie beispielsweise die Anisotropie der Turbulenz, die Produktion der Turbulenz infolge von Normalspannungen und Effekte der Krümmung von Fluidteilchenbahnen auf die Turbulenz besser erfasst werden.

Für die Berechnung transitioneller, wandnaher Strömungen eignen sie sich lediglich dann, wenn die wandnahe Schicht numerisch aufgelöst werden kann und nicht mit Hilfe von Wandfunktionen überbrückt werden muss. Die höhere Modellierungsgenauigkeit wird dadurch erkauft, dass ein größerer numerischer Aufwand erforderlich ist. Dies erfordert nicht nur durch die größere Anzahl der zu lösenden Transportgleichungen, sondern bewirkt im Allgemeinen auch eine geringere Konvergenzgeschwindigkeit der Rechenprozesse im Vergleich zu Simulationen mit den numerisch robusteren Zweigleichungsmodellen (siehe hierzu Abschnitt 5.4.2).

### 5.4.2 Wirbelviskositätsmodelle

Bei Wirbelviskositätsmodellen wird der Reynolds-Spannungs-Tensor  $\overline{u'_i u'_j}$  mit Hilfe der Boussinesq-Beziehung analog zu den molekularen Spannungen in folgender Weise modelliert:

$$\tau_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij} = \nu_t \left[ \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] - \frac{2}{3}k\delta_{ij}. \quad (5.13)$$

Dabei  $k = \frac{1}{2}(\overline{u'_i u'_i})$  ist die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegungen und

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \text{ ist der Deformationsgeschwindigkeitstensor.}$$

Die Folge ist eine gegenüber der laminaren Strömung veränderte Viskosität in der Impulsbilanz, die sich jetzt aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil zusammensetzt. Die turbulente Scheinviskosität oder Wirbelviskosität  $\nu_t$  ergibt sich aus dem Turbulenzmodell. Sie wird im Sinne der Prandtl'schen Mischungsweglängenhypothese durch ein typisches turbulentes Längenmaß für die Wirbelabmessung  $L_t$  und zusätzlich durch ein turbulentes Geschwindigkeitsmaß  $V_t$  (Schwankungsintensität) bzw. Zeitmaß  $T_t = L_t/V_t$  charakterisiert. Die Definition einer turbulenten Viskosität  $\nu_t$  ergibt sich daraus zu:

$$\nu_t \approx L_t V_t = \frac{L_t^2}{T_t}. \quad (5.14)$$

Bei Zweigleichungsturbulenzmodellen werden Geschwindigkeits-, Längen- bzw. Zeitmaß durch zwei Größen modelliert, für die Transportgleichungen hergeleitet werden. Üblicherweise werden dafür die turbulente kinetische Energie  $k = V_t^2$  und entweder die Dissipationsrate  $\varepsilon = k^{3/2}/L_t$  ( $k$ - $\varepsilon$  Modell), die spezifische Dissipationsrate  $\omega = \varepsilon/k$  ( $k$ - $\omega$  Modell) oder das Zeitmaß  $T_t = k/\varepsilon = \omega^{-1}$  verwendet. Die exakte Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie lässt sich aus der in (5.15) angegebenen Bilanzierung des Reynoldsschen Spannungstensors gewinnen:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\text{konvektiver Transport}} = \underbrace{-\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}}_{P_{ij}=\text{Produktion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} - \frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} \right)}_{\text{Diffusiver Transport}} - \underbrace{\nu \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}}_{\text{Dissipation}}. \quad (5.15)$$

Zur Schließung dieser Gleichung wird für die Tripel-Korrelation  $\overline{u'_i u'_j u'_k}$  eine Gradientenhypothese verwendet und der im Allgemeinen geringe Beitrag der Druckdiffusion  $\overline{p' u'_j}$  vernachlässigt.

Die unbekanntenen Korrelationsterme in der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  werden durch weitere Gradientenansätze für die diffusiven Flüsse modelliert, indem die diffusiven Flüsse mit der empirischen Konstanten  $\sigma^k$  proportional zum Gradienten von  $k$  gesetzt werden. Analoge Ansätze werden in der modellierten Transportgleichung für  $\varepsilon$  oder für  $\omega$  verwendet.

### 5.4.3 Das $k$ - $\varepsilon$ Modell

Die Transportgleichungen für  $k$  und  $\varepsilon$  und die Gleichung für  $\nu_t$  können nach Patel et al. (1985) in folgender Form geschrieben werden:

$$\nu_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}; \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \varepsilon; \quad (5.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + E. \quad (5.18)$$

Hierbei handelt es sich bei dem Term  $P_k$  in Gleichung (5.17) und (5.18) um die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie  $P_k = \nu_t \left[ \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right] \frac{\partial u_j}{\partial x_k}$ .

Die Werte der empirischen Konstanten  $C_{\mu}$ ,  $C_{\varepsilon 1}$ ,  $C_{\varepsilon 2}$  werden am Ende des Kapitels bei der Beschreibung, der in Rahmen dieser Arbeit verwendeten Turbulenzmodelle gegeben. Vor dem Hintergrund vereinfachter Randbedingungen an den Wänden benutzen einige Modellvarianten als Lösungsvariable nicht unmittelbar die Dissipationsrate  $\varepsilon$ , sondern definieren über den Wandwert  $D$  eine neue Variable  $\tilde{\varepsilon}$ ,  $\varepsilon = \tilde{\varepsilon} + D$ .  $f_\mu$ ,  $f_1$ ,  $f_2$  und  $E$  sind die Dämpfungsfunktionen, die eine Dämpfung der Turbulenz im wandnahen Bereich abzubilden haben.

Werden zunächst die Funktionen  $f_\mu$ ,  $f_1$  und  $f_2$  zu Eins gesetzt und die Terme  $D$  und  $E$  zu Null, so beschreiben die Gleichungen (5.16) bis (5.18) das Standard  $k$ - $\varepsilon$  Modell, wo bei der Modellierung der unbekanntenen Terme und Korrelationen zunächst von Strömungen fernab fester Wände und hoher turbulenten Reynolds-Zahlen ausgesetzt wird.

Der Existenz von Wänden kann mit diesen Modellen dadurch Rechnung getragen werden, dass in den entsprechenden Bereichen von vollentwickelten, turbulenten Grenzschichten ausgegangen wird, ungeachtet ihres tatsächlichen Zustands. Unter Zuhilfenahme von Wandfunktionen überbrückt die wandnächste Zelle des verwendeten Rechengitters somit die viskose Unterschicht und die Übergangsschicht der Grenzschicht. Der eigentliche Gültigkeitsbereich der Wandfunktionen beschränkt sich allerdings auf die Strömungen, deren Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht einer universellen Verteilung folgen. Für die Turbulenz wird in diesem Fall ein Energiegleichgewicht vorausgesetzt, d.h. Produktion und Dissipationsrate von turbulenter kinetischer Energie sind näherungsweise identisch. Beispiele für solche Strömungstypen sind vollturbulente Kanal- und Couette-Strömungen oder Grenzschichten mit verschwindenden Druckgradienten.

Im Fall der Düsenströmung ist die Verwendung von Wandfunktionen nicht gerechtfertigt. Strömungen mit möglicher Grenzschichtablösung oder Relaminarisierung sind die Beispiele, bei denen die zuvor erwähnten Annahmen nicht gelten. Eine physikalisch korrekte Erfassung von Strömungen mit erheblichen Druckgradienten, hier der Kontraktion der Düsenströmung, erfordert die detaillierte numerische Abbildung des tatsächlichen, wandnahen Strömungszustands. Es ist somit nötig, die Diskretisierung des Problemereichs bis in die viskose Unterschicht fortzusetzen.

Den Einfluss der sich in Wandnähe verringern Reynoldszahl berücksichtigen die Low-Reynolds-Zahl Erweiterungen des  $k$ - $\varepsilon$  Modells durch Einführung der drei Funktionen  $f_\mu$ ,  $f_1$  und  $f_2$ . Ihr Wert strebt für hohe Reynolds-Zahlen gegen den Wert eins, so dass diese Modelle für große Wandabstände in das Standardmodell übergehen. Da diese Funktionen die dämpfende Wirkung bei Annäherung an die

Wand abzubilden haben, werden sie üblicherweise über die beiden turbulenten Reynolds-Zahlen  $Re_t$  und  $Re_y$  oder den dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  ausgedrückt.

$$Re_t = \frac{k^2}{\varepsilon \nu} \quad (5.19)$$

$$Re_y = \frac{\sqrt{k}y}{\nu} \quad (5.20)$$

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.21)$$

Der Einfluss dieser Funktionen und ihre physikalische Bedeutung kann folgendermaßen zusammengefasst werden (, siehe Patel et al., 1985)

- $f_\mu$ : Die beiden voneinander unabhängigen Phänomene, zum einen der direkte Einfluss molekularer Viskosität, zum anderen die Arbeit der fluktuierenden Druckkräfte, die beide die Scherspannung in Wandnähe verringern, werden zusammengenommen modelliert und mit Hilfe der genannten Größen  $Re_t$ ,  $Re_y$  oder  $y^+$  über die Dämpfungsfunktion  $f_\mu$  abgebildet. Dabei weisen Patel et al. (1985) darauf hin, dass die Arbeit der fluktuierenden Druckkräfte in erster Näherung unabhängig von der Viskosität und eigentlich nicht mit den Reynoldszahlen oder dem Wandabstand zu korrelieren ist.
- $f_1$ : Die Funktion  $f_1$  erhöht die Dissipation in Wandnähe und beeinflusst damit den Produktionsterm der Gleichung (5.18).
- $f_2$ : Der auf kleine turbulente Reynoldszahlen ( $Re_t < 15$ ) beschränkte Einfluss dieser Funktion modelliert die Änderung des Abfalls von Turbulenz in seinem letzten Stadium durch Aufnahme dieser Effekte in den Vernichtungsterm der Gleichung. Außerdem verhindert diese Funktion durch einen quadratisch zur Wand abnehmenden Wert, dass der Senkenterm in Gleichung (5.18) bei verschwindendem Abstand zur Wand gegen unendlich geht.
- $E$ : Der Term  $E$  erhöht alternativ zu der Funktion  $f_1$  die Dissipationsrate in der Übergangsschicht einer Grenzschicht und führt damit zu einem niedrigeren Maximum der turbulenten kinetischen Energie in dieser Region.

#### 5.4.4 Nichtlineare Erweiterungen

Die Boussinesq Approximation (5.13), die dem beschriebenen Turbulenzmodell zugrunde liegt, ist nur dann gültig, wenn es einen linearen Zusammenhang zwischen  $\tau_{ij}$  und  $S_{ij}$  gibt. Dies ist aber zum Beispiel für Strömungen, in denen extreme Änderungen des Hauptspannungstensors  $S_{ij}$  auftreten oder bei starker Stromlinienkrümmung nicht mehr erfüllt und führt zu ungleichen Reynolds-Normalspannungen ( $\overline{u_i' u_i'}$ ).

Die Vernachlässigung der Anisotropie des Reynolds-Spannungs-Tensors (RST) in solchen „linearen“ Turbulenzmodellen bedingt eine erheblich eingeschränkte Fähigkeit dieser Modelle, Einflüsse von Stromlinienkrümmung auf die Turbulenz zu beschreiben.

Eine Alternative zu den Reynolds-Spannungs-Modellen bieten nichtlineare Wirbelviskositätsmodelle. Wirbelviskositätsmodelle werden als nichtlinear bezeichnet, wenn zur Berechnung des RST außer der im Boussinesq-Ansatz (5.17) vorhandenen linearen Abhängigkeit vom Deformationsgeschwindigkeitstensors  $S_{ij}$  auch Kombinationen von Invarianten von  $S_{ij}$  und  $\Omega_{ij}$  in anderer als der linearen Ordnung herangezogen

werden. Hierbei ist die Wirbelstärke  $\Omega_{ij}$  definiert als  $\left(\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)\right)$ .

Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei nichtlineare kubische Wirbelviskositätsmodelle mit Niedrig-Reynolds-Zahl (Low-Re) Erweiterungen angewendet, die auf Arbeiten von Suga und Craft (1996) und Lien et al. (1996) zurückgehen. Die beiden Modelle wurden früher für die Untersuchung der Relaminarisierung der stark beheizten turbulenten Gasströmungen erfolgreich angewendet, siehe Gordeev et al. (2005).

Das Modell von Lien nachfolgend CLLR (Cubic Lien’s low-Re model) genannt, basiert auf dem kubischen Modell von Shih et al. (1993), das nur für die Strömungen mit hohen Reynolds-Zahlen entwickelt wurde. Um die Einflüsse der gekrümmten Oberflächen auf eine Grenzschichtströmung erfassen zu können, führen Lien et al. eine kubische Erweiterung der konstitutiven Gleichung sowie low-Re Erweiterungen ein.

Das kubische Modell von Suga CSLR (Cubic Suga’s low-Re model) verwendet als Lösungsvariable die homogene Dissipationsrate  $\tilde{\varepsilon}$ , die auch in die Berechnung der Invarianten des Dehnungs- und Rotationsgeschwindigkeitstensors eingeht. Ähnlich wie beim CLLR Modell wird durch das Vorhandensein des dimensionslosen Dehnungsgeschwindigkeitstensors  $\tilde{S} = \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$  im Nenner der  $C_\mu$  - Formulierung (vergl. dazu Tab. 5.3) mit hohen rotationsfreien Dehnungsraten eine erhebliche Reduzierung der turbulenten kinetischen Energie erreicht.

Berechnungen mit den ausgewählten nichtlinearen Modellen sind auf die Lösung der Transportgleichungen für  $\nu_t$  (5.22),  $k$  (5.23) und  $\varepsilon$  (5.24) gebunden. In CSLR Model wird als Zusatzterm in die Transportgleichung für  $\varepsilon$  die so genannte Yap-Korrektur  $S_\varepsilon$  eingeführt (siehe Yap, 1987), die einem übermäßigen Anstieg des turbulenten Längenmaßes in Grenzschichten mit positiven Druckgradienten entgegenwirken soll:

$$S_\varepsilon = \max \left( 0,83 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} \left[ \frac{k^{1.5}}{2.5\tilde{\varepsilon} y} - 1 \right] \left[ \frac{k^{1.5}}{2.5\tilde{\varepsilon} y} \right]^2, 0 \right). \quad (5.22)$$

In den nachfolgenden Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3 sind die Koeffizienten und Erweiterungen der der CLLR und CSLR Modelle zusammenfassend dargestellt.

Die konstitutive Gleichung für Reynoldsspannungstensor hat die Form:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\overline{u_i' u_j'}}{k} = & \frac{2}{3} \left( \frac{\mu_t}{k} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} + \rho \right) \delta_{ij} - \frac{\mu_t}{k} S_{ij} + C_1 \frac{\mu_t}{\varepsilon} \left[ S_{ik} S_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{kl} S_{kl} \right] + C_2 \frac{\mu_t}{\varepsilon} \left[ \Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{kl} S_{kl} \right] + \\ & + C_3 \frac{\mu_t}{\varepsilon} \left[ \Omega_{ik} \Omega_{kj} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl} \right] + C_4 \frac{\mu_t}{\varepsilon^2} \left[ S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li} \right] S_{kl} + C_5 \frac{\mu_t}{\varepsilon^2} \left[ S_{kl} S_{kl} - \Omega_{kl} \Omega_{kl} \right] S_{ij}. \end{aligned} \quad (5.23)$$

Tabelle 5.1: Empirische Koeffizienten nichtlinearer Turbulenzmodelle

Modell	$D$	$E$	$\sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$
CLLR	0	0	1,0	1,22	$1,44 \left( 1 + P_k / P_k' \right)$	1,92
CSLR	$2\nu \left( \frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_i} \right)$	$0,0022 \frac{\tilde{S} \mu_t k^2}{\tilde{\varepsilon}} \left( \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2$	1,0	1,22	1,44	1,92

$$P_k' = 1,33 \left( 1 - 0,3e^{-Re_t^2} \right) \left[ P_k + 2\mu \frac{k}{y^2} \right] e^{-0,00375 Re_y^2}$$

Tabelle 5.2 Low-Re Erweiterungen nichtlinearer Turbulenzmodelle.

Modell	$f_\mu$	$f_1$	$f_2$
CLLR	$f_\mu = \left[ 1 - \exp(-0,0198 Re_y) \right] \left( 1 + \frac{5,29}{Re_y} \right)$	1,0	$1 - 0,3e^{-Re_t^2}$
CSLR	$f_\mu = 1 - \exp \left( \left( \frac{Re_t}{90} \right)^{0,5} - \left( \frac{Re_t}{400} \right)^2 \right)$	1,0	$1 - 0,3e^{-Re_t^2}$

Tabelle 5.3 Koeffizienten für konstitutive  $k$ - $\varepsilon$  Verhältnisse.

Modell	$C_\mu$	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$
CLLR	$\frac{0,667}{1,25 + \tilde{S} + 0,9\tilde{\Omega}}$	$\frac{0,75}{(1000 + \tilde{S}^3) C_\mu}$	$\frac{3,75}{(1000 + \tilde{S}^3) C_\mu}$	$\frac{4,75}{(1000 + \tilde{S}^3) C_\mu}$	$-10C_\mu^2$	$-5C_\mu^2$
CSLR	$\frac{0,3[1 - \exp(0,36 \exp(0,75 \eta))]}{1 + 0,35 \eta^{1,5}}$	-0,1	0,1	0,26	$-10C_\mu^2$	$-5C_\mu^2$

$$\eta = \text{MAX}(\tilde{S}, \tilde{\Omega})$$

#### 5.4.5 Das $k$ - $\omega$ Modell

Ein weiteres weit verbreitetes Zweigleichungs-Turbulenzmodell ist das von Wilcox (1980) angegebene  $k - \omega$  Modell mit Transportgleichungen für  $k$  und  $\omega$  mit der Definitionsgröße  $\omega = \varepsilon/k$  in der Form:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - C_\mu k \omega; \quad (5.24)$$

$$\frac{\partial \omega^2}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \omega^2}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \omega^2}{\partial x_j} \right] + C_{\omega 1} \omega P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\omega^3}{k}; \quad (5.25)$$

und mit  $v_t = \frac{k}{\omega}$ .

Der Term  $P_k$  für die turbulente Produktion wird in den  $k$ - $\varepsilon$  und  $k$ - $\omega$  Modellen in gleicher Weise gebildet.

Das  $k$ - $\omega$  Modell reduziert das turbulente Längenmaß  $L_t = \frac{k^{0,5}}{\omega}$  in Wandnähe automatisch und braucht keine Low-Re Erweiterungen, um das asymptotische Wandverhalten zu beschreiben.

Nachteilig ist die Abhängigkeit des berechneten Grenzschichtendes von der Freistrombedingung für  $\omega$ , die vom Benutzer vorgegeben wird. Dieses Verhalten wird in der Literatur als Freistrahlsensitivität bezeichnet. Dieser Sachverhalt schließt dieses Modell für Simulationen der Strömungen mit freien Grenzflächen praktisch aus.

#### 5.4.6 Das $k$ - $\omega$ SST Modell

Das  $k$ - $\omega$  Modell bietet Vorteile in wandnahen Bereichen des Strömungsfeldes, wohingegen das  $k$ - $\varepsilon$  Modell in wandfernen Gebieten gute Resultate liefert. Die Vereinigung der Vorteile dieser beiden Modelle liefert das von Menter (1994) entwickelte Shear Stress Transport (SST) Turbulenzmodell.

Das SST Modell ermöglicht die Kombination des  $k$ - $\omega$  Modells mit dem  $k$ - $\varepsilon$  Modell mit Hilfe einer Funktion  $F_1$ , die eine Gewichtung für die  $k$ - $\varepsilon$  und das  $k$ - $\omega$  Modelle derart beschreibt, dass für  $F_1 = 0$  die  $k$ - $\varepsilon$  Gleichungen und für  $F_1 = 1$  die  $k$ - $\omega$  Gleichungen gelten. Somit müssen die  $k$ - $\omega$  Transportgleichungen mit einer Funktion  $F_1$  und die  $k$ - $\varepsilon$  Transportgleichungen mit der Funktion  $(1-F_1)$  multipliziert werden. Die Funktion  $F_1$  hat vor der Wand den Wert Eins. Damit werden hier die Werte des zugrunde liegenden  $k$ - $\omega$  Modells verwendet. Im Außenbereich erhält diese Funktion den Wert Null, sodass dort nur die Parameter des  $k$ - $\varepsilon$  Modells verwendet werden. Im Zwischenbereich wird eine Kombination beider Parametersätze verwendet. Die Modelle werden in der  $k$ - $\omega$  Formulierung addiert und man erhält das SST Turbulenzmodell.

In diesem Modell wird die turbulente kinetische Energie  $k$  durch die folgende Transportgleichung beschrieben:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( v + \frac{v_t}{\sigma_k^\omega} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + \tilde{P}_k - \beta^* k \omega. \quad (5.26)$$

Für die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  gilt:

$$\frac{\partial (\omega)}{\partial t} + \frac{\partial (u_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( v + \frac{v_t}{\sigma_\omega^\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} + \gamma \frac{\omega}{k} P_k - \beta \omega^2 + (1-F_1) 2\omega_{\omega 2} \frac{1}{\omega_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j}; \quad (5.27)$$

mit  $\tilde{P}_k = \min(P_k; c_1 \varepsilon)$ ,  $c_1=10$ .

Alle Koeffizienten sind in der folgenden Form gegeben:

$$\Phi = F_1\Phi_1 + (1 - F_1)\Phi_2, \quad (5.28)$$

worin  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  die Nummerierung der Koeffizienten der  $k$ - $\omega$  und  $k$ - $\varepsilon$  Modelle in folgenderweise darstellen:

$$\sigma_{k1}^\omega = 1,176, \quad \sigma_{\omega1}^\omega = 2, \quad \beta_1 = 0,075, \quad \beta_1^* = 0,09, \quad \gamma_1 = 0,5532, \quad \kappa = 0,41;$$

$$\sigma_{k2}^\omega = 1, \quad \sigma_{\omega2}^\omega = 1,176, \quad \beta_2 = 0,0828, \quad \beta_2^* = 0,09, \quad \gamma_2 = 0,0828, \quad \kappa = 0,41.$$

Die Funktion  $F_1$  wird durch die nachstehenden Relationen beschrieben.

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \quad \arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right); \frac{4\rho \sigma_{\omega2}^\omega k}{CD_{k\omega} y^2} \right], \quad CD_{k\omega} = \max \left( 2 \sigma_{\omega2}^\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; 10^{-20} \right)$$

Der Term  $CD_{k\omega}$  beschreibt den Kreuz-Diffusionsterm aus Gleichung (5.24) und  $y$  den Abstand zur nächstgelegenen Wand.

Als Erweiterung schlägt Menter (1994) vor, die Fehlerbandbreite bei der Berechnung turbulenter Schubspannungen (SST) durch die ungültige Bradshaw-Annahme zu reduzieren. Durch die Forderung  $\overline{u'_i u'_j} \leq 0,31 k$  wird eine Überschätzung der Schubspannungen in Strömungen mit starken Druckgradienten vermieden. Daraus ergibt sich für die turbulente Viskosität dann folgende Darstellung:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega^* F_2)}, \quad (5.29)$$

$$\text{mit } a_1 = 0.31, \quad \Omega^* = \sqrt{\frac{1}{2} \Omega_{ij} \Omega_{ij}}, \quad F_2 = \tanh(\arg_2^3), \quad \arg_2 = \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right).$$

#### 5.4.7 Das V2F Modell

In der unmittelbaren Nähe einer Wand nimmt das Feld der Reynoldsschen Spannungen einen nahezu zweidimensionalen Zustand an, da Fluktuationen in Richtung normal zur Wand schneller abklingen als diejenigen parallel zur Wand. Nach Launder (1975) beeinflussen die turbulenten Fluktuationen in Richtung normal zur Wand den turbulenten Transport in der Wandnähe. Dieser physikalische Effekt sollte entsprechende Dämpfung der Transportkoeffizienten in low-Re Turbulenzmodellen abbilden. Die Verwendung von Dämpfungsfunktionen im Ansatz für die Wirbelviskosität der low-Re  $k$ - $\varepsilon$  Modelle stellt somit eine Maßnahme dar, mit dem inkorrekten turbulenten Geschwindigkeitsmaß in Wandnähe das korrekte Verhalten des Turbulenzfeldes sicherzustellen. Neben der vorrangigen Bedeutung von  $\overline{u_n'^2}$  für die Abschwächung von  $\nu_t$  zeigt sich, dass sich viskose Einflüsse nur in unmittelbarer Wandnähe auf die Dämpfung der turbulenten Fluktuationen auswirken. Die kinematische Versperrungswirkung einer Wand wird maßgeblich von nicht-viskosen Effekten beeinflusst, die in Form von Druckfluktuationen eine sehr weit in das Strömungsfeld hinein reichende Wirkung haben. Solche nicht lokalen Effekte sind in algebraischen Modellen explizit über den Wandabstand und entsprechende Parameter zu erfassen.

Im V2F Model schlägt Durbin (1995) im Ansatz für die Wirbelviskosität  $\nu_t$  die Verwendung eines skalaren turbulenten Geschwindigkeitsmaßes  $\overline{v'^2}$  anstelle von  $k$  vor. Die Berechnung von  $\nu_t$  erfolgt nunmehr nach dem Ansatz (5.30) ohne Dämpfungsfunktionen, während zur Bestimmung des turbulenten Längen- und Zeitmaßes die Gleichungen des Standard  $k$ - $\varepsilon$  Modells gelöst werden. Damit lauten für diesen Typus die Bestimmungsgleichungen:

$$\nu_t = C_\mu \overline{v'^2} T; \quad (5.30)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial u_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} + P_k - \varepsilon + \nu_t P_B; \quad (5.31)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(u_j \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + \frac{C_{\varepsilon 1} \varepsilon}{T} \frac{P_k}{k} - \frac{C_{\varepsilon 2} \varepsilon^2}{T} \frac{1}{k}. \quad (5.32)$$

Die Werte der in diesen und noch folgenden Gleichungen verwendeten Koeffizienten sind in der Tabelle 5.4 aufgelistet.

In der unmittelbaren Nähe einer Wand ist  $\overline{v'^2}$  lokal gleichbedeutend mit der Reynoldsschen Normalspannung  $\overline{u_n'^2}$ , während in stationären, zweidimensionalen Strömungen  $\overline{v'^2}$  allgemein als Turbulenzintensität normal zu den Stromlinien der gemittelten Geschwindigkeitskomponenten interpretiert werden kann. Für diese Größe wird eine weitere Transportgleichung gelöst, die auf den exakten Gleichungen des Reynoldsschen Spannungstensors basiert und folgende Form hat:

$$\frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial t} + \frac{\partial u_j \overline{v'^2}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial x_j} + k f - 6 \overline{v'^2} \frac{\varepsilon}{k}. \quad (5.33)$$

Der Quellterm  $k f$  in der Gleichung (5.33) beschreibt die Umverteilung der turbulenten Energie mit dem Ansatz:

$$k f = \Phi_{22}^h - \varepsilon_{22} + 6 \frac{\overline{v'^2}}{k} \varepsilon, \quad (5.34)$$

wobei der Redistribuitionsterm  $\Phi_{22}^h = 2\nu \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j}$  aus einem homogenen Modell für hohe turbulente Reynolds-

Zahlen zu bestimmen ist.

Um die nichtlokale Charakteristik der wandnahen Turbulenz zu erfassen, wird die Umverteilungsfunktion  $f$  über eine Relaxationsgleichung der Form

$$L_t^2 \nabla^2 f - f = -C_2 \frac{P}{k} + \frac{C_1}{T_t} \left( \frac{\overline{v'^2}}{k} - \frac{2}{3} \right) + 5 \frac{1}{T_t} \frac{\overline{v'^2}}{k}, \quad (5.35)$$

berechnet.

Für das turbulente Zeit- und Längenmaß werden Restriktionen eingeführt, die sich aus Sachverhalt ergeben, dass diese Größen nicht kleiner als die entsprechenden Kolmogorov-Skalen der viskosen Dissipation

sein können. Die Aufgabe des Kolmogorov-Zeitmaßes ist es zudem, im Quellterm der  $\varepsilon$ - Gleichung eine Singularität zu vermeiden. Es werden folgende Ansätze eingeführt:

$$L_t = C_L \max \left[ \min \left( \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}, \frac{k^{3/2}}{\sqrt{6C_\mu} |S| v^2} \right), C_\eta \left( \frac{v^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \right]; \quad (5.36)$$

$$T_t = \max \left[ \min \left( \frac{k}{\varepsilon}, \frac{0.6k}{\sqrt{6C_\mu} |S| v^2} \right), C_T \left( \frac{v}{\varepsilon} \right)^{1/2} \right]. \quad (5.37)$$

Da  $v'^2$  und damit die turbulente Viskosität korrekt gedämpft werden, erlaubt die elliptische Gleichung (5.35) die Integration des Modells bis hin an die Wand.

Tabelle 5.4: Koeffizienten und Konstanten des V2F Turbulenzmodells.

$C_\mu$	$\Sigma_k$	$\sigma_\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_1$	$C_2$	$C_L$	$C_T$	$C_\eta$
0,22	1,0	1,3	$1,4 \left( 1 + 0.045 \sqrt{\frac{k}{v^2}} \right)$	1,9	0,4	0,3	0,4	6,0	70,0

## 5.5 Strömungen mit freier Oberfläche

### 5.5.2 Die numerische Berechnung der freien Oberfläche

Für Berechnung freier Grenzflächen hat es sich als zweckmäßig erwiesen (detaillierte Information siehe bei Scardovelli et al., 1999) eine neue dimensionslose Variable  $\alpha$  einzuführen, welche die Volumenanteile der Fluide in jeder Zelle festlegt und so in einen Flüssigkeitsanteil und einen Gasanteil unterteilt. Die Summe beider auf das Gesamtvolumen bezogenen Anteile ergibt somit den Wert 1. Die Berechnung aller dichtabhängigen Größen im zu lösenden Gleichungssystem wird mit Hilfe von volumengemittelten Größen durchgeführt. Dabei erfolgt die Zuordnung der Phasen im Strömungsgebiet über den Volumenanteil  $\alpha$ . Bezieht man  $\alpha$  auf die Flüssigkeitsphase, so wird die Bezeichnung  $\alpha_L$  verwendet, für die Gasphase  $\alpha_G$ . Eine Zelle kann somit drei verschiedene Zustände besitzen:

- $\alpha_L = 0$  Die Zelle ist komplett mit Gas gefüllt.
- $0 < \alpha_L < 1$  Die Zelle hat eine Grenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit.
- $\alpha_L = 1$  Die Zelle ist komplett mit Flüssigkeit gefüllt.

Aus den oben genannten Annahmen folgt direkt, dass sich die Entwicklung von  $\alpha$  in einer Strömung durch eine Transportgleichung in der Form der Gleichung 5.38 beschreiben lässt. Bei der Lösung des Gleichungssystems wird die Transportgleichung nur für die Gasphase gelöst. In gleicher Form besteht für die Flüssigkeitsphase der Zusammenhang  $\alpha_L + \alpha_G = 1$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} \alpha_G + u_j \frac{\partial}{\partial x_j} \alpha_G = 0. \quad (5.38)$$

Mit diesen Variablen lassen sich Volumenelemente, die im Rahmen der numerischen Rechnung von der Grenzfläche durchschnitten werden durch gewichtete mittlere Dichten und Zähigkeiten ordnen. In diesen Elementen gilt:

$$\rho = \alpha_G \rho_G + (1 - \alpha_G) \rho_L ; \quad (5.39)$$

$$\mu = \alpha_G \mu_G + (1 - \alpha_G) \mu_L . \quad (5.40)$$

Die Berechnung wird mit Hilfe spezieller Differenzenverfahren durchgeführt. Ein verbreitetes Verfahren, das ausführlich bei Hirt und Nichols (1981) beschrieben wird, ist das „Donor-Acceptor-Verfahren“. Bei dieser Methode werden die neuen Werte für  $\alpha$  in einer Zelle je nach Ausbildung der freien Oberfläche zur Strömungsrichtung nur aus dem stromauf- oder aus dem stromabwärts gelegenen Wert ermittelt. Hierbei können sich Werte für  $\alpha$  ergeben, die etwas größer als eins oder etwas kleiner als null sind. Diese werden dann jeweils auf die zulässigen Grenzwerte korrigiert.

Die Werte der Funktion  $\alpha$ , wie in numerischen Verfahren allgemein üblich, erreichen selten exakt die Werte null oder eins. Da die Werte  $\alpha = 0$  bzw.  $\alpha = 1$  für die Charakterisierung einer Zelle als leer bzw. voll erforderlich sind, wird deshalb eine Fehlerschranke von üblicherweise  $10^{-6}$  eingefügt, um Zellen mit Abweichungen in dieser Größenordnung wiederum die exakten Werte zuzuordnen. Diese Korrekturen führen nach mehreren Berechnungsschritten zu akkumulierenden Fehlern im Gesamtvolumen der Flüssigkeit. Das geschilderte Verfahren ist in der Literatur unter Bezeichnung Volume-of-Fluid (VOF) Methode bekannt.

Aufbauend auf diesem Verfahren ist in STAR-CD ein neueres hochauflösendes Grenzflächen-Erfassungsverfahren (High Resolution Interface Capturing, HRIC) implementiert, näheres hierzu bei Muzaferija et al. (1999). Dieses Verfahren liefert in Zusammenhang mit der VOF-Methode numerisch eine schärfere Trennung der beiden Fluidbereiche und eignet sich besser für mehrdimensionale Strömungen. Bei diesem Verfahren wird neben der Bestimmung des Betrags von  $\alpha$  auch eine Bestimmung der räumlichen Orientierung respektive der Lage der freien Oberfläche durchgeführt. Dies beinhaltet ebenso die Ermittlung der Oberflächenseite, auf der sich das Fluid befindet.

Für die numerische Stabilität der Berechnungen ist die Abstimmung des Zeitschritts  $\Delta t$  auf die gewählten Zellgrößen des Berechnungsgitters  $\Delta x_i$  und  $\Delta z_j$  und die Wahl des Wichtungsfaktors  $\alpha$  von Bedeutung.

Die Bewegung der Flüssigkeit darf in einem Zeitschritt nicht über eine Zelle hinweg stattfinden, da in Differenzenschemata nur Größen auf benachbarte Zellen übertragen werden können. Der Zeitschritt  $\Delta t$  muss aus diesem Grunde kleiner als die kleinste im Berechnungsraum vorhandene Zelldurchflusszeit gewählt werden. Als Kriterium dafür wird die Courant-Zahl  $Co = U \cdot \Delta t / \Delta x$  verwendet, wobei  $U$  die Geschwindigkeit des Fluides und  $\Delta x$  die jeweilige Zellengröße in der betrachteten Bewegungsrichtung ist. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen wird die maximale Courant-Zahl konstant auf  $Co = 0,5$  gehalten.

### 5.5.3 Grenzflächenspannung

In der VOF-Methode wirkt die Grenzflächenspannung im Bereich der Phasengrenze als eine Volumenkraft. Dies erweist sich als notwendig, da bei der numerischen Umsetzung der VOF-Methode keine scharfe Phasengrenzfläche vorliegt, sondern ein kontinuierlicher Übergangsbereich der Dicke  $l$ . Diese Dicke ist vom Grad der numerischen Auflösung abhängig. Für die korrekte Wiedergabe des Drucksprungs zwischen den beiden Fluidphasen muss die Krümmung der Phasengrenzfläche berechnet werden. In Star-CD wird diese Anforderung mit Hilfe des sogenannten Continuum Surface Force (CSF)-Modells nach Brackbill et al. (1992) erfüllt.

Dieses nichtkonservative Modell drückt die flächenbezogene Grenzflächenkraft  $F_{\Gamma}(x_{\Gamma})$  auf der Grenzfläche  $\Gamma$  durch eine volumenbezogene Kraft  $F_{\Gamma,V}(x)$  innerhalb eines kleinen Übergangsbereiches um die Grenzfläche  $\Gamma$  herum aus. Dies ist schematisch in der Abbildung 5.1 dargestellt.

Geht die Dicke  $l$  des Übergangsbereiches gegen Null, konvergieren die beiden Kräfte. Dort gilt folgender Zusammenhang:

$$\int_A F_{\Gamma}(x_{\Gamma}) dA = \lim_{l \rightarrow 0} \int_V F_{\Gamma,V}(x) d^3x. \quad (5.41)$$

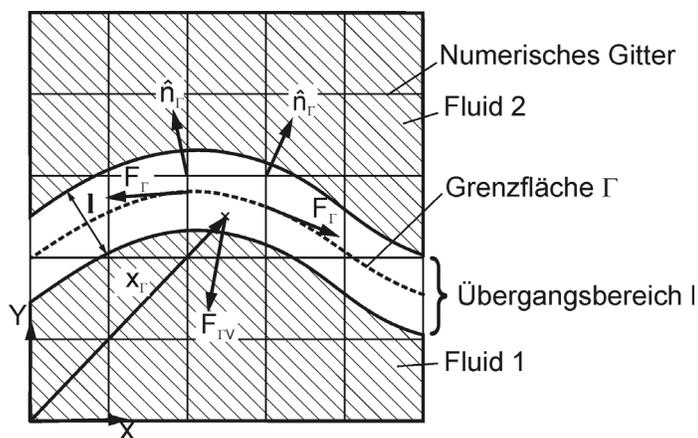


Abbildung 5.1: Zweidimensionale Darstellung des CSF - Modells nach Brackbill et al. (1992). Übergangsbereich um die Grenzfläche  $\Gamma$  zwischen Fluid-Phasen (schraffierte Bereiche) hat eine Dicke  $l$ . Die Einheitsnormalvektoren  $\hat{n}_{\Gamma}$  werden in Gitterknoten berechnet. Die volumenbezogene Kraft  $F_{\Gamma,V}$  lässt sich durch die Divergenz des Normalenvektors berechnen.

Mit Hilfe einer Dirac'schen Deltafunktion  $\delta$  kann das Flächenintegral in ein Volumenintegral umgeformt werden.

$$\int_A F_{\Gamma}(x_{\Gamma}) dA = \lim_{l \rightarrow 0} \int_V F_{\Gamma,V} \delta[(x - x_{\Gamma}) \hat{n}_{\Gamma}] d^3x = \lim_{l \rightarrow 0} \int_V \sigma k_{\Gamma} \delta[(x - x_{\Gamma}) \hat{n}_{\Gamma}] d^3x \quad (5.42)$$

wobei  $\hat{n}_{\Gamma}$  der Einheitsnormalenvektor ist.

Für eine Filmdicke  $l \rightarrow 0$  lässt sich formal eine Deltafunktion durch den Betrag des Gradienten des Volumenanteils  $\alpha$  wie folgt definieren:

$$\nabla\alpha(x) = \delta [(x - x_\Gamma)\hat{n}_\Gamma]\hat{n}_\Gamma, \quad (5.43)$$

Daraus folgt für die Grenzflächenkraft,

$$\int_A F_\Gamma(x_\Gamma)dA = \lim_{l \rightarrow 0} \int_V \sigma k_\Gamma \nabla\alpha(x) d^3x, \quad (5.52)$$

mit der Krümmung der Phasengrenzfläche  $k_\Gamma = -\nabla \cdot \hat{n}_\Gamma$ .

## 6. Validierung der Turbulenzmodelle für Düsenströmungen

### 6.1 Auswahl der Turbulenzmodelle auf Grund des Anforderungsprofils

Die Turbulenzmodelle müssen in der Lage sein die Änderung der Grenzschichtstruktur und damit die Relaminarisierung der Grenzschichtströmung zu erfassen. Die im Kapitel 5 vorgestellten Turbulenzmodelle unterscheiden sich wesentlich in der Art der Behandlung des wandnahen Bereichs. Zur numerischen Simulation der Kontraktionsströmung in der Düse mit der dabei potentiell auftretenden Relaminarisierung der Grenzschicht werden vier Turbulenzmodelle ausgewählt. Es sind zwei nichtlineare Low-Re  $k-\varepsilon$  Turbulenzmodelle, das CSLR und das CLLR Modell, sowie das SST Modell und das V2F Modell.

Während die verwendeten low-Re  $k-\varepsilon$  Modelle im Wesentlichen auf ad-hoc Korrekturen einzelner Koeffizienten des Standards  $k-\varepsilon$  Modells beruhen und hierdurch das korrekte asymptotische Verhalten turbulenter Größen in Wandnähe wiedergeben, werden Wandeffekte mit dem V2F Modell auf der Basis von Reynolds-Spannungsmodellen durch elliptische Relaxation der Druck-Scher-Korrelation erfasst. Das  $k-\omega$  Modell erfordert keine Dämpfung der Turbulenz, um das asymptotische Wandverhalten berechnen zu können, und rechnet mit den Transportgleichungen für  $k$  und  $\omega$  bis zur Wand hin ohne weitere Approximationen.

Die Turbulenzmodelle müssen die Wirkung der Druck- und Geschwindigkeitsgradienten in der beschleunigten Strömung auf die Produktionsrate der Turbulenz physikalisch richtig abbilden. Alle Turbulenzmodelle, ausgenommen das CLLR Turbulenzmodell, enthalten hierzu entsprechende Erweiterungen, die eine Überproduktion der Turbulenz in den stark beschleunigten Strömungen mit den entsprechenden Druckgradienten verhindern können.

Die Relaminarisierung und Dreidimensionalität bedingen eine Anisotropie in der turbulenten Strömung. Hierbei werden insbesondere Wirbel und Strukturen durch die Beschleunigung in Strömungsrichtung gestreckt. Mit Ausnahme des SST Modells, verfügen die anderen Turbulenzmodelle über nichtlineare Erweiterungen, die in der Lage sind die Anisotropie der Turbulenz zu erfassen.

### 6.2 Laminarisierung der Grenzschicht in der Düsenströmung- JAERI-Wassereperimente

#### 6.2.1 Experimenteller Aufbau

In Itoh et al. (1999) sind Wassereperimente beschrieben, die ein Modell der IFMIF Lithium-Targetströmung darstellen. Ziel der Experimente ist die detaillierte experimentelle Erfassung der Strömung mit einer freien Wasseroberfläche über eine horizontale Wand im Hinblick auf die Stabilität der freien Oberfläche nach dem Düsenaustritt. Ein besonderes Augenmerk ist der Wirkung der Düsenströmung und –kontraktion auf die freie Oberfläche gewidmet. Das Experiment repräsentiert eine 1: 2,5 skaliertes geometrisch ähnliches Modell IFMIF- Targetströmung. Da Wasser bei Raumtemperatur über etwa die gleiche kinematische Viskosität wie Lithium bei 250° verfügt, ist damit eine Reynolds-Ähnlichkeit gegeben im Experiment gegeben. Die Tabelle 6.1 zeigt die wichtigsten thermophysikalischen Eigenschaften des

## 6. Validierung der Turbulenzmodelle für Düsenströmungen

Wassers und des Lithiums und die daraus resultierenden dimensionslosen Kennzahlen wie die Reynolds-, die Froude- und die Weber-Zahlen.

Die Abbildung 6.1 zeigt eine Photographie des experimentelle Aufbaus der Teststrecke, die aus einer zweistufigen Düse und einem nachfolgenden horizontalen Wasserkanal besteht. In ihren Abmessungen entspricht sie einem 1:2,5 Modell des Referenzdesigns für ein IFMIF Lithium-Target. Die Höhe der Düse am Eingang beträgt 100mm und am Ausgang 10mm (Kontraktionsrate 10); die Breite der Düse ist 70mm, die Kontraktionslänge beträgt 175mm. Um Informationen über die Mittelwerte und über die Schwankungsgrößen im Düsenaustritt zu erhalten, wurden die Geschwindigkeitskomponenten in Strömungsrichtung und ihrer Fluktuationen in der Nähe des Austrittsquerschnitts in einem Abstand 18mm von der Seitenwand gemessen. Zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung wurde die Laser Doppler Anemometrie Methode (LDA) verwendet. Die mittlere Wassergeschwindigkeit am Düsenaustritt variierte zwischen 3,5 und 20m/s.

Tabelle 6.1: Thermophysikalische Eigenschaften für Lithium und Wasser und daraus resultierende dimensionslose Kennzahlen für typische Betriebsbedingungen des IFMIF Li-Target und der Testanlage JAERI<sup>1</sup>.

	Li (250°C)	Wasser (20°C)
Dichte, $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	507	997
Kinematische Viskosität, $\nu \times 10^{-7}$ (m <sup>2</sup> /s)	10,6	9,1
Oberflächenspannung, $\sigma \times 10^{-2}$ (N/m)	38,7	7,2
Reynolds Zahl, $Re = U_m d_e / \nu$	$(2,3 - 4,7) \times 10^5$	$(0,35 - 2,4) \times 10^5$
Weber Zahl, $We = U_m \sqrt{d_e \rho / \sigma}$	57,2 - 114,4	40,6 - 235,2
Froude Zahl, $Fr = U_m / \sqrt{g d_e}$	20,2 - 40,4	11,2 - 63,9

IFMIF:  $d_h = 25$ mm, JAERI:  $d_h = 10$ mm

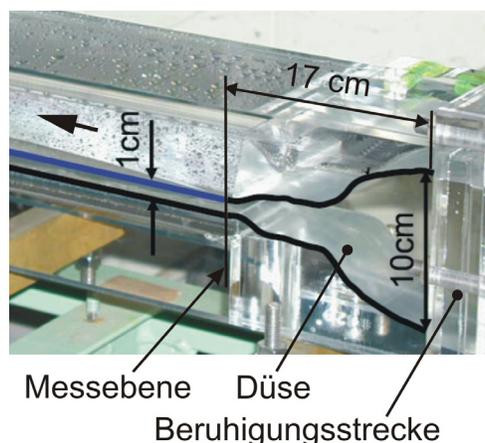


Abbildung 6.1: Photographie der Teststrecke der JAERY Wassertestanlage aus Itoh et al. (1999).

<sup>1</sup> JAERY – Japan Energy Research Institution

Das Diagramm in der Abbildung 6.2 zeigt den nach den Ausführungen in Kapitel 3 ermittelten Verlauf des Beschleunigungskoeffizienten  $K_{acc}$  als Funktion der Düsenlänge. In der ersten Kontraktionsphase ist für alle Geschwindigkeiten zwischen 5 und 20m/s das Kriterium für den Einsatz der Relaminarisierung  $K_{acc} > 3,5 \times 10^{-6}$  auf nahezu der gesamten Kontraktionslänge erfüllt. Man erkennt aber auch, dass im Bereich mit konstantem Querschnitt, in dem keine Beschleunigung auftritt, die relaminarisierte Grenzschicht wieder in eine turbulente Grenzschicht umschlägt. Im Bereich der zweiten Düsenkontraktion mit den weiter erhöhten Geschwindigkeiten, insbesondere im Intervall zwischen 15 und 20m/s, ist das Relaminarisierungskriterium zwar erfüllt, aber nur auf sehr kurzer Länge. Dies erschwert die weitere Entwicklung der Relaminarisierung.

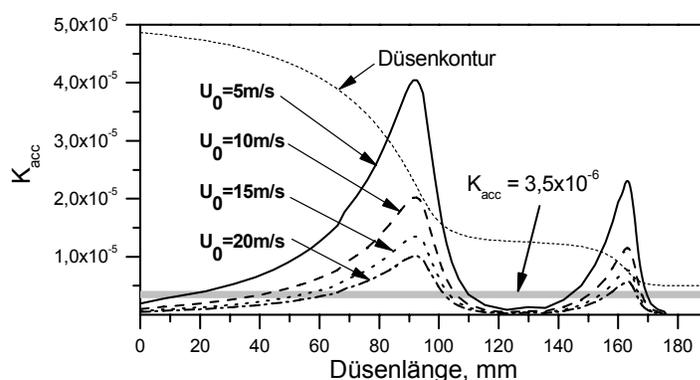


Abbildung 6.2: Berechnete Änderung des Beschleunigungskoeffizienten  $K_{acc}$  entlang der Düsenlänge.

Die Abbildungen 6.3 zeigen gemessene dimensionslose Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  und normierte Turbulenzintensitätsverteilungen  $\sqrt{u'^2} / U_0$  am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstands  $y^+$ .

Man erkennt, dass bei Geschwindigkeiten unterhalb von 10m/s die Geschwindigkeitsverteilung unabhängig von der Reynolds-Zahl ist. Die Grenzschichtströmung hat einen laminaren Charakter. Das bedeutet, dass die Beschleunigung die Grenzschicht relaminarisiert. Lediglich bei Geschwindigkeiten über 10m/s treten Abweichungen der Messwerte im Vergleich zu denen einer laminaren Grenzschicht auf. Zwischen 10 und 15m/s befindet sich ein Übergangsbereich, in dem die Geschwindigkeitsprofile weder einer laminaren Verteilung noch der einer turbulenten Grenzschicht entsprechen, die durch das logarithmische Wandgesetz charakterisiert ist. Jenseits von 20m/s zeigt das Grenzschichtprofil eine voll turbulente Verteilung.

Die Abbildung 6.3b zeigt die entsprechenden gemessenen normierten Turbulenzintensitäten in der Grenzschicht für dieselben Geschwindigkeiten wie in 6.3a. Diese zeigen ein in etwa ähnliches Verhalten. Bei Geschwindigkeiten unterhalb von 10m/s ändert sich das Turbulenzmaximum kaum und liegt bei etwa 10%. Ab Geschwindigkeiten von etwa 10m/s wächst der Turbulenzgrad sprunghaft an und beträgt im

Maximum über 15%. Mit steigender Geschwindigkeit verbreitert sich der Bereich hoher Turbulenzintensitäten normal zur Wand in Richtung des Strömungskerns.

Die Grafik illustriert deutlich, dass bei den Experimenten in der zweiten Beschleunigungsphase trotz der nach Abbildung 6.2 ausreichend hohen Werte für  $K_{acc}$  im Geschwindigkeitsbereich 15 -20m/s keine Relaminarisierung zu beobachten ist. Es ist möglich, dass die Wandrauigkeit die Relaminarisierung unterdrückt, wenn die Rauheitshöhe die Dicke der viskosen laminaren Unterschicht einer turbulenten Grenzschicht überschreitet. Die kritische Rauheitshöhe  $k_{kr}$  kann man mit der Beziehung von S. Goldstein (1936) abschätzen. Die Beziehung hat die Form:

$$\frac{u_\tau k_{kr}}{\nu} = 7, \quad (6.1)$$

worin  $u_\tau$  durch  $u_\tau = U\sqrt{C_f}/2$  definiert ist und der Widerstandsbeiwert  $C_f$  durch  $C_f = 0,027 Re_x^{-0,143}$  gegeben ist. Nach Angaben der Autoren beträgt die Wandrauigkeit der JAERI Düse ca.  $6\mu\text{m}$ . Damit beträgt die berechnete kritische Rauheitshöhe  $k_{kr}$  etwa  $9\mu\text{m}$  für eine Geschwindigkeit von 20m/s und entsprechend  $35\mu\text{m}$  für 5m/s. Bei Geschwindigkeiten von 20m/s kann sie somit die Relaminarisierung signifikant verzögern.

Eine weitere andere plausible Erklärung der Unterdrückung der Relaminarisierung könnte der hohe Turbulenzgrad der Kernströmung sein, der bei Geschwindigkeiten zwischen 15 und 20m/s zur Relaminarisierung eine deutlich größere Kontraktionslänge erfordert.

Insbesondere die letzten beiden Aspekte verdeutlichen, dass der Parameter  $K_{acc}$  nur als ein grobes Maß für das wahrscheinliche Eintreten eines Relaminarisierungsprozesses bewertet werden sollte. Er stellt keine belastbare Aussage über die tatsächliche Entwicklung der Relaminarisierung der Grenzschicht im Sinne eines Absolutwertes dar.

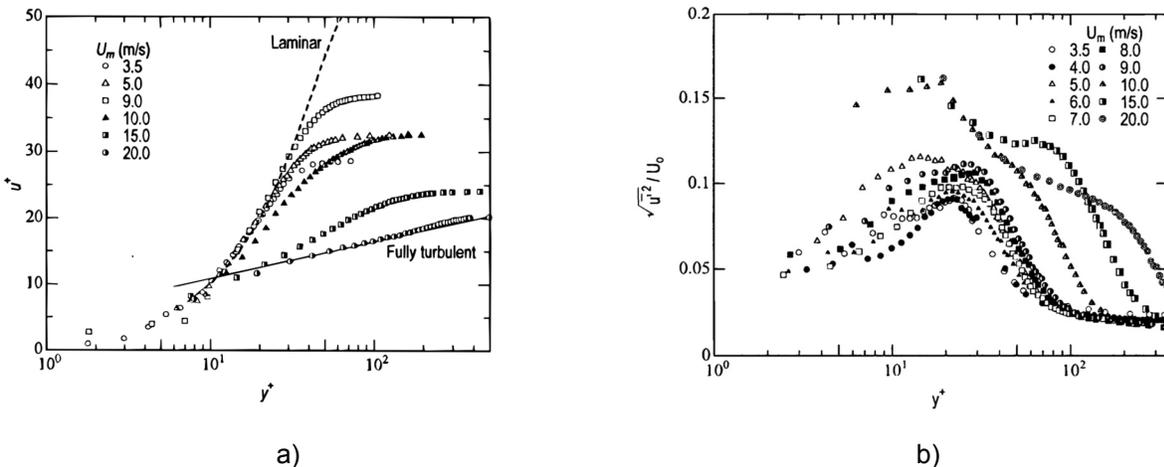


Abbildung. 6.3: Änderung des Geschwindigkeitsprofils  $u^+$  (a) und der Turbulenzintensität  $\sqrt{u'^2}/U_0$  (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstands  $y^+$  bei verschiedenen mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $U_0$  aus Itoh et al. (1999).

### 6.2.2 Numerische Simulation der Düsenströmung

Da die Düsenströmung sowohl die Anfangs- wie auch die Randbedingung für die anschließende freie Oberflächenströmung darstellt, ist es von essentieller Bedeutung, dass die verwendeten Turbulenzmodelle in der Lage sind diese Relaminarisierung der Grenzschicht nicht nur zu erfassen sondern auch quantitativ abzubilden. Im Rahmen dieser Arbeit nimmt die Validierung der verschiedenen Turbulenzmodelle bezüglich dieses Aspektes einen breiten Raum ein. Hierzu wird bei der numerischen Simulation ein zweidimensionales Gitter mit symmetrischen Randbedingungen angewendet. Das strukturierte Gitter besteht aus  $245 \times 70$  Fluidelementen in  $x$ - und  $y$ - Richtung. Die Anzahl der Fluidelemente im wandnahen Bereich ( $y^+ < 30$ ) beträgt ca. 50 Elemente in wandnormaler Richtung. Der  $y^+$  Wert des am nächsten zur Wand gelegenen Elements überschreitet den Wert 0,3 nicht. Die Wand wurde dabei als glatt mit einer Wandhafrandbedingung angenommen.

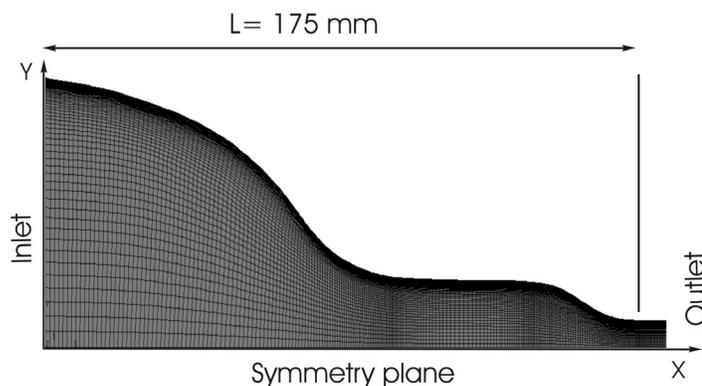


Abbildung 6.4: Generiertes numerisches Netz der JAERI Düse.

Bei der Diskretisierung wird das MARS-Diskretisierungsverfahren (Monotone Advection and Reconstruction Scheme) gewählt. Dabei handelt es sich um ein "multidimensionales" Verfahren 2. Ordnung, das sehr robust ist und selbst bei stark deformierten Zellen zu genauen Lösungen führt. Die Strömung wird als stationär betrachtet und mit dem SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) Algorithmus berechnet. Für das im Experiment verwendete Wasser werden konstante Stoffeigenschaften bei einer Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  verwendet.

Zum Vergleich mit experimentellen Daten werden vier verschiedene mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeiten betrachtet;  $U_0 = 5 \text{ m/s}$  (Laminare Grenzschicht),  $U_0 = 10, 15 \text{ m/s}$  (Übergangsbereich) und  $U_0 = 20 \text{ m/s}$  (turbulente Grenzschicht).

Die Abbildungen 6.5 zeigen die mit dem CSLR-Turbulenzmodell berechneten dimensionslosen Geschwindigkeitsverteilungen  $u^+$  und die zugehörigen Turbulenzintensitäten als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes. Deutlich zu sehen ist, dass das CSLR-Modell die Geschwindigkeitsprofile in guter Approximation zu den in Abbildung 6.3a dargestellten experimentellen Daten wiedergibt. Lediglich die Relaminarisierung wird bei  $U_0 = 10 \text{ m/s}$  leicht überschätzt. Die Abbildung zeigt auch, dass der Übergang zum turbulenten Grenzschichtprofil ab einer Geschwindigkeit von etwa  $U_0 = 15 \text{ m/s}$  richtig vom Modell erfasst wird.

Betrachtet man aber die turbulente Intensität in Abbildung 6.5.b, so stellt man eine Unterschätzung des maximalen Wertes im Bereich  $30 < y^+ < 60$  fest. Mit der Abnahme der Geschwindigkeit wird die Unterschätzung immer ausgeprägter. Bei einer Geschwindigkeit von 5m/s zeigt das CSLR-Modell keinen Anstieg der Turbulenz im wandnahen Bereich. Der Grund für die unbefriedigenden Rechenwerte liegt in der Darstellung der  $f_\mu$ -Funktion in der Wirbelviskositätsgleichung, die eine Funktion von der lokalen Reynolds Zahl  $Re_t$  ist. Dies ist im Einzelnen für das CSLR Modell im Abschnitt 5.4.2 dargestellt. Rein physikalisch ist die Abhängigkeit der Funktion  $f_\mu$  von  $Re_t$  auf den Bereich  $0 < y^+ < 20$  begrenzt, in dem die Dämpfung der Turbulenz durch die viskosen Effekte beeinflusst wird. Außerhalb dieses Bereiches ist die Turbulenzdämpfung in Wandnähe ein nicht-viskoser Prozess der Reduktion der wandnormalen Intensität  $\overline{v'^2}$  durch die Druckfluktuationen. Diese 'starke Sensibilität' des Modells in Bezug auf die Reynolds-Zahl wird durch Arbeiten von Chen et al. (1998) bestätigt. In mehreren Testserien mit Grenzschichtströmungen transitio-nellen Charakters sowohl mit negativen als auch mit positiven Druckgradienten zeigen Simulationen unter Verwendung des CSRL-Modells die Tendenz, die turbulente Intensität in prätransitionellen Grenzschichten zu unterschätzen.

Rechnungen mit dem V2F Modell, die in den Abbildungen 6.6 dargestellt sind, zeigen zwar eine leichte Unterschätzung der turbulenten Intensität für Geschwindigkeiten von 10 und 5m/s führen aber im Allgemeinen zu einer guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Als Geschwindigkeitsskala verwendet das V2F Modell in der Wirbelviskositätsgleichung anstelle von  $k$  die wandnormale Intensität  $\overline{v'^2}$ , die den turbulenten Transport in Wandnähe signifikant beeinflusst. Dadurch wird eine physikalisch begründete Abschwächung der Turbulenz im wandnahen Bereich erreicht.

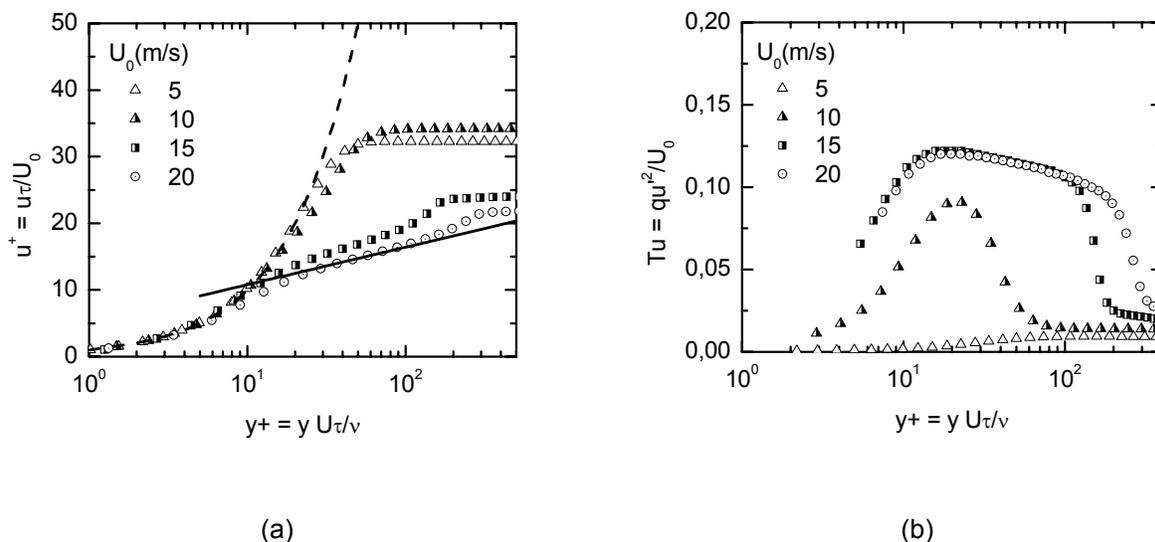


Abbildung 6.5: Mit dem CSLR Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  (a) und Turbulenzintensitäten  $\sqrt{u'^2} / U_0$  (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $U_m$ .

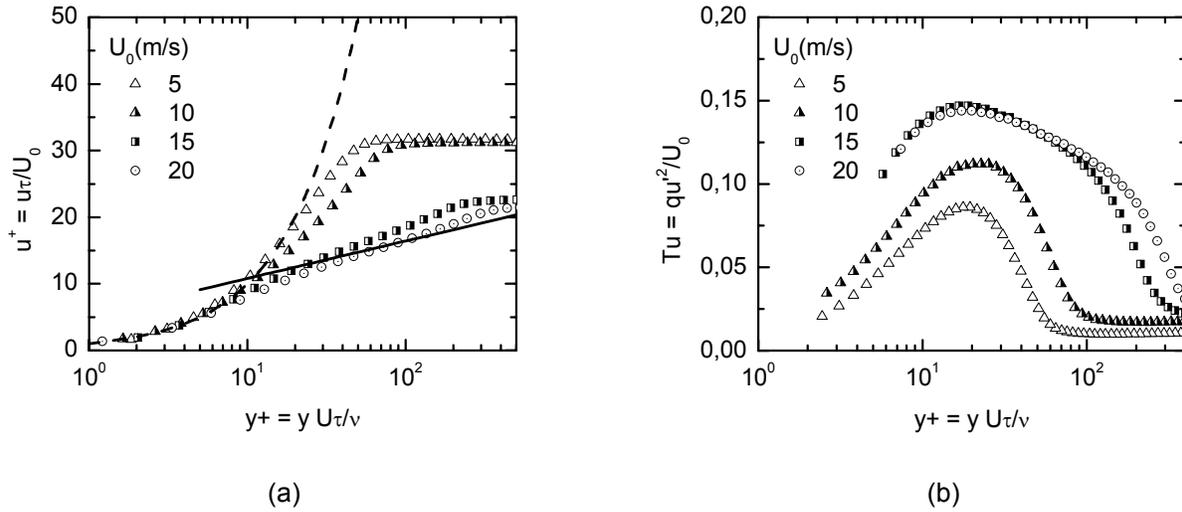


Abbildung 6.6: Mit dem V2F Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  (a) und Turbulenzintensitäten  $\sqrt{u'^2} / U_0$  (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $U_0$ .

Das CLLR-Turbulenzmodell enthält keine Limitierungsvorschrift für einen übermäßigen Anstieg des turbulenten Längenmaßes in beschleunigten Strömungen und überschätzt die Turbulenzintensität im Kernbereich so stark, dass keine Relaminarisierung der Grenzschicht zu beobachten ist, wie den Simulationsergebnissen der Grafiken 6.7 zu entnehmen ist.

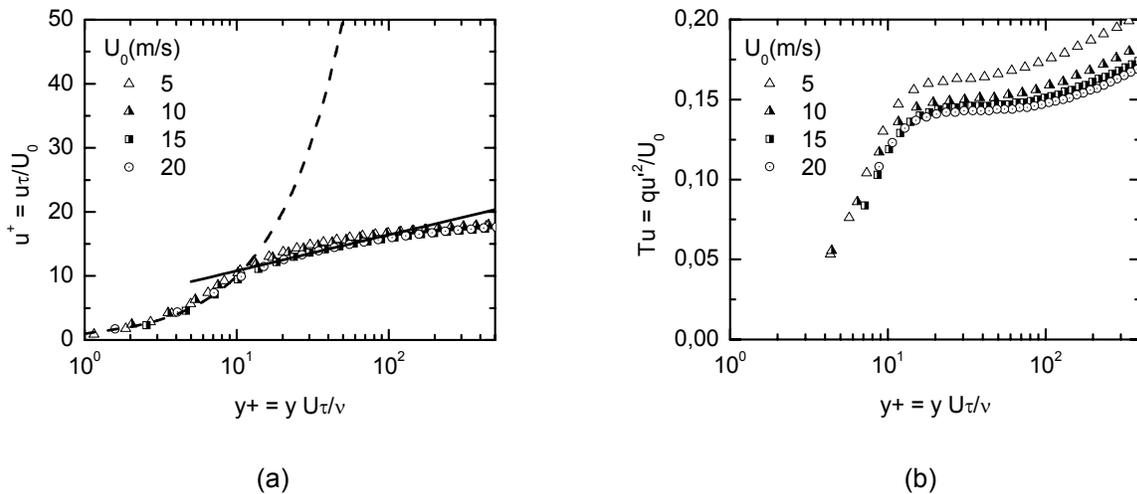


Abbildung 6.7: Mit dem CLLR Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  (a) und Turbulenzintensitäten  $\sqrt{u'^2} / U_0$  (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $U_0$ .

Die in den Graphen 6.8 dargestellten Simulationsergebnisse des SST-Modells zeigen nur eine sehr geringe Abweichung des Geschwindigkeitsprofils von dem typischen logarithmischen Verlauf für turbulente Strömungen bei einer Geschwindigkeit  $U_0=5\text{m/s}$ . Auch der maximale Wert der Turbulenzintensität im laminaren Fall für  $U_0 \leq 10\text{m/s}$  wird nicht reduziert. Offensichtlich kann das SST Modell die Effekte niedriger Reynolds-Zahlen ohne zusätzliche Dämpfungsfunktionen nicht reproduzieren.

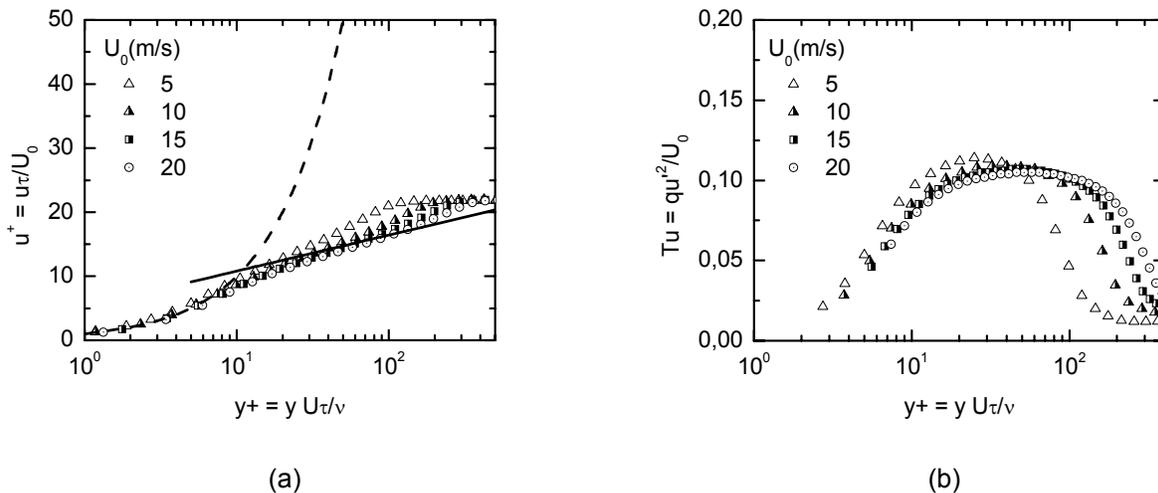


Abbildung 6.8: Mit dem SST Modell berechnete Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  (a) und Turbulenzintensitäten  $\sqrt{u'^2} / U_0$  (b) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $U_0$ .

### 6.2.3 Einfluss der räumlichen Diskretisierung

Für den Testfall wurden auch Untersuchungen zum numerischen Einfluss der Gitternetzdicke im wandnahen Bereich durchgeführt. Die Abhängigkeit des Lösungsergebnisses vom Gitterabstand wurde für jedes Turbulenzmodell mit Hilfe dreier verschiedener Zelldichten überprüft. Die ursprüngliche Anzahl der wandnahen Zellen wurde normal zur Wand von 50 auf 40 und schließlich auf 30 Zellen reduziert. Die dimensionslosen Abstände von der ersten Zelle zur Wand wurden entsprechend von  $y^+=0,3$  auf 0,5 und zuletzt auf 0,9 geändert.

Die Abbildungen 6.9 zeigen die berechneten Profile der Geschwindigkeit  $u^+$  und der turbulenten Intensität für die Geschwindigkeit von 10m/s bei der Verwendung unterschiedlicher Turbulenzmodelle. Die Rechnungen mit dem CSLR Model zeigen einen erheblichen Einfluss der Gitterdiskretisierung auf die Rechenergebnisse. Mit der Vergrößerung des Gitters steigt der berechnete Turbulenzgrad zunehmend an, so dass im Fall  $y^+=0,9$  das Modell praktisch ein turbulentes Geschwindigkeitsprofil simuliert. Erst bei Diskretisierungswerten, für die  $y^+ < 0,5$  gilt, gibt es keinen Qualitätsunterschied in den Ergebnissen und eine Gitterunabhängigkeit der Lösung ist erreicht.

Berechnungen mit den anderen Turbulenzmodellen zeigen keine derartige Abhängigkeit von der Gitternetzdicke im wandnahen Bereich. Dies illustrieren die Graphen 6.9b bis 6.9d deutlich.

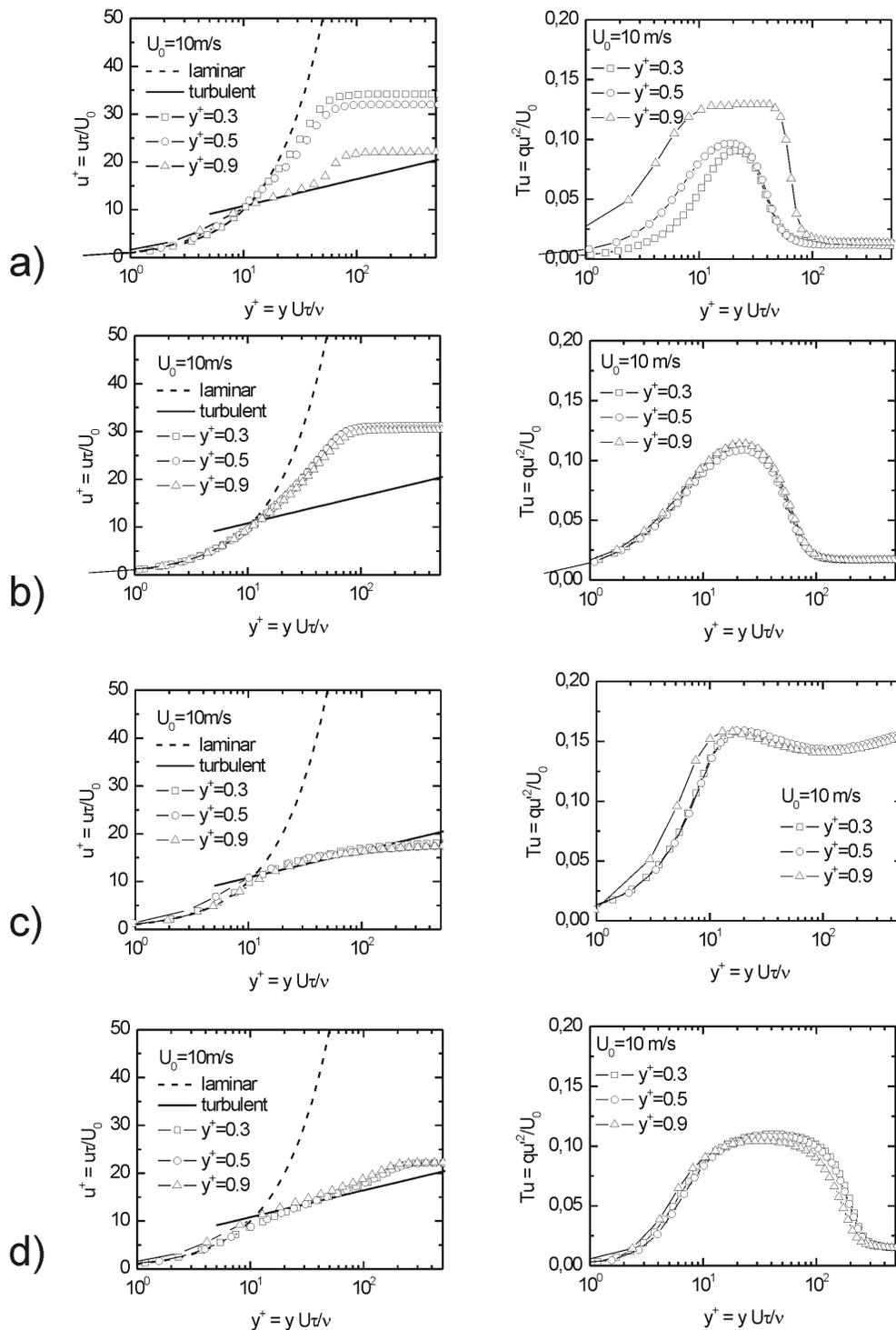


Abbildung 6.9: Wirkung der Netzvergrößerung auf die Änderung der gerechneten Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  (links) und der Turbulenzintensität  $Tu$  (rechts) bei unterschiedlichen Turbulenzmodellen. (a) CSLR-Modell; (b) V2F-Modell; (c) CLLR-Modell und (d) SST-Modell.

### 6.3. Wasserexperimente im KALLA/FZK Labor

#### 6.3.1 Experimenteller Aufbau

Der Effekt der Relaminarisierung in beschleunigten Düsenströmungen wird auch Wasserexperimenten der KALLA/FZK<sup>2</sup>-Einrichtung untersucht (Stoppel et al., 2008).

Versuchsgegenstand ist das Super-FRS Target bei relevanten Strömungsparametern. Ein Hauptaugenmerk der Experimente richtet sich auf die Erfassung und Quantifizierung der Wirkung der Seitenwände auf die Qualität der Strömung am Düsenaustritt. Da das IFMIF Target nur eine freie Oberfläche hat und die Filmbreite durch die Seitenwände konstant bleibt, haben die Düsenecken keinen signifikanten Einfluss auf die Stabilität der Lithiumoberfläche im Bestrahlungsbereich.

Das Super-FRS Target ist hingegen ein Freistrahler, bei dem die Oberflächenstabilität der schmalen Strahlseiten von essentieller Bedeutung für die Anwendung ist. Die Änderung der Grenzschichtstruktur durch die Wirkung der Seitenwände und die damit verbundenen Unregelmäßigkeiten der Geschwindigkeit haben einen direkten Einfluss auf die Stabilität der Freistrahloberfläche.

Wie schon im Kapitel 3 ausgeführt wurde, können die Seitenwände an sich aber auch in Kombination mit dem Beschleunigungsprozess Sekundärströmungen induzieren. Welche Art der sekundären Strömungen am Düsenaustritt entsteht, wie die Geschwindigkeitsprofile in der Hauptrichtung und die Turbulenz von Sekundärströmungen beeinflusst werden, ist das Ziel der Untersuchungen in den Wassersimulationsexperimenten.

Die Teststrecke der KALLA/FZK stellt geometrisch ein 1:1 Modell der Super-FRS Düse mit einer Kontraktion 1:4 dar. Dabei strömt das Wasser aus einem Reservoir in die Beruhigungsstrecke mit Gleichrichtern, passiert einen 80mm langen Kanal mit dem rechteckigen Querschnitt  $64 \times 70 \text{ mm}^2$  und tritt danach in die Düse ein. Die Breite der Düse ist konstant und beträgt 70mm, die Düsenhöhe am Austritt ist 16mm. Die Abbildung 6.10 zeigt die Gesamtaufbau der Teststrecke sowie die Düse. In der Tabelle 6.2 sind die dimensionslosen Parameter des Wassersimulationsexperimentes wie auch die des mit Flüssiglithium betriebenen Super-FRS Targets in vergleichender Darstellung angegeben. Die Düse ist vertikal in Richtung des Schwerfeldvektors  $g$  ausgerichtet und erzeugt ein Freistrahler mit mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von 1 bis 7m/s.

Um die Wirkung der Seitenwände auf die Grenzschicht zu untersuchen, werden die Geschwindigkeitskomponenten in Strömungsrichtung und normal dazu sowie die dazugehörigen Fluktuationen 5mm stromab des Kontraktionsendes (Ebene  $X=-5\text{mm}$ ) in drei Abständen  $Z=1\text{mm}$  (an der Wand), 8mm und 35mm (in der Symmetrieebene) zur Seitenwand gemessen. Die Erfassung der Geschwindigkeit erfolgt optisch und damit non-invasiv mit Hilfe eines Laser-Doppler-Anemometers.

Die maximalen Werte des Beschleunigungskoeffizienten variieren von  $K_{acc}=1,1 \times 10^{-5}$  für 7m/s bis  $K_{acc}=7,75 \times 10^{-5}$  für 1m/s und übersteigen den kritischen Wert  $3,5 \times 10^{-6}$ .

---

<sup>2</sup> KALLA/FZK - Karlsruhe Lead Laboratory / Forschungszentrum Karlsruhe

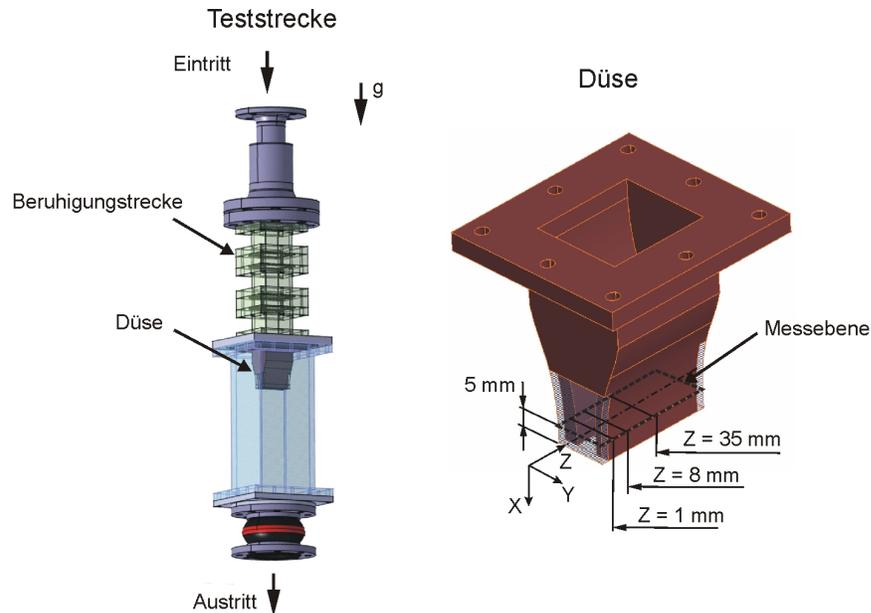


Abbildung 6.10: Schematische Ansicht auf die KALLA Wassertestanlage und die Teststrecke

Tabelle 6.2: Einflussgrößen der Betriebsbedingungen von Super-FRS Li-Target und der Testanlage KALLA/FZK am Düsenaustritt.

	Li (250°C)	Wasser (20°C)
Reynolds-Zahl, $Re = U_0 d_e / \nu$	$(0,3 - 1,5) \times 10^5$	$(0,26 - 2,65) \times 10^5$
Reynolds-Zahl, $Re_x = U_0 x / \nu$	$(1,65 - 11,1) \times 10^5$	$(1,6 - 16) \times 10^5$
Weber-Zahl, $We = U_0 \sqrt{d_e \rho / \sigma}$	0,73-5,13	5,78 – 57,8
Froude-Zahl, $Fr = U_0 / \sqrt{g d_e}$	1,98-13,8	1,98 – 19,8

Bei längsangeströmten Platten liegt die kritische Reynoldszahl des laminar turbulenten Umschlags bei  $Re_{xkr} = 5 \times 10^5$ .

In Düsenaustrittsnähe wird diese erst ab einer Geschwindigkeit von ca. 3m/s überschritten. Deswegen ist es möglich, dass für die Geschwindigkeiten unterhalb von 3m/s die Strömungsgrenzschicht laminar bleibt. Erst ab ca. 4m/s kann daher eine turbulente Strömung erwartet werden.

In der Düse wirken die zwei Faktoren die Beschleunigung und die Wandrauigkeit gegensätzlich auf den laminar-turbulenten Umschlag. Während die Beschleunigung den Umschlag zur turbulenten Strömung verzögert, begünstigt die Wandrauigkeit die Transition.

Da die Düsenwandrauigkeit in KALLA/FZK Teststrecke etwa  $30 \mu\text{m}$  beträgt, muss der Einfluss der Wandrauigkeit auf die Turbulenz abgeschätzt werden. Die kritische Rauigkeitshöhe, ab der der laminar-turbulenten Übergang noch nicht eintritt, kann mit der Beziehung (6.1) unter Verwendung von

$C_f = 0,664 Re_x^{-0,5}$  als Widerstandsbeiwert für die laminare Grenzschicht berechnet werden. Bei Geschwindigkeiten von 2 bis 7m/s beträgt der kritische Rauigkeitswert  $k_{kr} = 0,25-0,05\text{mm}$  und ist damit höher als die gemessene Wandrauigkeit. Damit ist der Einfluss Wandrauigkeit auf den laminar-turbulenten Übergang vernachlässigbar.

Andererseits kann die Rauigkeit auch die Relaminarisierung der turbulenten Grenzschicht verhindern, wenn die laminare Unterschicht von der Größenordnung der Wandrauigkeit ist. Um diese Möglichkeit einzuschätzen, kann man die Beziehung (6.1) mit  $C_f = 0,027 Re_x^{-0,143}$  für die turbulente Grenzschicht nutzen. Die kritischen Rauigkeitswerte liegen für die Geschwindigkeiten 6 und 7m/s mit  $k_{kr} = 0,028-0,023\text{mm}$  sehr nahe am Wandrauigkeitswert. Selbst unter Berücksichtigung des Sachverhalts, dass die Dicke der laminaren Unterschicht während der Relaminarisierung anwächst, kann man für die Geschwindigkeiten von 6 und 7m/s den Einfluss der Rauigkeit auf die Relaminarisierung nicht ausgeschlossen werden.

### 6.3.2 Relaminarisierung der Grenzschicht in der Düsenmitte

#### 6.3.2.1. Analyse der Messergebnisse

Im ersten Schritt werden die Messergebnisse in der Symmetrieebene des Düsenquerschnitts ( $Z=35\text{mm}$ ), in der noch keine Wirkung der Seitenwände auf die Strömung auftritt, mit den Simulationsergebnissen verglichen.

Wie im ersten Testfall kann ein qualitatives Maß für die Relaminarisierung aus einer simultanen Bewertung der normierten Geschwindigkeit  $u^+$  und des damit verbundenen Turbulenzgrades  $\sqrt{u'^2} / U_0$  abgeleitet werden. Im Bereich bis zu Geschwindigkeit von 4m/s erkennt man aus Abbildung 6.11 den Prozess einer Relaminarisierung der Grenzschicht und eine gleichzeitige Reduktion der Turbulenzintensität. Ab einer Geschwindigkeit von 5m/s kann man ein Übergangsverhalten beobachten. Bei Geschwindigkeiten oberhalb 6m/s ist von einer vollturbulenten ausgebildeten Grenzschicht auszugehen. Das Diagramm 6.11b, in der die Verteilung der normierten Turbulenzintensität als Funktion des dimensionslosen Wandabstands dargestellt ist, zeigt eine vernachlässigbar geringe Turbulenzintensität für die Geschwindigkeit 2m/s. Entsprechend den Abschätzungen in Abschnitt 6.3.1 ist es höchstwahrscheinlich, dass es sich in diesem Fall um eine laminare Strömung handelt. Oberhalb von  $U_0=3\text{m/s}$  steigt die Turbulenz in der Grenzschicht sprunghaft an und wächst mit der steigender Geschwindigkeit. Bei  $U_0=7\text{m/s}$  erreicht die Turbulenzintensität einen maximalen Wert von etwa 14% und verbreitet sich weiter in Richtung Außenströmung. Entsprechend des Relaminarisierungskriteriums der Grenzschicht  $K_{acc} > K_{acc.kr} = 3,5 \times 10^{-6}$  sollte auch bei  $U_0=6\text{m/s}$  beziehungsweise 7m/s eine Grenzschichtrelaminarisierung stattfinden. Aber durch die Wandrauigkeit, die im zweiten Teil der Düse die Dicke der laminaren Unterschicht überschreitet, führen folgenden beide Prozesse zu einer Erhöhung der Turbulenzproduktion in der Grenzschicht.

- a) Die Relaminarisierung der Grenzschicht wird verzögert und
- b) die Relaxation der Turbulenz im Düsenteil stromab der Kontraktion verläuft schneller.

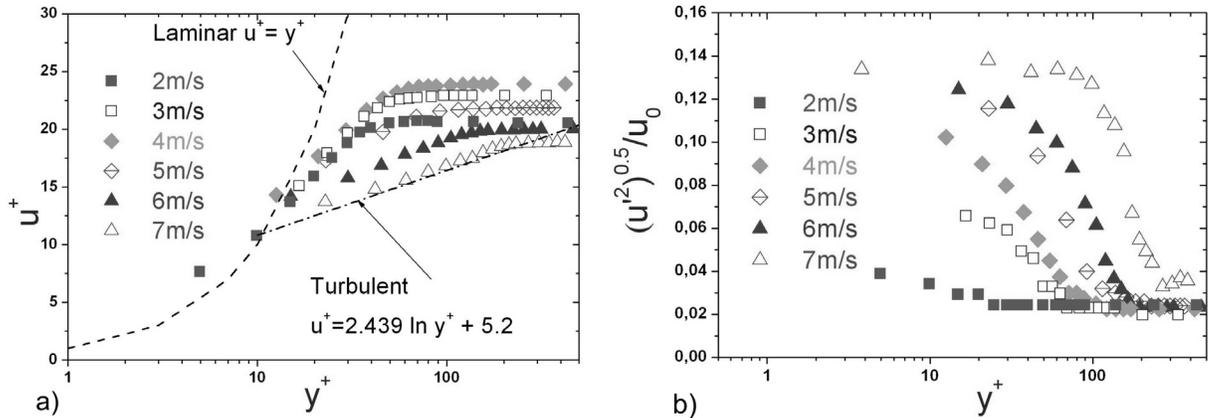


Abbildung 6.11: Gemessene Änderungen eines Geschwindigkeitsprofils  $u^+$  (a) und der Turbulenzintensität  $\sqrt{u'^2} / U_0$  (b) als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $U_0$  in der Symmetrieebene  $Y=0$  bei  $X=-5\text{mm}=\text{konstant}$ .

### 6.3.2.2 Simulation der Düsenströmung

Für diesen Validierungsfall werden CSLR-, V2F- und SST-Turbulenzmodelle betrachtet.

Diskretisiert wird ein Viertel der Teststrecke unter Annahme symmetrischer Randbedingungen. Die Abbildung 6.12 zeigt ein 3D-Netz mit  $175 \times 60 \times 100$  Elementen in  $x$ -,  $y$ - und  $z$ -Richtung. Die Anzahl der Fluidelemente im wandnahen Bereich ( $y^+ < 30$ ) beträgt ca. 40 Elemente in der Richtung normal zur Wand. Das  $y^+$  Wert des nächsten zur Wand gelegenen Elementes überschreitet nicht den Wert 0,5.

Alle Turbulenzmodelle zeigen ähnliches Verhalten wie im ersten Validierungsfall (vergl. Abschnitt 6.2.2). Die Simulationsergebnisse der normierten Geschwindigkeit in der Grenzschicht und der dazugehörigen Turbulenzintensität sind in den Abbildungen 6.13 dargestellt.

Das CSLR Modell (Diagramm 6.13a) unterschätzt die Turbulenzproduktion bei  $U_0 < 7\text{m/s}$ . Als Konsequenz weisen alle Geschwindigkeitsprofile unterhalb von  $7\text{m/s}$  laminaren Charakter auf. Wie die Abbildung 6.13 a zeigt, wird Turbulenz in der Grenzschicht erst ab Geschwindigkeiten oberhalb von  $U = 6\text{m/s}$  produziert.

Das V2F Modell (Abbildung 6.13 b) berechnet die Relaminarisierung der Grenzschicht in relativ guter Übereinstimmung mit den Experimenten. Im turbulenten Strömungsbereich für  $U_0 > 5\text{m/s}$  liefert das Modell noch das Profil einer vollturbulenten Geschwindigkeit. Eine plausible Erklärung dafür ist, dass Low-Reynolds-Turbulenzmodelle ohne zusätzliche Erweiterungen die Auswirkung einer Wandrauigkeit nicht berücksichtigen können.

Das SST Modell (Abbildung 6.13 c) rechnet für alle Fälle ein turbulentes Geschwindigkeitsprofil aus und zeigt, wie erwartet, einen gleich hohen Turbulenzgrad für alle Geschwindigkeiten an.

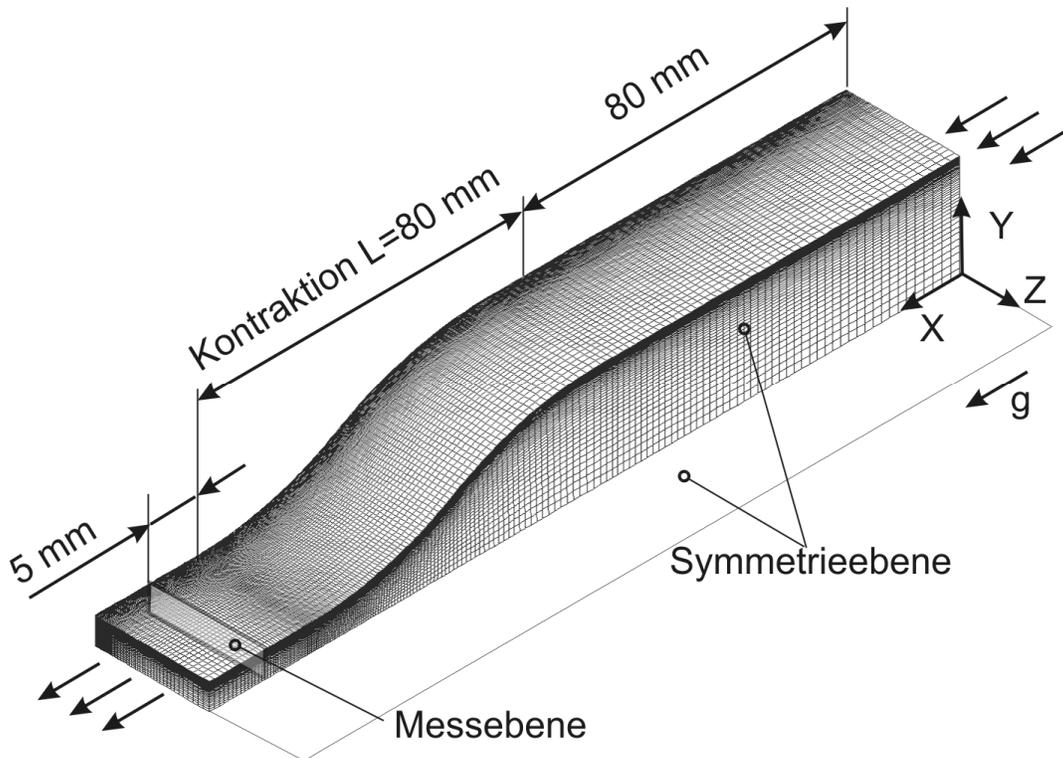


Abbildung 6.12: Generiertes numerisches Gitternetz der KALLA-Düse mit dem geraden Kanal der Länge von 80mm.

### 6.3.3 Wirkung der Seitenwände auf die Strömung

Um die Wirkung der Seitenwände auf die Strömung zu untersuchen, wurden die Geschwindigkeitskomponenten in Strömungsrichtung und normal zur Wand in der Nähe zum Düsenaustritt in zwei Abständen  $z=1\text{mm}$  und  $z=8\text{mm}$  zur Seitenwand gemessen. Die graphische Lage dieser Position ist der Abbildung 6.10 zu entnehmen.

Obwohl die Messungen und Validierungsrechnungen für verschiedene Werte der mittleren Geschwindigkeit  $U_0$  am Düsenaustritt zwischen 1 und 7m/s durchgeführt wurden, werden im Folgenden aus Gründen der Übersichtlichkeit nur drei typische Fälle für die Geschwindigkeiten  $U_0=2\text{m/s}$ , 4m/s und 6m/s diskutiert.

#### 6.3.3.1 Analyse der Messergebnisse

Die Abbildungen 6.14 zeigen die Geschwindigkeitsprofile in Hauptströmungsrichtung als Funktion des dimensionslosen Wandabstands. Man erkennt, dass im Fall  $z=1\text{mm}$  und  $U_0=2\text{m/s}$  das Geschwindigkeitsprofil in der Strömungsmittte abfällt. Dies kann als ein Zeichen für die Ausbildung eines größeren Strömungswirbels interpretiert werden. Mit wachsender Geschwindigkeit verringert sich diese Deformation des Strömungsprofils. Für  $z=8\text{mm}$  ist nur bei  $U_0=2\text{m/s}$  ein leichter Abfall im Geschwindigkeitsprofil zu

## 6. Validierung der Turbulenzmodelle für Düsenströmungen

beobachteten. Es ist auch deutlich in der Abbildung 6.14 zu erkennen, dass die Grenzschichtdicke bei dem Wandabstand  $z=1\text{mm}$  größer ist als die für  $z=8\text{mm}$ .

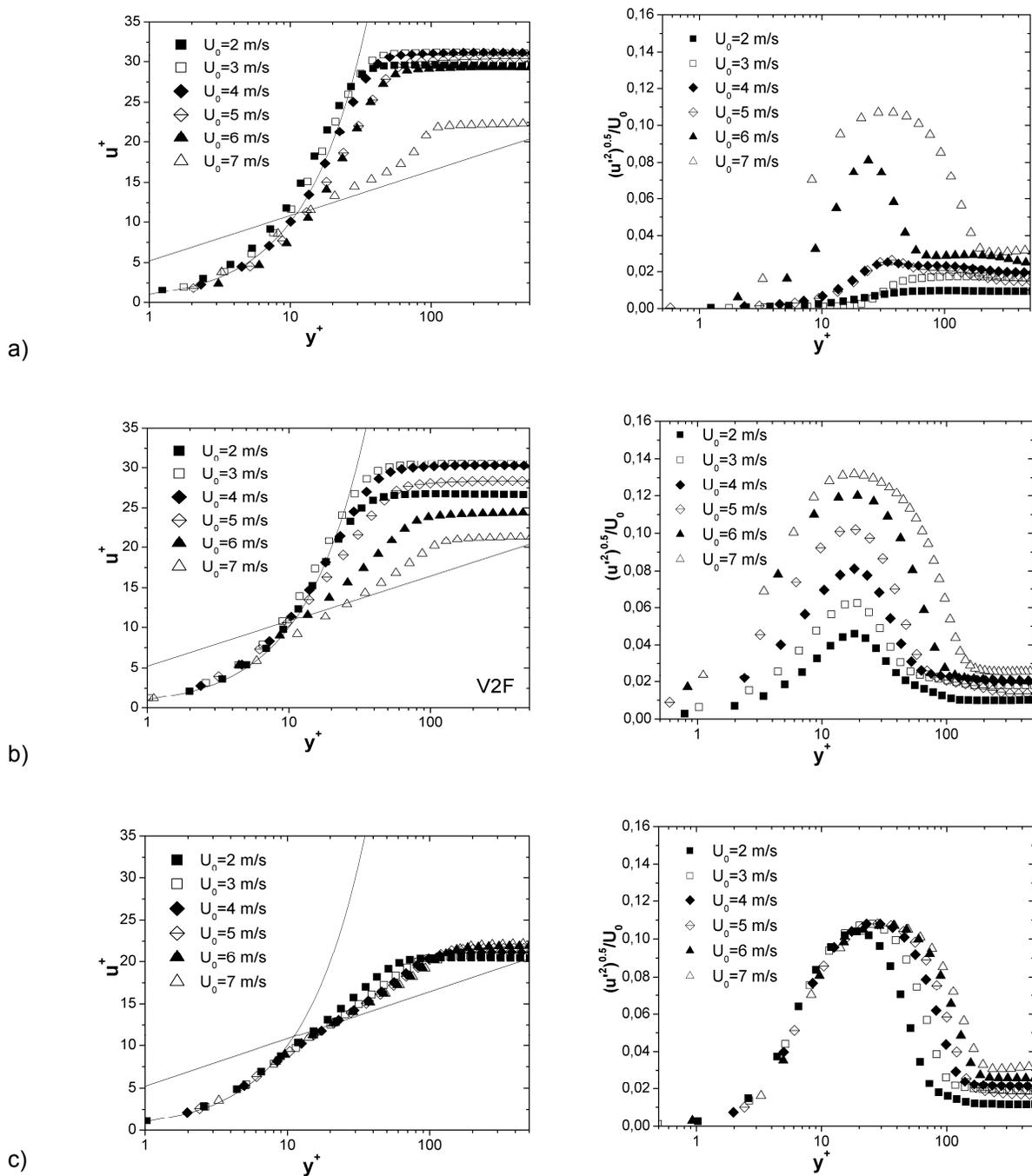


Abbildung 6.13: Mit den CSLR (a), V2F (b) und SST (c) Modellen berechnete Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  (links) und Turbulenzintensität  $\sqrt{u'^2}/U_0$  (rechts) am Düsenaustritt als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  bei unterschiedlichen mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten.

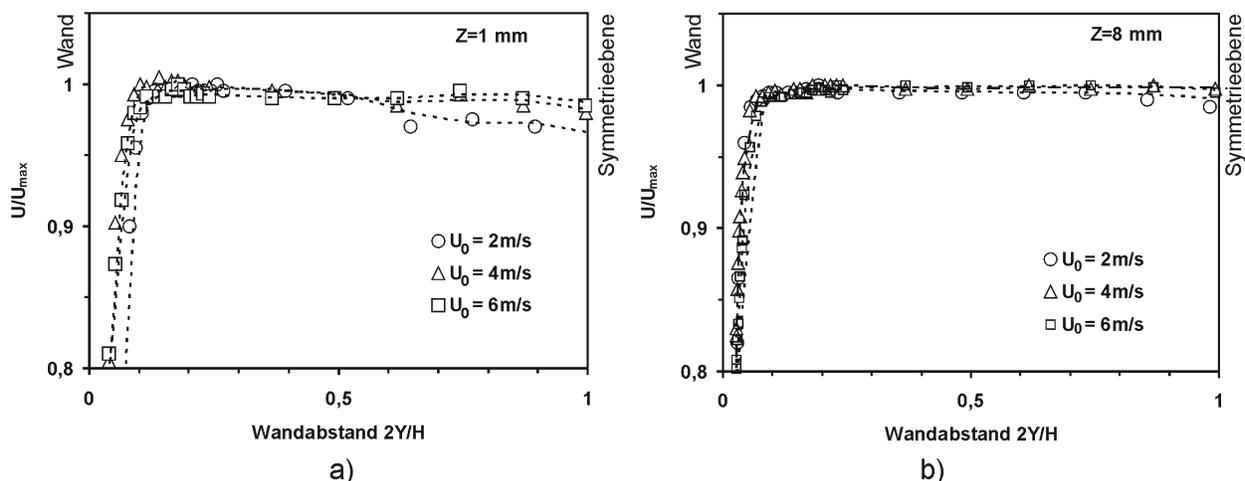


Abbildung 6.14: Gemessene normierte Geschwindigkeitsprofile  $U/U_{max}$  als Funktion des Wandabstands  $2y/H$  in den Ebenen  $z=1\text{ mm}$  (a) und  $z=8\text{ mm}$  (b) bei unterschiedlichen Hauptgeschwindigkeiten.  $U_0=2\text{ m/s}$ ,  $4\text{ m/s}$  und  $6\text{ m/s}$ .

Die Messergebnisse des Wandabstandes  $z=1\text{ mm}$  zeigen am Rande der Grenzschicht Unregelmäßigkeiten im Profilverlauf mit alternierenden Gradienten. Die Frequenz der Fluktuationen wächst mit steigender Geschwindigkeit. Dies lässt sich als Anzeichen für einen in diesem Bereich auftretende instationäre Verwirbelungen interpretieren. Für  $z=8\text{ mm}$  sind die gemessenen Geschwindigkeitsprofile weitgehend frei von größeren Schwankungen.

In der Abbildung 6.15 sind die gemessenen Normalgeschwindigkeitskomponenten in den Ebenen  $z=1\text{ mm}$  und  $z=8\text{ mm}$  als Funktion des normierten Wandabstands  $2y/H$  dargestellt.

Um eine reale Geschwindigkeitsgröße zu veranschaulichen, erfolgt in diesen Graphen keine Normierung mit der Hauptgeschwindigkeit. Ein negativer Wert in der Ebene  $z=1\text{ mm}$  beschreibt in dieser Darstellung eine Strömungsbewegung von der Wand weg. Der Extremwert der Normalgeschwindigkeit wächst nur sehr gering mit wachsender Strömungsgeschwindigkeit und beträgt in etwa 3 bis 7% der Hauptströmungsgeschwindigkeit. Für  $2\text{ m/s}$  liegt der Extremwert der Normalgeschwindigkeit in der Nähe der Symmetrieachse, in deren Ebene ebenfalls eine Deformation des Geschwindigkeitsprofils in Hauptströmungsrichtung beobachtet wird. Mit wachsender Geschwindigkeit verschiebt sich der Extremwert der Normalgeschwindigkeit in Richtung der Wand. In Wandnähe beobachtet man wieder eine Zunahme der Unregelmäßigkeiten im Profilverlauf der Normalgeschwindigkeit mit zunehmender Hauptgeschwindigkeit.

Wie die Abbildung 6.15b zeigt, sind die Werte der wandnormalen Geschwindigkeiten in der Messebene  $z=8\text{ mm}$  positiv. Das heißt, hier erfolgt eine Richtungsänderung der Normalgeschwindigkeit in Richtung von der Symmetrieebene zur Wand. Die gemessenen Werte der wandnormalen Geschwindigkeit sind deutlich geringer als in der Ebene  $z=1\text{ mm}$ . Die maximalen Werte der Normalgeschwindigkeit betra-

gen in etwa 1% der Hauptgeschwindigkeit. Das heißt, der Einfluss der Seitenwand auf die Strömung in dieser Ebene ist gering.

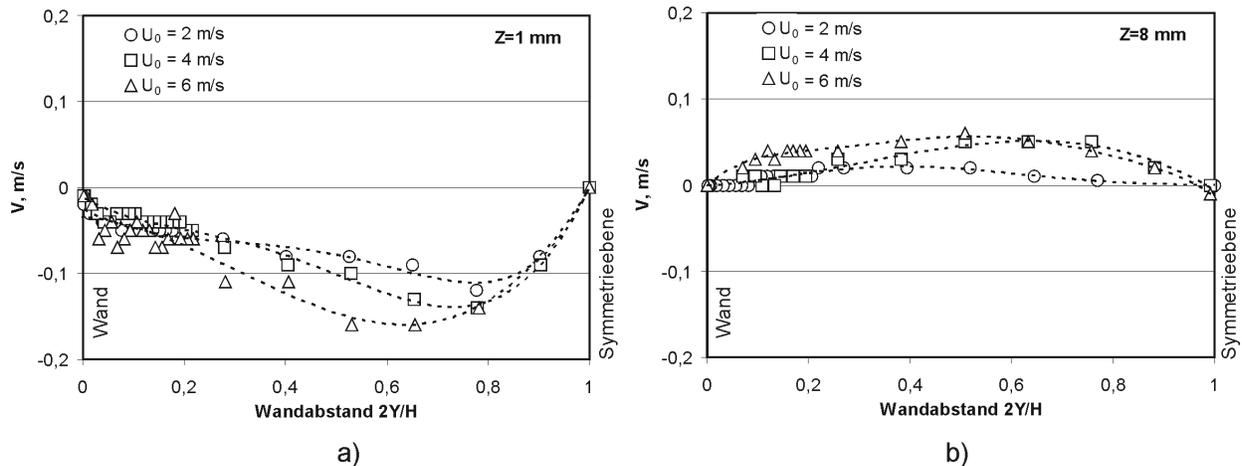


Abbildung 6.15: Gemessene Normalgeschwindigkeitsprofile  $V$  als Funktion des Wandabstands  $2y/H$  in den Ebenen  $z=1$ mm (a) und  $z=8$ mm (b) bei unterschiedlichen Hauptgeschwindigkeiten.  $U_0=2$ m/s, 4m/s und 6m/s.

### 6.3.3.2 Vergleich der Simulationen mit den Messergebnissen

In den Abbildungen 6.16 werden gemessene Geschwindigkeitsprofile in Hauptrichtung mit den Simulationsergebnissen unter Verwendung unterschiedlicher Turbulenzmodelle verglichen. Zu jedem Messergebnis ist eine entsprechende Fehlerbandbreite in den Graphen eingetragen.

Für die Rechenergebnisse beträgt der Gesamtfehler in Bereichen der Kernströmung und der Grenzschicht summiert aus Diskretisierungs-, Abbruch- und Rundungsfehler etwa 0,2%. In der Nähe der viskosen Unterschicht bei  $5 < y^+ < 10$  variiert der maximale Fehler zwischen 1 und 5%. Aus diesem Grund wird die Fehlerbandbreite für die Rechenergebnisse nicht gezeigt.

Alle Rechnungen mit den verschiedenen Turbulenzmodellen geben die Änderung des Geschwindigkeitsprofils in der Strömungsmitte qualitativ richtig wieder. Das CSLR Modell überschätzt sehr stark die Wirkung der Querströmung für den Wandabstand  $z=1$ mm und mittlere Geschwindigkeit  $U_0=2$ m/s. Das SST Modell zeigt eine leichte Abweichung des Geschwindigkeitsprofils von den Messwerten in der Grenzschicht.

Im Bereich mit den gemessenen Schwankungen des Geschwindigkeitsprofils in der Nähe der Wand sind leichte Abweichungen der Simulationen von den Messdaten zu erkennen. Ihre Größenordnung liegt aber im Bereich der Messfehler. Ein Grund für die unzureichende Übereinstimmung zwischen Rechnungen und Messung könnte daher eine zu geringe Messzeit sein.

Die Abbildungen 6.17 zeigen zum Vergleich die gemessenen und die berechneten Profile der wandnormalen Geschwindigkeit in den Ebenen  $z=1$ mm und  $z=8$ mm als Funktion des Wandabstands  $2y/H$ . Die Rechnungen mit den verschiedenen Turbulenzmodellen zeigen im Großen und Ganzen zufriedenstellende Übereinstimmung mit den Messdaten. In der Ebene  $z=1$ mm im wandnahen Bereich mit gemessenen Schwankungen der wandnormalen Geschwindigkeit wird von allen Modellen bei allen Ge-

## 6. Validierung der Turbulenzmodelle für Düsenströmungen

schwindigkeiten ein lokaler Extremwert im Geschwindigkeitsprofil berechnet, wie die Abbildungen 6.17a,c und 6.17e zeigen. Die Position des globalen Extremwertes des Geschwindigkeitsprofils wird von den Turbulenzmodellen unterschiedlich berechnet. Für  $U_0=2\text{m/s}$  überschätzt das CSLR Modell den Extremwert in der Nähe der Symmetrieebene, unterschätzt dafür aber die mittlere Geschwindigkeit im restlichen Bereich. Das Modell zeigt eine Verschiebung des Extremwertes in Richtung der Wand, aber das Profil wird mit steigender Hauptströmungsgeschwindigkeit nicht flacher. Bei dem V2F Modell entspricht das Normalgeschwindigkeitsprofil bei 2m/s dem der Messung, es zeigt aber ein etwas flacheres Profil für 4 und 6m/s. Das SST Modell berechnet keinen Extremwert in der Nähe der Symmetrieebene für die Geschwindigkeit  $U_0=2\text{m/s}$  und keine Verschiebung des Extremwertes des Profils mit steigender Geschwindigkeit.

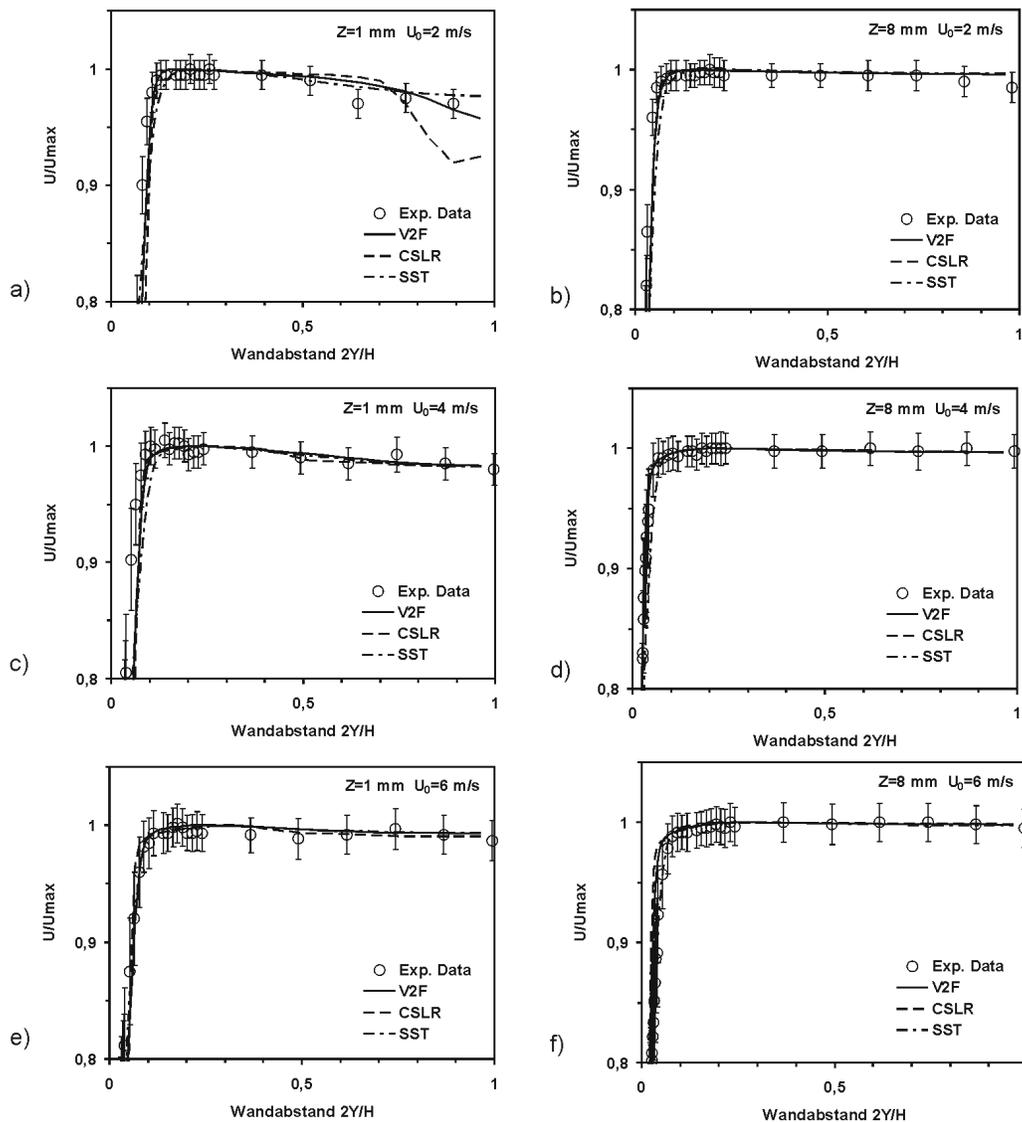


Abbildung 6.16: Vergleich gemessener und gerechneter normalisierter Geschwindigkeitsprofile  $U/U_{max}$  als Funktion des Wandabstands  $2y/H$  für die Ebenen  $z=1\text{mm}$  und  $z=8\text{mm}$  bei unterschiedlichen Hauptgeschwindigkeiten. (a,b)  $U_0=2\text{m/s}$ ; (c,d)  $U_0=4\text{m/s}$ ; (e,f,)  $U_0=6\text{m/s}$ .

## 6. Validierung der Turbulenzmodelle für Düsenströmungen

Die Turbulenzmodelle sind in der Lage, Richtungsänderung der wandnormalen Geschwindigkeit in der Ebene  $z=8\text{mm}$  zu reproduzieren. Sie unterschätzen aber die wandnormale Geschwindigkeit mit maximalen Werten, die kaum 0,5% der Hauptströmungsgeschwindigkeit überschreiten. Für  $U_0=6\text{m/s}$  ist die Fehlerbandbreite der Messungen so groß, dass man keine quantitative Aussagen über die Genauigkeit der Simulationsergebnisse machen kann.

Die stationären Rechnungen zeigen keine Schwankungen im Geschwindigkeitsprofil. Mit Hilfe der Rechnungen können aber die Quergeschwindigkeitsverteilung und damit auch die Wirbel im ganzen Querschnitt ermittelt und graphisch dargestellt werden.

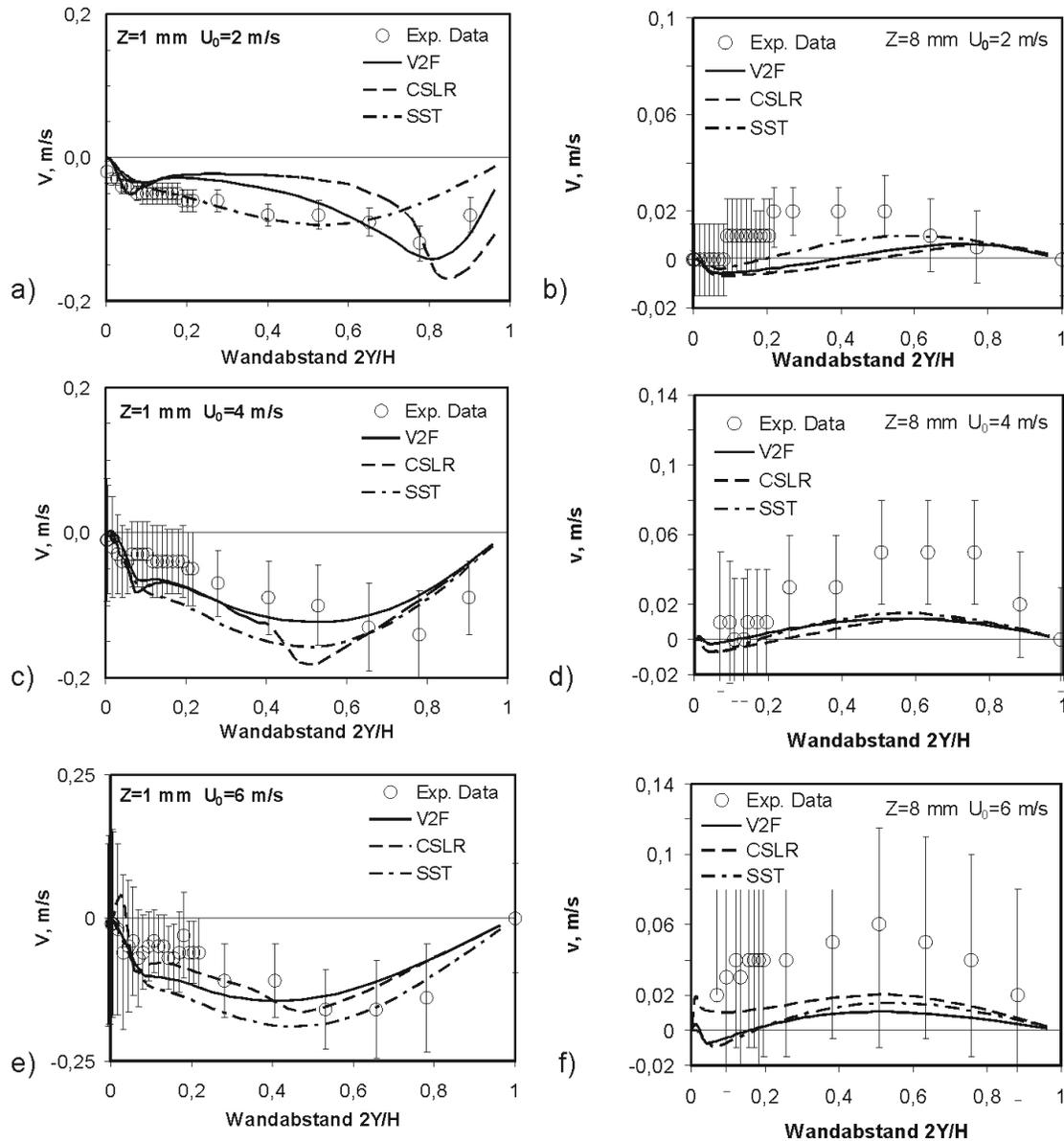


Abbildung 6.17: Vergleich der gemessenen und gerechneten Geschwindigkeitsprofile in wandnormaler Richtung als Funktion des Wandabstands  $2y/H$  für die Ebenen  $z=1\text{mm}$  und  $z=8\text{mm}$  bei unterschiedlichen Hauptströmungsgeschwindigkeiten. (a, b)  $U_0=2\text{m/s}$ ; (c, d)  $U_0=4\text{m/s}$ ; (e, f)  $U_0=6\text{m/s}$ .

### 6.3.3.3 Wirbelausbildung in der Nähe der Seitenwand

Alle Turbulenzmodelle ermitteln zwei größere Wirbelpaare in der Nähe der Seitenwand. Die Wirbel entstehen in der Nähe der normalen zur Seitenwand Symmetrieebene etwa 20mm stromauf des Düsenaustritts. Die Abbildung 6.18 illustriert schematisch die Entwicklung der Wirbelpaare.

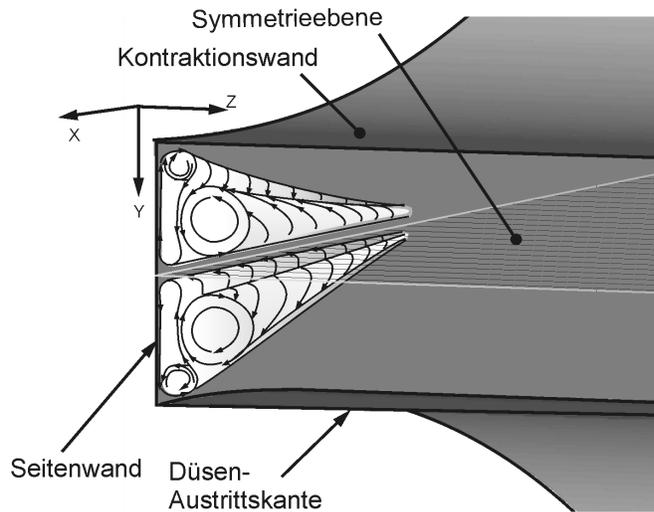


Abbildung 6.18: Schematisch dargestellte Ausbildung der Wirbelpaare in der Düsenströmung in der Nähe der Seitenwand am Ende der Düsenkontraktion.

Um die Strömungsprozesse in der Wandnähe zu verdeutlichen, wurden die unter Verwendung der verschiedenen Turbulenzmodelle berechneten Vektorfelder der Quergeschwindigkeit in einer Querschnittsebene  $x=5\text{mm}$  stromab der Kontraktion in Abbildungen 6.19, graphisch dargestellt. Gezeigt wird in der Abbildung 6.19 die Düsenecke mit der Kontraktionswand oben und der Seitenwand links; unten liegt die Symmetrieebene. Die vertikalen gestrichelten geraden zeigen die Messebenen bei  $z=1\text{mm}$  und  $z=8\text{mm}$ . Zum Erleichterung der Diskussion sind aus dem berechneten Richtungsvektorfeld die großskalige Wirbelbewegung durch Pfeilsymbole hervorgehoben.

Durch den axialen Druckgradienten werden entlang der Seitenwand gestreckte Wirbel induziert. Die Strömung fließt von der Symmetrieebene ( $y=1$ ) entlang der Seitenwand in Richtung  $y=0$  und wird dabei beschleunigt. In der Ecke ( $y=0$ ;  $z=0$ ) wird sie aus Kontinuitätsgründen um  $90^\circ$  umgelenkt. Hier erreicht die Normalgeschwindigkeit ihr Maximum, das bis zu 5% der Hauptströmungsgeschwindigkeit betragen kann. Durch diese relativ hohe Geschwindigkeit entsteht in der Ecke ein kleiner aber hochenergetischer Wirbel. Dieser Bereich liegt bei allen Modellen in der Messebene  $z=1\text{mm}$ . Der Wirbel verursacht eine Vergrößerung der Grenzschichtdicke an der Wand (vergleiche Abbildung 6.14) und Gradienten in den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen in Wandnähe.

Da im Fall der mittleren Geschwindigkeiten von 2 und 4m/s die Strömung noch relaminarisiert ist kann dieser Wirbel nicht durch die Gradienten der Reynolds-Spannungen entstehen. Mit einem linearen SST Modell kann man, bedingt durch die darin erhaltene Annahme der Turbulenzanisotropie, derartige Wirbel nicht berechnen. Ein Teil der Strömung fließt nach der Umlenkung zur Symmetrieebene zurück und wird erneut beschleunigt. Diese Strömung liegt im Bereich der Messebene  $z=1\text{mm}$  und kann experimentell erfasst werden. Im Bereich der maximalen Beschleunigung erreicht der Quergeschwindigkeit ihren maximalen Wert. Näher zur Symmetrieebene wird die Strömung gebremst und bildet einen großen entgegengesetzt rotierenden Wirbel.

Bei  $U_0=2\text{m/s}$  nähert sich die beschleunigte Strömung der Symmetrieebene. Sie führt dann zusammen mit dem symmetrisch gelagerten Wirbel das Fluid von der Seitenwand weg und verursacht bei diesem Umlenkungsprozess eine starke Deformation des Geschwindigkeitsprofils in Hauptströmungsrichtung. Mit steigender Hauptströmungsgeschwindigkeit verlagert sich der Wirbel von der Symmetrieachse in Richtung Wand und seine Wirkung auf das Geschwindigkeitsprofil wird schwächer.

Das CSLR Turbulenzmodell (Abbildung 6.19 a) berechnet diesen Effekt bei  $U_0=2\text{m/s}$  sehr nah an der Symmetrieachse. Die Strömungsgeschwindigkeit ist dabei so hoch, dass sich an der Seitenwand lediglich ein kleines Rezirkulationsgebiet ausbildet. Dadurch wird die Deformation des Geschwindigkeitsprofils in Hauptströmungsrichtung und damit das Quergeschwindigkeitsmaximum überschätzt.

Ein in etwa ähnliches Verhalten zeigt das V2F Modell. Die Lage des großskaligen Wirbels für  $U_0=2\text{m/s}$  wird aber besser wiedergegeben. Das zeigt die gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsprofile mit den Messergebnissen, die in der Abbildung 6.17a dargestellt sind.

Das SST Model zeigt dagegen kaum eine Änderung der Wirbelposition. Bei 2m/s berechnet das SST Modell die Wirbelposition entfernt von der Symmetrieachse und unterschätzt damit die Wirkung des Wirbels auf die Hauptströmungsgeschwindigkeit. Der großskalige Wirbel erstreckt sich bis zur Messebene  $z=8\text{mm}$ . Dies ist ein Grund für die Änderung der Strömungsrichtung der Normalgeschwindigkeitskomponente, wie in den Abbildungen 6.17b, d und f dargestellt ist.

Die Abweichung der von Turbulenzmodellen berechneten Werten der Quergeschwindigkeit von den Messdaten in der Messebene  $z=8\text{mm}$  kann man mit der unterschätzten lateralen Erstreckung dieses Wirbelgebietes erklären. Da die Wirkung des Wirbels auf die Hauptströmung hier sehr schwach ist, ist dies nur von untergeordneter Bedeutung.

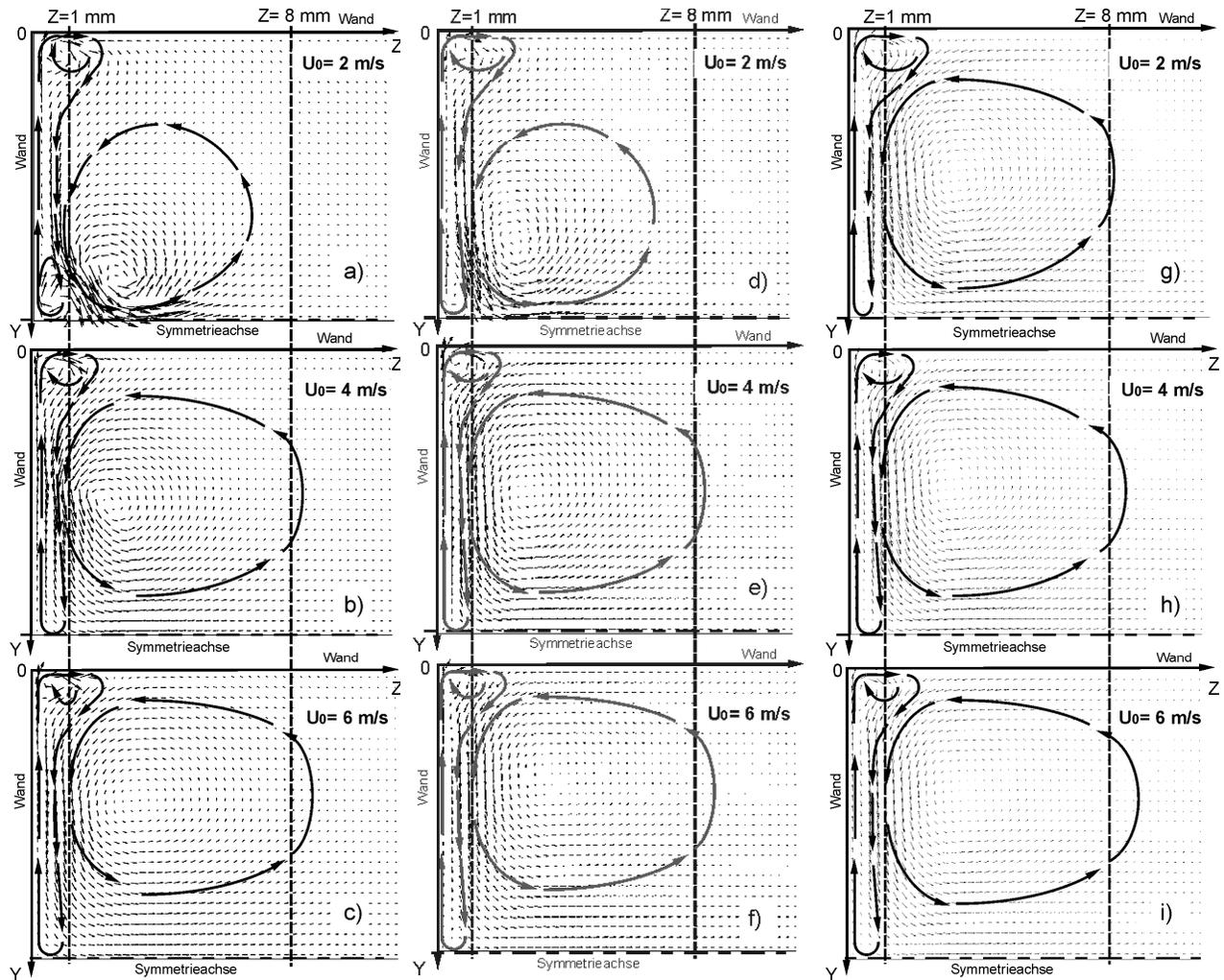


Abbildung 6.19: Mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen berechnete Vektorfelder der Quergeschwindigkeit in einer Ebene  $x=5\text{mm}$  nach dem Kontraktionsende der Düse bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten. (a-c) CSLR; (d-f) V2F; g-i) SST.

#### 6.4 Bewertung der Rechenergebnisse

Das Potenzial der vier Turbulenzmodelle V2F, CSLR, SST und CLLR die Relaminarisierung der beschleunigten Düsenströmung und die Wirkung der Seitenwände auf die Entwicklung der Sekundärströmungen zu berechnen wurde mit Hilfe experimentell ermittelter Daten analysiert. Die Schlussfolgerungen aus den Diskussionen der vorangegangenen Abschnitte kann man in folgender Weise zusammenfassen:

- Das V2F Model kann für die Berechnung der Düsenströmung ohne Einschränkungen eingesetzt werden. Der zusätzliche Rechenaufwand, der durch zwei zusätzliche Gleichungen für die Normalspannung  $\overline{u_n^2}$  und die Umverteilungsfunktion  $f$  entsteht, ist sehr gering und hat keine praktische Bedeutung.

- Das CSLR Modell kann zwar die Relaminarisierung der Grenzschicht simulieren, unterschätzt aber den Turbulenzgrad in der Wandnähe bei niedrigeren Reynoldszahlen ( $Re < 10^5$ ). Das Modell reagiert sehr sensitiv auf Veränderungen der Eintrittsbedingungen und Auflösungen im wandnahen Bereich. Durch die nichtlinearen Erweiterungen und Dämpfungsfunktionen ist das CSLR Modell weniger stabil im Konvergenzverhalten und benötigt mehr Recheniterationen als die anderen betrachteten Verfahren.
- Das SST Model ist nicht in der Lage, die Änderung der Grenzschichtstruktur bei Strömungen mit Grenzschichtrelaminarisierung zu erfassen. Insbesondere kann das Modell die Abweichung des realen Geschwindigkeitsprofils von dem logarithmischen Wandgesetz für turbulente Strömungen und die Dämpfung der Turbulenzintensität auch nicht qualitativ berechnen.
- Das CLLR Modell ermittelt eine übermäßige Produktion der turbulenten kinetischen Energie in Zonen mit starker Strömungsbeschleunigung und eignet sich daher nicht für die Simulation der Düsenströmung.

Nur wenn eine vollturbulente Strömung mit einer turbulenten Grenzschicht vorliegt, also bei hohen Reynoldszahlen ( $Re > 2 \times 10^5$ ), ist auch eine Anwendung der CSLR und SST Modelle ohne Einschränkung hinsichtlich der Erfassung wesentlicher Effekte möglich.

Alle Modelle können ohne zusätzliche Erweiterungen die Wirkung einer Wandrauigkeit auf die Turbulenz nicht erfassen. Einige praktische Empfehlungen für Erweiterungen der Low-Re Turbulenzmodelle zur Berücksichtigung der Wandrauigkeit sind in der Arbeit J. Picket (2001) in einem höheren Detaillierungsgrad nachzulesen.

Die Wirkung der Seitenwand auf die Grenzschichtstruktur wird von allen getesteten Turbulenzmodellen mit einigen nicht signifikanten Abweichungen im Vergleich mit Messergebnissen richtig wiedergegeben. Alle Turbulenzmodelle berechnen die Grenzschichtdicke in der Nähe der Düsenhecke mit relativ guter Genauigkeit, wie ein Vergleich mit den Messergebnissen zeigt.

- Das CSLR Model überschätzt die Wirbelstärke und ihre Wirkung auf die Deformation des Hauptströmungsgeschwindigkeitsprofils in der Nähe der Seitenwand bei kleineren Geschwindigkeiten bis 3m/s.
- Das SST Model ist nicht in der Lage, die Positionsänderung des großskaligen Wirbels mit der steigenden Strömungsgeschwindigkeit zu erfassen.
- Das V2F Modell zeigt auch hier etwas bessere Ergebnisse als die anderen Turbulenzmodelle, insbesondere bei kleineren Geschwindigkeiten bis 3m/s.

### **6.5. Ermittlung eines validierten Anwendungsbereiches der Turbulenzmodelle für Auslegungsrechnungen einer Flüssigmetalltargetdüsenströmung**

Die Validierung der Turbulenzmodelle hat gezeigt, dass einige Turbulenzmodelle nur begrenzt für die Simulation der Düsenströmung eingesetzt werden können. Der Einsatzbereich der Modelle hängt wesentlich davon, ob eine mögliche Relaminarisierung der turbulenten Grenzschicht stattfindet.

Das einfachste Kriterium zum Einsatz einer Relaminarisierung  $K_{acc} > 3,5 \times 10^{-6}$  kann keine definite Angabe über den Verlauf der Relaminarisierung geben, weil bei diesem Kriterium keine Wirkung der Außenturbulenz in der Strömung berücksichtigt wird. Die anderen im Kapitel 3 erwähnten Kriterien sind mit der detaillierten analytischen Untersuchung der Grenzschicht verbunden. Ihre Anwendung ist besonders schwierig, sobald die Geometrie der Düse noch nicht bekannt ist.

Als einfacher Weg für eine erste Abschätzung bietet sich die Untersuchung einer beschleunigten Senkenströmung mit der gleichen Kontraktion und Länge wie die der Düse an. Die Senkenströmung ist die Strömung zwischen zwei konvergenten Platten, wobei die lokale Reynolds-Zahl und der Beschleunigungskoeffizient konstant bleiben. Wenn die Beschleunigung und damit der Druckgradient groß ist, wird die Grenzschicht relaminarisiert und nach Rosenhead (1963) ist der Parameter  $C_f K_{acc}^{-1/2}$  gut geeignet, die Relaminarisierung der Grenzschicht festzulegen. Er gibt einen kritischen Wert der Größe  $C_f K_{acc}^{-1/2} = 2,31$  an. Ist dieser Wert kleiner als 2,31, so erfolgt eine Relaminarisierung der Grenzschicht.

In der Abbildung 6.20 sind die Werte  $C_f K_{acc}^{-1/2}$  als Funktion der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit für einige technische Anwendungen eingetragen. Die waagerechte Linie  $C_f K_{acc}^{-1/2} = 2,31$  zeigt die Relaminarisierungsgrenze. Da auf die Relaminarisierung einige unbekannte Faktoren wie das reale Düsenprofil mit der variablen Beschleunigung, oder die Wandrauigkeit Einfluss haben, sind auch Abweichungen nach oben oder unten von dieser Grenzbedingung möglich. Wir betrachten im nachfolgenden die bereits früher erwähnten Experimente.

In den JAERI Wassereperimenten relaminarisiert die Grenzschicht bei Geschwindigkeiten unter 10m/s. Dem Graphen 6.20 ist klar zu entnehmen, dass sich bei 10m/s der  $C_f K_{acc}^{-1/2}$  Wert dem Relaminarisierungsbereich nähert und bei 5m/s schon in der Relaminarisierungszone liegt. In den KALLA Wassereperimenten wurde bereits bei Geschwindigkeiten von weniger als 6m/s eine Relaminarisierung gemessen. Für 7m/s konnte ein turbulenter Charakter der Grenzschicht zweifelsfrei gemessen werden. Aber gemäß der Abgrenzung durch Rosenhead (1983) liegt der  $C_f K_{acc}^{-1/2}$  -Wert für 7m/s noch im laminaren Bereich.

Das heißt, für den Fall der JAERI Experimente mit Geschwindigkeiten von 5 bis 10m/s und auch für die KALLA Experimente mit Geschwindigkeiten 6 und 7m/s sind Simulationen mit dem V2F Turbulenzmodell zwingend erforderlich, um das eventuelle Einsetzen einer Relaminarisierung zu erfassen, da lediglich dieses in der Lage ist, den transitionellen Grenzschichtströmungscharakter adäquat qualitativ und quantitativ abzubilden. Dies gilt auch für die Düsenströmung des NUSTAR Targets im Geschwindigkeitsbereich von 5 bis 10m/s sowie für das IFMIF Target bei Geschwindigkeiten unterhalb von 10m/s.

Im unteren Bereich der Parameterwerte  $C_f K_{acc}^{-1/2} < 2,31$ , in dem die Grenzschichtströmung völlig relaminarisiert wird, wie beispielsweise beim FRANZ Target, sind auch Simulationsrechnungen mit Hilfe des CSLR Modells möglich.

Und für die Parameterwerte weit über den kritischen Werten, wie sie für das IFMIF Target oberhalb von 10m/s mittlerer Düsenaustrittsgeschwindigkeiten zutreffen, können Simulationen mit allen drei

Modellen V2F, CSLR und SST mit ausreichender Abbildung aller physikalischer Effekte mit hinreichender Genauigkeit durchgeführt werden, sofern sich die numerische Diskretisierung in einem vernünftigen Rahmen befindet.

Als ein exemplarisches Beispiel für den Einsatz des V2F Modells für die Optimierung eines Düsenprofils wird in dem Anhang B eine parametrische Studie unterschiedlicher Düsenprofile für das IFMIF Target vorgestellt.

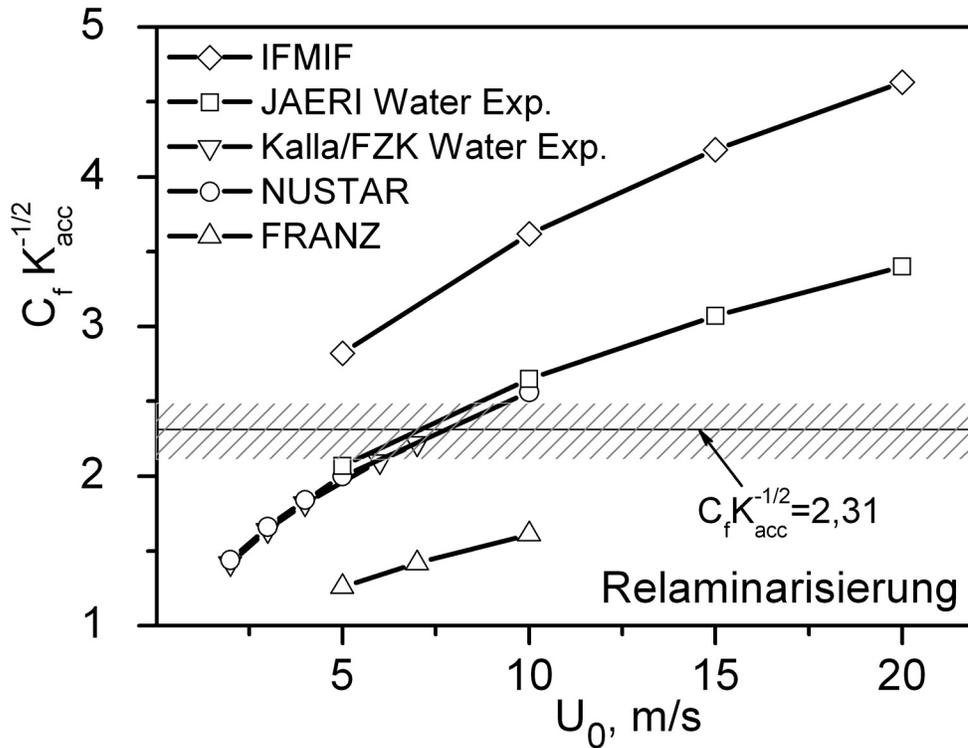


Abbildung 6.20: Änderung des  $C_f K_{acc}^{-1/2}$ -Wertes in Abhängigkeit von der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten typischer flüssigmetallgekühlter Targets.

## 7. Turbulenzmodellvalidierung in freien Oberflächenströmungen

### 7.1. Geführte freie Oberflächenströmungen

#### 7.1.1. Spurenwellen durch punktuelle Störungen

Hierbei liegt ein Lithiumexperiment der Osaka Universität, das von Kondo et al. (2006) durchgeführt worden ist, vor. In ihm wird die Entstehung und Ausbreitung von Wellen auf einer freien Strömungsoberfläche analysiert, die durch punktuelle Störungen auf der Düsenkante verursacht werden. Die Abbildung 7.1 zeigt eine Skizze des Versuchsaufbaus. Hierbei wird Lithium in einer zweistufigen Düse mit Gesamtkontraktionsrate 10 und einem Düsenquerschnitt am Austritt von  $10 \times 70 \text{ mm}^2$  beschleunigt und fließt im Anschluss entlang eines horizontalen, rechteckigen von oben geöffneten Kanals normal zum Schwerfeld. Die Experimente wurden bei mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten von 1 bis 15 m/s durchgeführt. Das umgebende Gas an der Flüssig-Gas-Grenzfläche ist Argon, das unter einem Überdruck von 0,15 MPa angelegt worden ist.

Nach mehreren Versuchen setzten sich auf der Düsenkante dauerhaft Störkörper aus festen chemischen Lithiumverbindungen ab. Diese verursachten Wellen auf der freien Oberfläche. Die Wellenausbreitung bei Lithiumgeschwindigkeiten 5 und 10 m/s sind in den Photographien der Abbildungen 7.3a und 7.4a illustriert. Durch die Beleuchtung werden auf den Photos Wellenerhebungen durch hellgraue Bereiche und die Wellentäler als dunkle Zonen auf der Lithiumoberfläche wiedergegeben. Die gestrichelten weißen Linien auf den Abbildungen deuten die ungefähre Position der Wellenberge der ersten Wellenphase mit  $n = 0,5$  an, nähere Details sind im Kapitel 4 und speziell der Relation 4.2 erläutert worden.

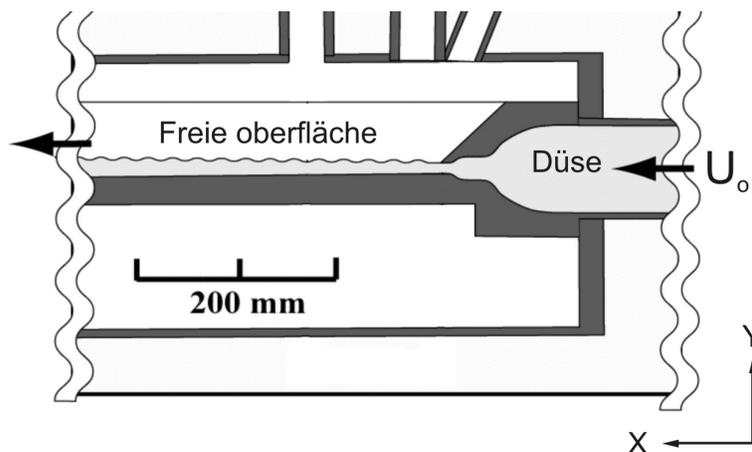


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung des Schnitts der Lithiumteststrecke des freien Oberflächenexperiments der Osaka Universität aus Kondo et al. (2006).

#### 7.1.1.2 Auswahl geeigneter Turbulenzmodelle

Zur Nachbildung des Experimentes wurden zwei Simulationsrechnungen mit den mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten 5 m/s und 10 m/s durchgeführt. Bereits im Abschnitt 4.4 wurde dargestellt, dass bei freien Oberflächenströmungen die Störungsstruktur der Oberfläche auch durch niederfrequente

turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen aus dem Kern des Flüssigkeitsfilms signifikant beeinflusst werden kann.

Daher werden zur Simulation der beobachteten Wellenphänomene neben denen auf zeitliche Mittelung der Reynolds-Gleichungen basierenden Verfahren, den sogenannten RANS-Methoden auch zeitabhängige Simulationsverfahren eingesetzt, die dem instationären Charakter relativ langsam ablaufender Vorgänge Rechnung tragen. Jedoch wurde auf eine direkte numerische Simulation (DNS) wegen des hohen erforderlichen Rechenbedarfs verzichtet, vielmehr wurden im kommerziellen Rechenprogramm verfügbare Grobstrukturmodelle für die Simulationsrechnungen genutzt, die in Fachsprachgebrauch auch als Large-Eddy-Simulations (LES) bezeichnet werden.

In dem hier betrachteten Fall handelt es sich um das V2F Modell vom RANS-Typ sowie das LES-Verfahren mit dem Smagorinsky SSG (Sub Grid Scale) Turbulenzmodell.

### 7.1.1.3 Gitternetz, Randbedingungen und numerisches Verfahren

Da die Reynolds-Zahlen bei mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten von 5 und 10m/s im Bereich von  $10^5$  liegen, ist bei der Gittergenerierung eine sehr feine Auflösung insbesondere bei der Vernetzung des wandnahen Bereiches erforderlich. Dies gilt sowohl für das LES-Verfahren als auch für V2F Modell.

Um Wellen auf der freien Oberfläche mit Wellenlängen von weniger als 1mm auflösen zu können, ist ebenfalls eine feine Gitterauflösung in der Nähe der freien Oberfläche zwingend erforderlich. Eine adäquate Düsenaustrittsbedingung benötigt ebenso eine Vernetzung des Strömungsgebiets mit einem Teil der Düse aus dem Bereich der zweiten Kontraktionsstufe. Dies bedingt eine großen Zellenanzahl und damit eine signifikante Steigerung der Rechenzeit. Um das Rechengbiet zu reduzieren, wurde lediglich eine Hälfte der Teststrecke von der Seitenwand bis zur Symmetrieebene unter Verwendung von Symmetriebedingungen modelliert. Das bedeutet, dass am Symmetrierand die Normalableitungen der abhängigen Variablen und die Normalgeschwindigkeit verschwinden.

Während sich RANS-Verfahren diese Randbedingungen als zulässig erwiesen haben, können sie bei Verwendung in LES-Simulationen in einigen Fällen zur Dämpfung der Turbulenz in der Nähe der Symmetrieebene führen.

Da die Quergeschwindigkeit in dem hier betrachteten Fall klein gegenüber der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung ist, ist der Fehler durch die verwendete Symmetriebedingung vernachlässigbar klein. Darüber hinaus ist die potenziell instabile freie Grenzfläche hinreichend weit von der Symmetrieffläche entfernt, um einen Beitrag zu deren Deformation zu leisten.

Die Simulation der Geometrie erfolgt mittels eines strukturierten Gitters aus  $1,9 \times 10^6$  Fluidelementen, das in der Abbildung 7.2 schematisch darstellt ist. Das Gittervolumen im untersuchten Bereich beträgt  $50 \times 4 \times 35 \text{mm}^3$  in Richtung der entsprechenden Koordinaten  $x$ ,  $y$  und  $z$  und es ist aus  $200 \times 40 \times 150$  Zellen aufgebaut. Dies entspricht in etwa dem in Photo erfassten Bereich. Der wandnahe Bereich in der Düse und im Kanal wurde mit Hilfe von 25 Zellenreihen aufgelöst. In einem Abstand von 17,5mm von der Sei-

tenwand wurde an der Düsenkante ein Hindernis der Abmessungen von  $0,5 \times 0,5 \times 0,5 \text{ mm}^3$  eingesetzt. Dabei überschreitet  $y^+$ -Wert an der Wand nicht den Wert 5.

Das LES Verfahren zur Simulationen der turbulenten Strömungen benötigt als Randbedingungen am Eintritt in das Rechengebiet eine Art Turbulenzanregung beispielsweise durch die Eingabe artifizierlicher Fluktuationen aller drei Geschwindigkeitskomponenten. Dafür benutzt man die Daten aus einer gesonderten LES Rechnung als Eingabedaten, oder man modelliert eine hinreichend lange Einlaufänge, in der sich die quasi Turbulenz von sich selbst entwickelt. Sowohl die experimentellen Daten von Itoh et al. (1999) als auch die Rechnungen zeigen, dass die Grenzschicht der Düsenströmung für mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeiten unterhalb von 10m/s relaminarisiert wird. Besonders stark ist die Relaminarisierung in der ersten Kontraktionsstufe mit der Kontraktionsrate 4, in der die turbulenten Fluktuationen in der Grenzschicht unterdrückt werden. Deshalb gibt man in der Grenzschicht am Eingang keine Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten bei der Rechnung vor. Vorgegeben werden lediglich die Geschwindigkeitsprofile und die Turbulenzintensität aus den Simulationsrechnungen der Düsenströmung mit dem V2F Model.

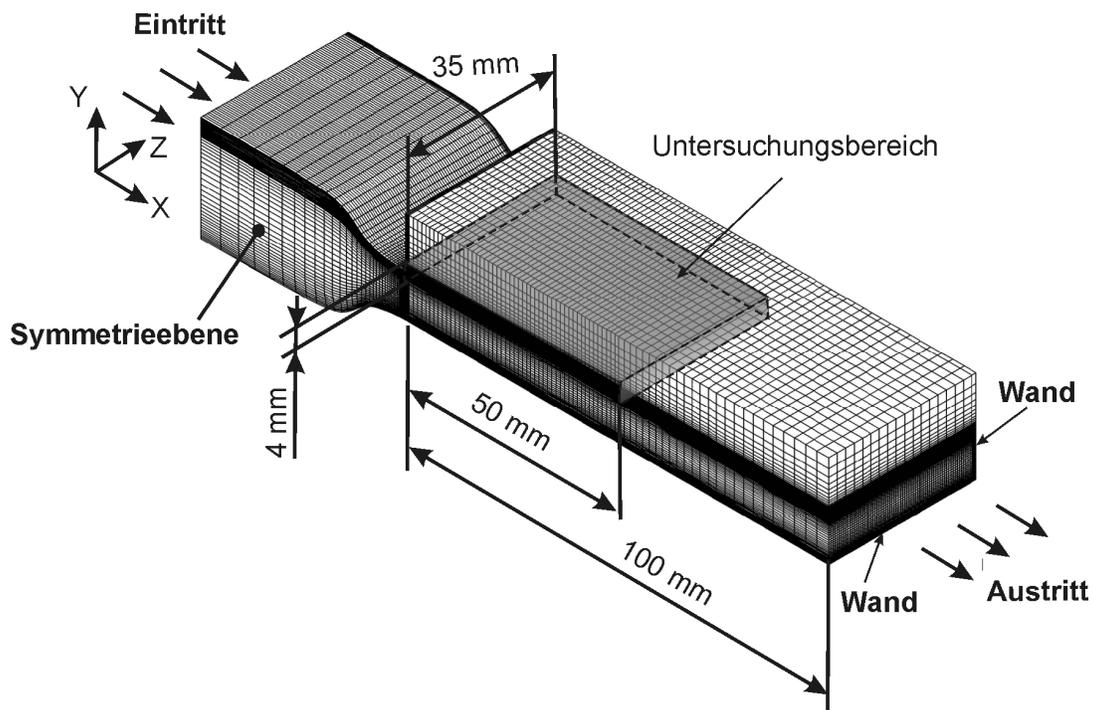


Abbildung 7.2: Generiertes numerisches Netz zur Nachrechnung der Lithiumexperimente von Kondo et al. (2006).

Auf den Wänden wird eine Wandhaftung als Randbedingung unterstellt. Hinsichtlich der Fluide Lithium und Argon werden konstante thermophysikalische Eigenschaften bei einer Temperatur von 250°C angenommen.

Die transienten Analysen erfolgen mit Hilfe der Volume of Fluid Methode (VOF) und des PISO Algorithmus (Pressure-Implicit with Splitting of Operators). Bei der Diskretisierung wurde das MARS- Diskretisierungsverfahren ausgewählt. Dieses Verfahren 2. Ordnung ist sehr robust und auch für stark deformierte

Netze gut geeignet. Um eine scharfe Trennung der Gas-Flüssigkeits-Grenzfläche zu abbilden, wird das sogenannte, High-Resolution Interface-Capturing (HRIC) Schema für die konvektiven Terme verwendet. Die zeitliche Diskretisierung wird in allen Simulationen so gewählt, dass die maximale Courant Zahl den Wert 0,5 nicht überschreitet, wobei die Courant Zahl wie folgt definiert ist  $Co = \frac{U \Delta t}{\Delta x}$ . Darin beschreibt  $U$  die Geschwindigkeit,  $\Delta t$  den diskreten Zeitschritt und  $\Delta x$  die Maschenweite des Netzes.

### 7.1.1.4 Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Experimenten

Die Abbildung 7.3 zeigt ein Foto der experimentell beobachteten Wellen auf der Lithiumoberfläche bei einer mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von 5m/s. Sie wird mit numerischen Rechenergebnissen zum Zeitschritt 0,1s verglichen. Die simulierte freie Oberfläche wird als seitlich beleuchtete reflektierende Isofläche des VOF-Skalars mit  $\alpha=0,5$  dargestellt. Zusätzlich zu den Simulationsergebnissen sind auf den Diagrammen 7.3a und b die analytischen Abschätzungen der Wellenausbreitung eingetragen. Der Vergleich Simulation mit dem Experimenten und der analytischen Abschätzung (Konturen auf den Diagrammen) zeigt, dass beide Verfahren die räumliche Verteilung der stationären Wellen gut wiedergeben. Ein Vergleich Abbildungen 7.3b und 7.3c zeigt lediglich marginale Abweichungen beider Modelle im Winkel zwischen den Wellen und der Strömungsrichtung.

Das V2F Model bildet aber nur die ersten Wellenberge mit den größten Amplituden gut ab. Das LES dagegen gibt nicht nur die zweite Wellenphase wieder sondern auch kleinere Strukturen mit Amplituden, die nicht größer als 0.1mm sind. Diese Wellen kann man nicht eindeutig auf dem Photo identifizieren, weil im Experiment die Wellen, die durch die anderen Störungsquellen entstehen, das gesamte Bild der Wellenausbreitung beeinflussen. Es ist auch möglich, dass diese Wellen durch die turbulenten Schwankungen in der Nähe der Grenzfläche sowohl im Lithium als auch im Argon entstehen.

Da für die Targetanforderungen derart kleine Schwankungen der Filmdicke keine praktische Bedeutung haben, kann man die Fähigkeit der beiden Modelle die Spurenwellen zu reproduzieren als gut bezeichnen.

Die Abbildung 7.4 zeigt den Vergleich zwischen den Aufnahmen und Simulationen bei einer mittleren Lithiumgeschwindigkeit von 10m/s. Da die Qualität der Aufnahmen nicht so hoch wie bei 5m/s ist, kann man nur die erste Wellenphase erkennen und damit den Abstand zwischen zwei Wellenbergen nur ungenau bestimmen. Beide Turbulenzmodelle aber zeigen ein ähnliches Verhalten der Wellen in der Simulation wie im Experiment beobachtet. Mit steigender Geschwindigkeit wird der Winkel zwischen der Welle und der Strömungsrichtung kleiner.

Das LES-Verfahren berechnet einen etwas größeren Winkel als die analytischen Abschätzungen. Ein Vergleich der Wellenamplituden ist kaum möglich, da keine zuverlässigen quantitativen Messergebnisse vorliegen.

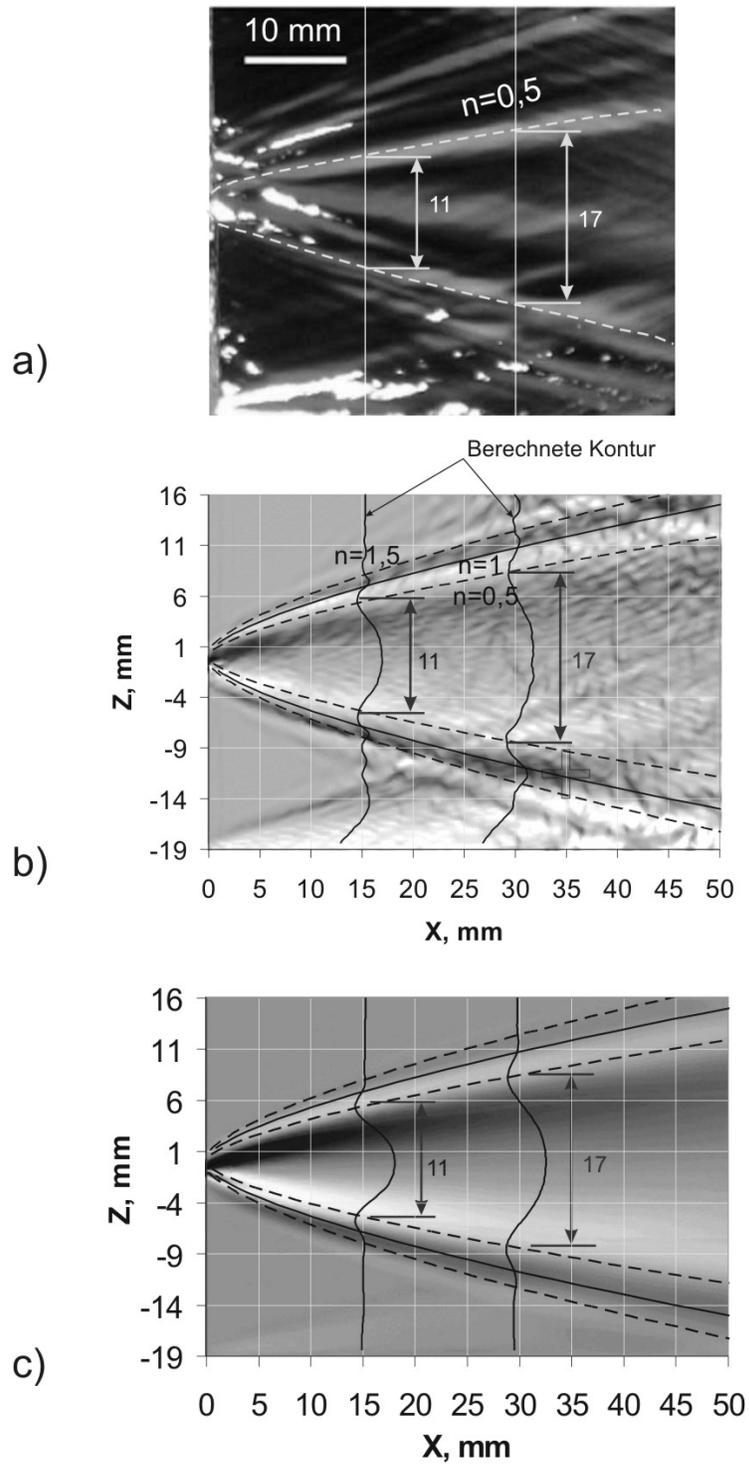


Abbildung 7.3: Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche verursacht durch Störstellen aus festen Ablagerungen an der Düsenkante; Geschwindigkeit am Düsenaustritt  $U_0 = 5 \text{ m/s}$ . Experimentelle Beobachtungen (a) Osaka Un. Kondo et al. (2006) verglichen mit CFD-Simulationen (b) LES und (c) V2F.

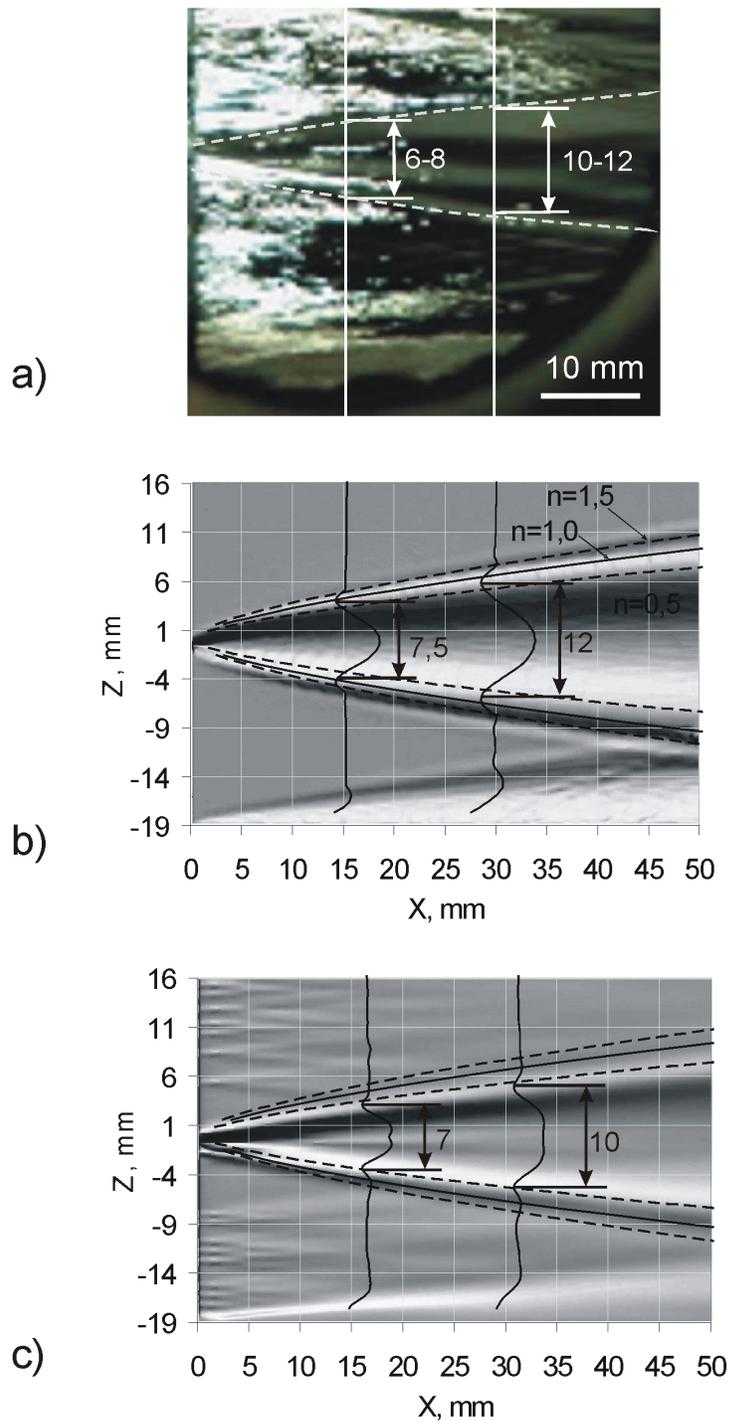


Abbildung 7.4: Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche verursacht durch Störstellen aus festen Ablagerungen an der Düsenkante; Geschwindigkeit am Düsenaustritt  $U_0 = 10 \text{ m/s}$ . Experimentelle Beobachtungen (a) Osaka Un. Kondo et al. (2006) verglichen mit CFD-Simulationen (b) LES und (c) V2F.

### 7.1.2 Freien Oberflächenwellen durch lokale Strömungsablösungen an der Düsenkante.

#### 7.1.2.1 Beschreibung des Experiments

In der Wassertestanlage des IPPE / Obninsk (Loginov et al, 2006) wird die Stabilität der Oberfläche eines rechteckigen Wasserstrahls entlang einer gekrümmten Wand untersucht. Der Aufbau der Teststrecke ähnelt der Target-Konstruktion des IFMIF-Targets und ist in der Abbildung 7.5 dargestellt. Das Wasser fließt durch eine Zweistufigendüse mit der Kontraktionsrate 10 auf eine konkav gekrümmte Oberfläche eines offenen rechteckigen Kanals. Der Düsenaustrittsquerschnitt beträgt  $8 \times 70 \text{ mm}^2$ . Die Wassergeschwindigkeit variiert zwischen 10 und 20 m/s. Die Experimente werden an Luft bei Umgebungsdruck (0,1 MPa) durchgeführt. Schon die ersten Versuchen mit unterschiedlichen Düsenformen zeigten, dass abgerundete Düsenkanten oder eine geringe Divergenz der Düsenwand mit scharfer Kante zu Bodenwand zu einer Anregung von Longitudinalwellen führt. Diese verlaufen nahezu parallel zur Seitenwand. Den experimentellen Befund illustriert das Photo 7.7a.

Um die Wirkung der Form der Düsenkante auf die Stabilität der freien Oberfläche zu untersuchen, wird die Neigung der Düsenwand in der Nähe des Düsenaustritts variiert. Dadurch kann man die Neigung der Düsenwand im Vergleich zur Ausrichtung der freien Oberfläche in einem Winkelbereich zwischen  $\gamma = -1^\circ$  bis  $\gamma = 5^\circ$  einstellen.

Die experimentellen Beobachtungen zeigen, dass sich mit wachsender Wanddivergenz am Düsenaustritt die Wellenlänge der Oberflächenstörung vergrößert. In einem bestimmten Abstand von der Düsenkante laufen benachbarte Wellen zusammen und es bilden sich durch Überlagerung neue Wellenberge aus. Die Ursache für die Entstehung der Wellen ist eine Strömungsablösung in der Nähe der Düsenkante. Die Lage der Ablösungsgebiete wird von mehreren Faktoren, wie der Wandrauigkeit, der Wandbenetzung und der Intensität der turbulenten Fluktuationen beeinflusst. Sie ist nur schwer zu quantifizieren. Die Wellen entstehen sobald der Neigungswinkel der Divergenz den Wert  $\gamma = 0,5^\circ$  übersteigt.

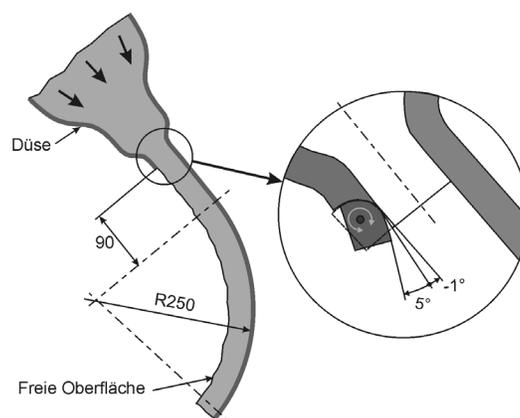


Abbildung 7.5: Schematische Darstellung der Teststrecke der Wassertestanlage am IPPE/Obninsk aus Loginiv et al. (2006).

Die Anzahl der Wellen variiert in der Zeit, manchmal entstehen nach einander drei bis fünf Wellen mit Amplituden von bis zu 5mm, zuweilen auch bis zu zwanzig Wellen mit kleineren aber immer noch

deutlich erfassbaren Amplituden der Größenordnung 0,5-1mm. Dieses Strömungsverhalten verschwindet sobald der Winkel negativ wird und es bildet sich eine stabile glatte Wasseroberfläche aus.

Der wesentliche Unterschied zum ersten Fall besteht darin, dass diese Instabilitätsquellen nicht ortsfest sind. Mit diesem ausgewählten Validierungsexperiment soll nachgewiesen werden, ob die verschiedenen Turbulenzmodelle eine lokale Strömungsablösung an der Düsenkante reproduzieren und die dadurch ausgelösten Wellenvorgänge erfassen können. Da einige wichtige Einflussfaktoren, wie der Zustand der Düsenkante und der Benetzungswinkel nicht bekannt sind, beschränkt sich die Validierung der Turbulenzmodelle auf einen qualitativen Vergleich. Desweiteren sind keine exakten experimentellen Daten über die beobachteten Wellenlängen und Amplituden verfügbar.

Für die Simulationsrechnungen wurde eine Divergenz der Düsenwand von  $\gamma=2^\circ$  und einer mittleren Geschwindigkeit des Wasserstrahls am Düsenaustritt von  $U_0=10\text{m/s}$  angenommen.

### 7.1.2.2 Gitternetz und Randbedingungen

Die Diskretisierung des Rechengebietes entspricht dem im Abschnitt 7.1.1.3 angenommenen Verfahrens. Auch hier wird lediglich eine Hälfte des Strahls unter Annahme von Symmetriebedingungen modelliert. Da das Breiten- zu Tiefenverhältnis des Wasserstrahls relativ groß ist und gleichzeitig die Quergeschwindigkeit gegenüber der Hauptgeschwindigkeit klein ist, hat die Annahme symmetrischer Randbedingungen einen geringen Einfluss auf die Simulationsergebnisse.

Das Gitter besteht aus  $2,3 \times 10^6$  Fluidelementen und ist in der Abbildung 7.6 dargestellt. In der Nähe der freien Oberfläche wurden Zellen mit Längen von 0,5mm in Haupt- beziehungsweise Querrichtung und Längen von 0,02 bis 0,1mm in normal zur freien Oberfläche verwendet. Der  $y^+$  Wert an der Wand beträgt weniger als 5.

Wie bei dem im Abschnitt 7.1.1 beschriebenen Experiment werden auch hier die Eintrittsbedingungen aus den Rechenergebnissen der Düsenströmung, die mit dem V2F-Modell gewonnen wurden ohne die Eingabe spezifischer Geschwindigkeitsfluktuationen in der Grenzschicht verwendet.

Für Wasser und Luft werden konstante thermophysikalische Stoffwerte bei einer Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  angenommen.

### 7.1.2.3 Simulationsergebnisse

Die Abbildung 7.7 zeigt einen Vergleich der Simulationsergebnisse mit denen der experimentellen Beobachtungen. Das Photo in der Abbildung 7.7a illustriert die experimentell beobachtete Ausbreitung der longitudinalen Wellenstrukturen auf der Wasseroberfläche.

Die Strömungsablösungen sind an der divergenten Düsenwand, die aus dem durchsichtigen Plexiglas gefertigt wurde, als helle Gebiete in der Nähe der Düsenkante zu erkennen. Die simulierte freie Wasseroberfläche wird in den Abbildungen 7.7 b,c als seitlich beleuchtete reflektierende Isofläche des VOF-Skalars mit  $\alpha=0,5$  dargestellt.

Um die Ablösegebiete an der Düsenwand zu beobachten, werden alle Wände transparent dargestellt.

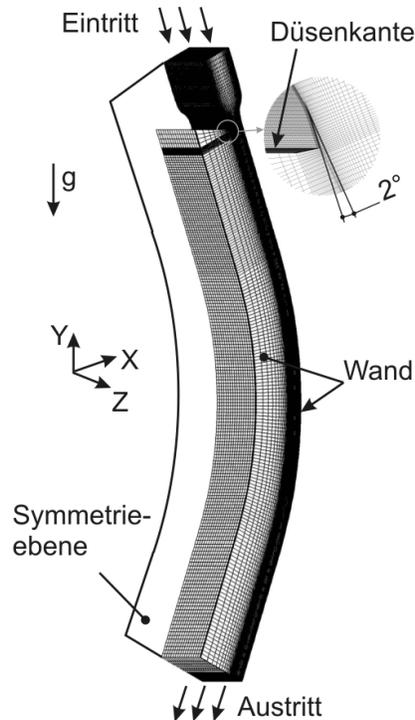


Abbildung 7.6: Generiertes numerisches Netz zur Nachrechnung der Wasserexperimente aus Loginov et al. (2006).

Wie der Abbildung 7.7b zu entnehmen ist, zeigt das V2F Modell keine lokalen Ablösungsgebiete in Nähe der Düsenkante. Die Ablösungslinie liegt parallel zu der Düsenkante und es entstehen deshalb keine Wellen auf der freien Oberfläche.

Wie alle RANS-Turbulenzmodelle, kann das V2F Modell keine großskaligen turbulenten Wirbel auflösen und ist dadurch nicht in der Lage, instationär wirkende Störungsquellen adäquat abzubilden.

Die LES-Simulationen hingegen zeigen dagegen deutlich lokale Ablösegebiete, wie die Abbildung 7.7c illustriert. Die Schwankungen der Quergeschwindigkeit normal zur Wand verursachen eine Strömungsablösung, die bereits unmittelbar nach dem Düsenaustritt zur Ausbildung von Oberflächenwellen führt. Diese pflanzen sich in Strömungsrichtung fort.

Die Abbildungen 7.8 stellen die Konturänderungen der freien Wasseroberfläche in einem Strömungsquerschnitt unmittelbar nach dem Austritt aus der Düse dar. Die Graphenserie (a) zeigt die momentane Oberflächenkontur in vier Zeitschritten in einer Zeitspanne von 60 Millisekunden. Die Isofarbflächen der Abbildung 7.8b charakterisieren die nach 0,06s gemittelten Fluktuationen der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente vor dem divergenten Düsenaustritt. Dieser Bereich befindet sich wenige Millimeter stromab der Kontraktion, nämlich dort wo relaminarisierte Grenzschicht wieder in eine turbulente Grenzschicht übergeht. In einem Wandabstand von etwa 2mm befinden sich Bereiche mit hohen Geschwindigkeitsfluktuationen. Ein Vergleich der Abbildungen 7.8 zeigt, dass die lokale Position hoher Geschwindigkeitsfluktuationen in der Düse vor dem Austritt direkt mit der Ausbildung großer Wellentäler nach der Düse korreliert.

Die Lage der Wellenberge- und Täler in  $z$ -Richtung bleibt im zeitlichen Mittel konstant. Diese Fluktuationsgebiete werden offensichtlich von Görtler Instabilitäten verursacht, die im Kontraktionsteil der Düse an den konkaven Wänden entstehen. Da die Görtler-Zahl (Gleichung 4.7) am Eintritt in den Düsenkontraktionsbereich  $G\delta_{02}=12$  beträgt und damit den kritischen Wert  $G\delta_{02}\approx 7$  überschreitet, entstehen Görtler Instabilitäten im ersten Düsenkontraktionsteil. Wie die Abbildung 7.8 zeigt, beträgt der mittlere Abstand zwischen lokalen Bereichen mit hohen wandnormalen Geschwindigkeitsschwankungen etwa 3-5mm und entspricht damit der typischen Wellenlänge von Görtler-Längswirbeln mit einer Abmessung von  $175 \nu/u_{\tau}$ . Darin ist  $\nu$  die kinematische Viskosität und  $u_{\tau}$  die Schubspannungsgeschwindigkeit. Die Ausbildung der Görtler Wirbel in der Düsengrenzschichtströmung längs der konkaven Wand wird auch durch experimentelle Untersuchungen von Takagi et al. (2000) bestätigt, der die Entwicklung der Görtler Wirbel an der konkaven Wand in einem kontrahierten Windkanal beobachtet hat.

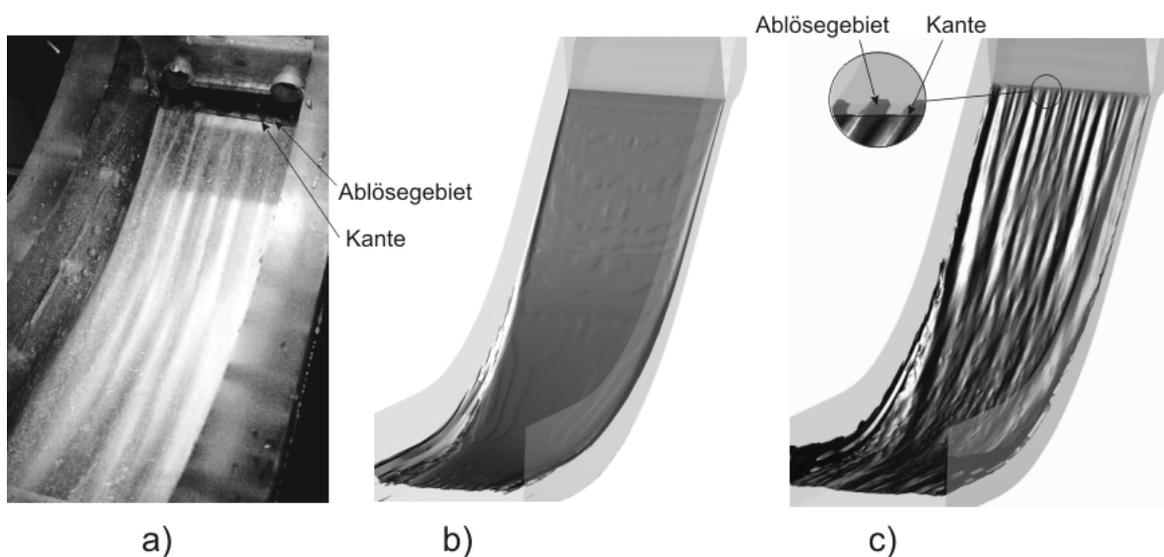


Abbildung 7.7: Wellenausbreitung auf der freien Oberfläche, die durch Strömungsablösungen an der Düsenkante verursacht werden. Experimentelle Beobachtungen aus Loginov et al. (2006) (a), verglichen mit Simulationen (b) V2F und (c) LES. Wassergeschwindigkeit am Düsenaustritt 10m/s.

In der zweiten Kontraktionshälfte werden durch die stabilisierende Wirkung der konvexen Wände und die der lokalen Beschleunigung Geschwindigkeitsschwankungen, insbesondere der in Hauptströmungsrichtung, stark gedämpft. Die Dämpfung hemmt eine weitere Entwicklung der Görtler-Wirbel. Die hohen Fluktuationen der Normalgeschwindigkeit in diesen Strömungsgebieten bleiben jedoch bis zum Düsenaustritt erhalten.

In der Nähe des Düsenaustritts sind die Instabilitäten schwach und verursachen keine Sekundärströmungen. Sie führen aber zu unregelmäßigen Strömungsablösungen an der divergenten Wand. Ähnlich wie beim Experimenten verlaufen die Wellenberge- und -täler nahezu parallel unter sehr kleinem Neigungswinkeln zur Hauptströmungsrichtung und gehen schließlich ab einem bestimmten Abstand von der Düsenkante stromab ineinander über. Da die Rechnungen nur für eine Zeitspanne 0,5s durchgeführt wur-

den blieb, im Unterschied zu den experimentellen Beobachtungen, die Wellenzahl in den Simulationsrechnungen konstant. Festgestellt wurde aber eine leichte Wanderung der Wellen in Querrichtung.

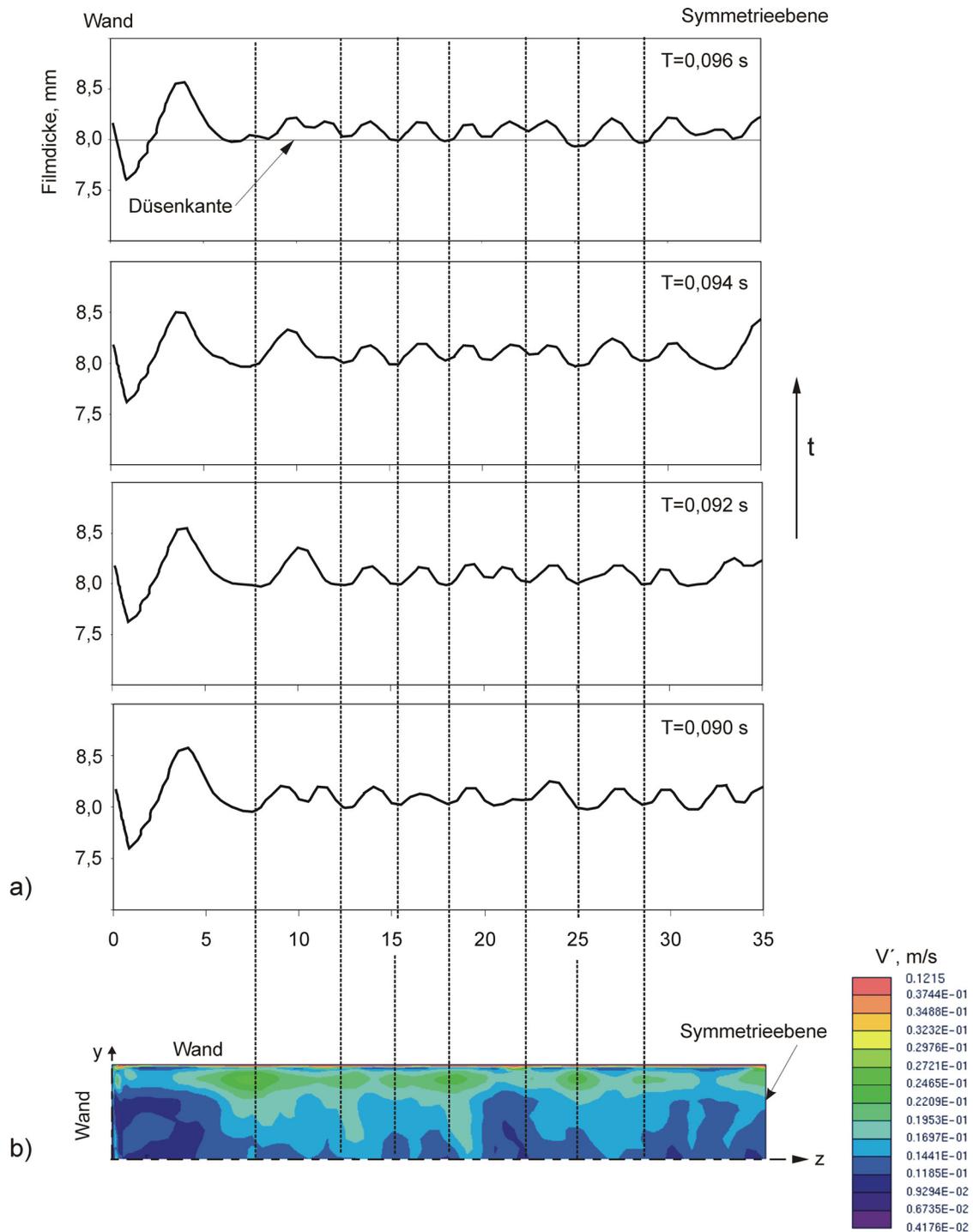


Abbildung 7.8: Berechnete Kontur der freien Wasseroberfläche unmittelbar nach dem Düsenaustritt (a) und die Isotachen der wandnormalen Geschwindigkeitsfluktuationen (b) vor Eintritt in den divergenten Düsenbereich bei  $U_0 = 10\text{ m/s}$ .

### 7.1.3. Instabilitäten durch Zentrifugalkräfte

#### 7.1.3.1 Experimenteller Aufbau

Strömungen entlang konkaver Wände können unter der Wirkung von Zentrifugalkräften instabil werden. Es entstehen dann so genannte Görtler-Wirbel, sobald eine kritische Geschwindigkeit überschritten wird. Da diese bei höheren Anströmgeschwindigkeiten und nach größeren Lauflagen instationär werden, sind RANS-Verfahren nicht in der Lage, diese Art der Instabilitäten adäquat zu erfassen. Die LES-Methode ist dagegen zur Modellierung der Grenzschicht an der konkaven Wand gut geeignet, da sie Görtler-Wirbel direkt simulieren kann.

Die Leistungsfähigkeit der LES-Methode, das Entstehen von Görtler-Wirbeln zu simulieren, wird anhand der von Swearingen et al. (1987) durchgeführten Experimente validiert. Die Experimente wurden in einer Luftströmung innerhalb eines gekrümmten, 2440mm langen Kanals des Querschnitts  $200 \times 150 \text{ mm}^2$  und des Krümmungsradius von 3200mm durchgeführt. Die Abbildung 7.9 zeigt schematisch den Aufbau.

Die mittlere Luftgeschwindigkeit von 5m/s entspricht dem Reynoldszahl Bereich  $10^4 \leq Re_x \leq 4 \times 10^5$  und einer Görtler-Zahl von 0,5 bis 10. Die gemessene mittlere Wellenlänge  $\lambda$  in der Querrichtung liegt bei  $\lambda = 18 \text{ mm}$ . Experimentelle Geschwindigkeitsprofile normal zur Wand liegen an verschiedenen Positionen  $x$  der Wandkoordinate, siehe hierzu Abbildung 7.9, vor.

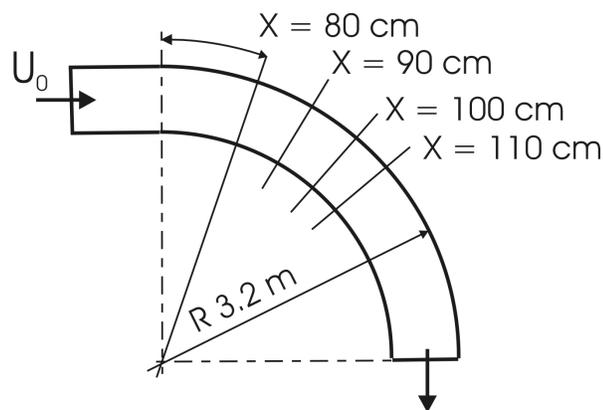


Abbildung 7.9: Schematische Darstellung der Experimente mit einer Luftströmung entlang einer konkaven Wand nach Swearingen et al. (1987).  $x=80, 90, 100, 110 \text{ cm}$  bezeichnen Messebenen stromab des Beginns der gekrümmten Strecke.

#### 7.1.3.2 Gitternetz und Randbedingungen

Die Simulationsrechnungen werden mit Hilfe des LES-SSG Modells durchgeführt. Das Rechengebiet umfasst den geraden und gekrümmten Teil des Kanals. Die gekrümmte Strecke ist 2500mm lang und 80mm breit und besteht aus  $2 \times 10^6$  Fluidelementen. Die Zahl der Elemente in der Grenzschicht mit einer Dicke von etwa 8mm beträgt  $51 \times 81$  Elemente in  $y$ - und  $z$ -Richtung. In der Strömungsrichtung variieren die Länge der Elemente zwischen 1mm und 6mm.

Das Geschwindigkeitsprofil wird in einer geraden 800mm langen Strecke entwickelt, die in etwa einer Länge von 80 Grenzschichtdicken entspricht. An den Seiten in Querrichtung werden periodische Randbedingungen angenommen. Die Simulation wird für einen Zeitraum von 5s mit einer Zeitdiskretisierung von  $2 \times 10^{-4}$  s durchgeführt. Die maximale Courant Zahl beträgt  $Co=0,8$ .

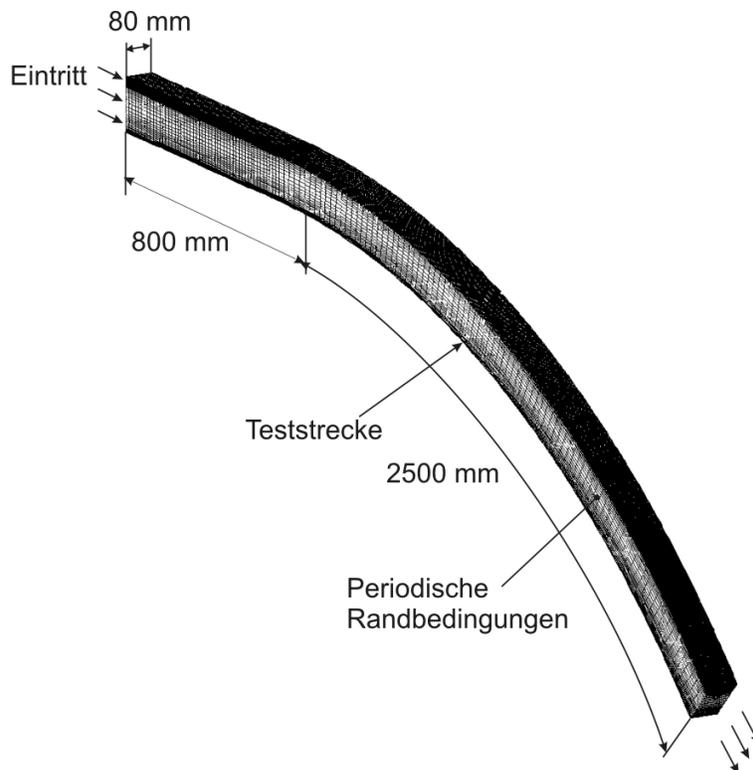


Abbildung 7.10: Generiertes numerisches Netz der Teststrecke aus Swearingen et al. (1987).

### 7.1.3.3 Simulationsergebnisse für Sekundärströmungen

Eine Validierung der Fähigkeit zur Simulation potenziell auftretender Sekundärströmungen erfordert nicht nur eine qualitative Erfassung der Sekundärströmung sondern auch eine quantitative Aussage zu deren Entwicklung und Dissipation. Nur dieser Aspekt gewährleistet, dass alle in der Strömung auftretenden Effekte in adäquater Weise berücksichtigt werden

Die Abbildung 7.11 zeigt einen Vergleich berechneter und gemessener Isotachen der Hauptströmungsgeschwindigkeiten in verschiedenen Ebenen stromab. Die Rechenergebnisse zeigen eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Messungen für die Entwicklung der Görtler Wirbel. In der Ebene  $x=80$  cm zeigen sowohl die Isolinienfelder aus den Experimenten als auch der Simulationsrechnungen wachsende Wirbelstrukturen. Weiter stromab dehnt sich die Wirkung der Wirbelstrukturen auf die gesamte Grenzschicht aus und wächst schließlich darüber hinaus. Die Wirbel wachsen dabei normal zur Wand und erreichen eine Ausdehnung von etwa zwei Blasius-Grenzschichten. Dabei zeigen die Simulationen nur marginale Abweichungen hinsichtlich der berechneten Wellenlänge in Querrichtung. In der Ebene bei  $x=110$  cm beginnen die Wirbel durch die Intensivierung der Mischung und Entwicklung der turbulenten Wechselwirkung zu zerfallen. Wie die Görtler-Wirbel auf die Grenzschicht

## 7. Turbulenzmodellvalidierung in freien Oberflächenströmungen

wirken, zeigt die Abbildung 7.12. Die Diagramme der Abbildung 7.12 zeigen die gemessenen und gerechneten dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  in Schnittebenen, die die Wirbelachsen enthalten, für verschiedene Positionen stromab. An den Stellen  $x=80, 90$  und  $100\text{cm}$  der Wandkoordinate gibt die Simulationsrechnung die Ausbildung des S-förmigen Profils sowie die Position des Profilwendepunkts angedeutet durch schwarze Punkte in der Abbildung 7.12a mit guter Genauigkeit wieder.

Stromab, in der Ebene bei  $x=110\text{cm}$  treten Abweichungen zwischen Rechnungen und Messungen auf. Während das Experiment ab der Ebene bei  $x=120\text{cm}$  ein turbulentes Geschwindigkeitsprofil aufweist, gibt die Simulationsrechnung die Transition erst ab der Ebene bei  $x=140\text{cm}$  wieder.

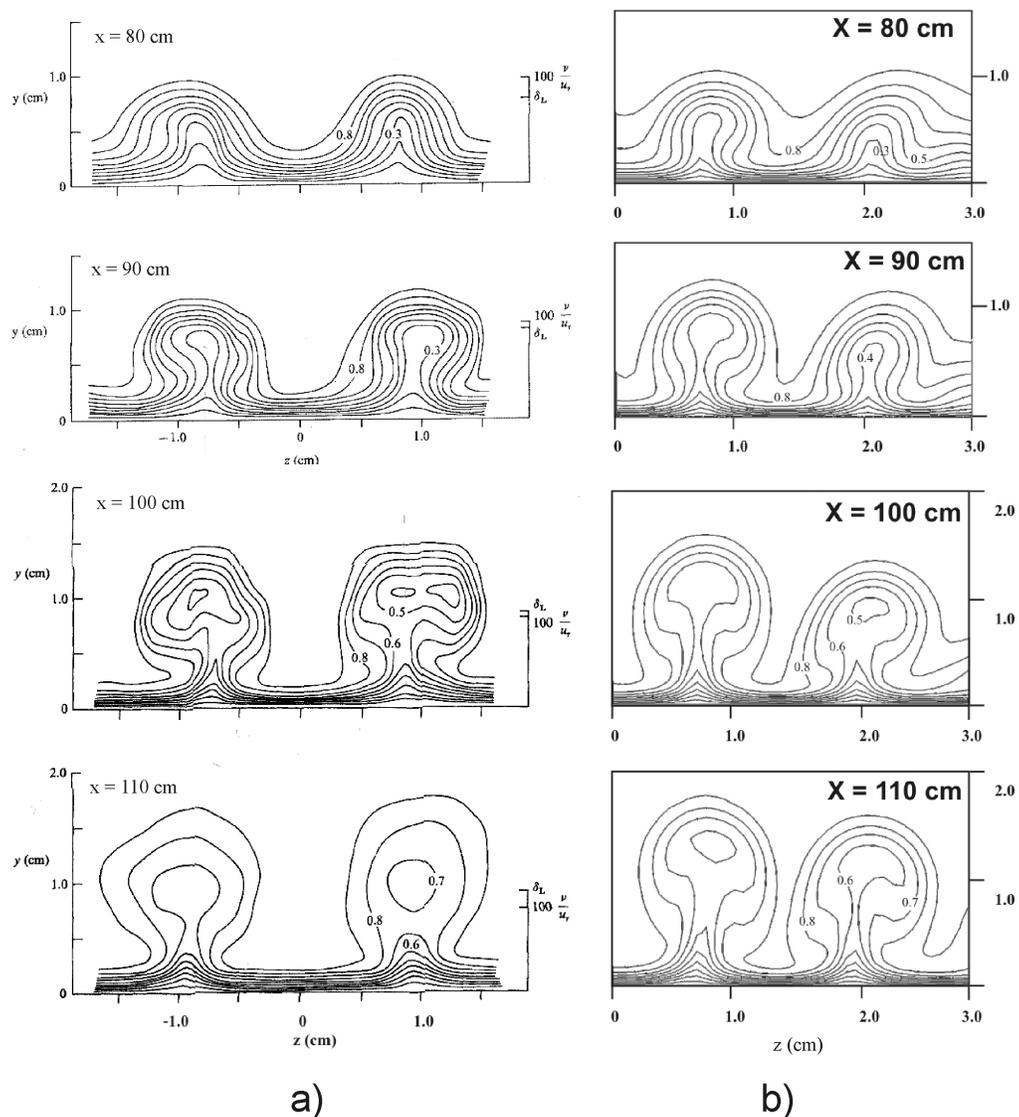


Abbildung 7.11: Vergleich der a) gemessenen Isotachen der Hauptströmung und b) der berechneten Werte in verschiedenen wandnormalen Ebenen  $x = \text{const}$  stromab für eine Reynoldszahl  $10^4 < Re_x < 4 \times 10^5$ .

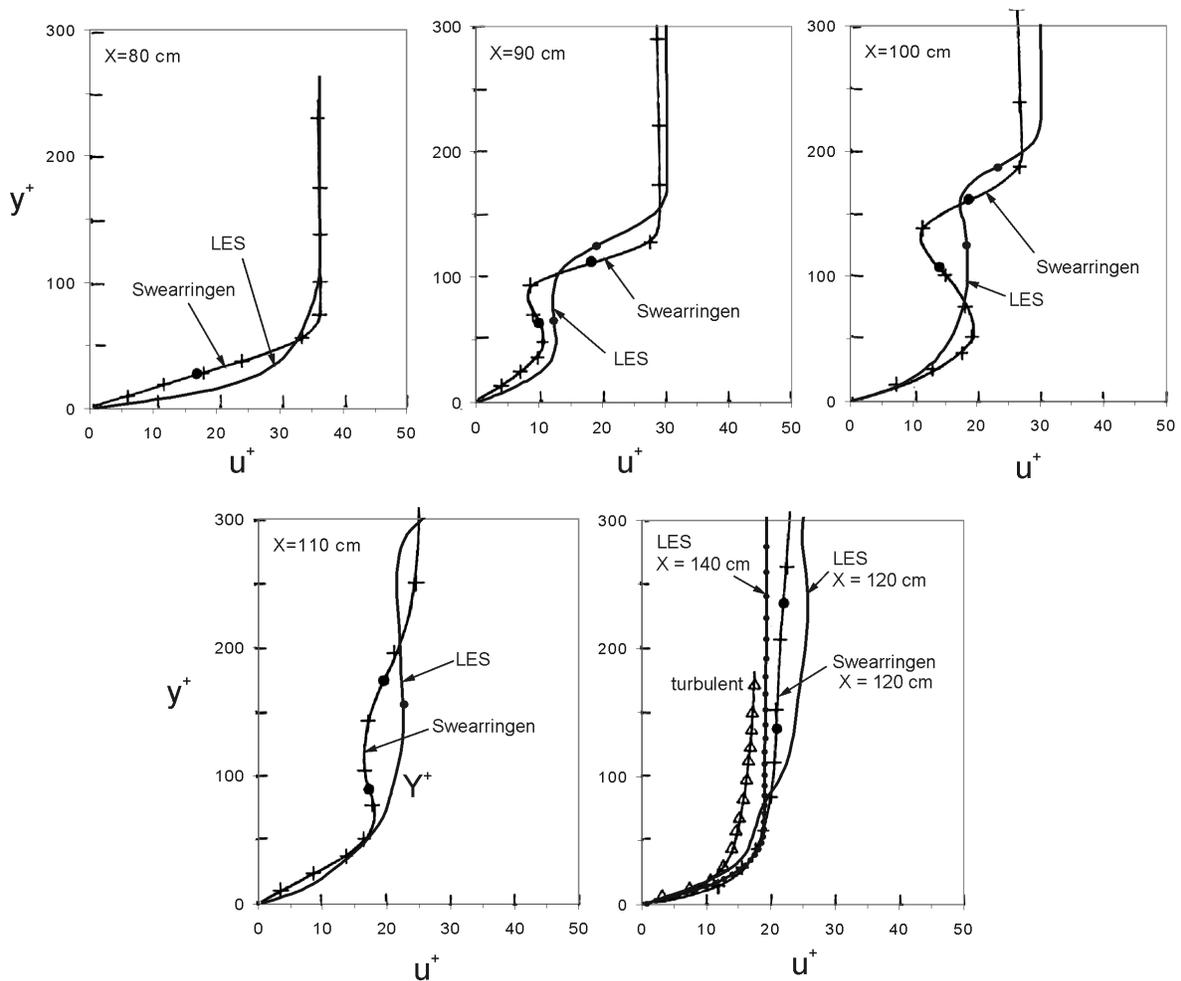


Abbildung 7.12: Vergleich der gemessenen und gerechneten dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile  $u^+$  als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+$  in der Schnittebene durch die Achse des Wirbels (für LES  $z = 1,8$  cm) in verschiedenen  $x$ -Ebenen stromabwärts.

In der Abbildung 7.13 sind zum Vergleich mit Hilfe von Rauchföhnchenverfahren visualisierte Wirbelstrukturen mit den berechneten Isotachenflächen der in der Grenzschicht ( $0,85 U_0$ ) nebeneinander gestellt. Die Simulation zeigt im Vergleich zum Experiment ähnliches Verhalten sowohl in der Entwicklung wie auch beim Zerfall der Wirbelstrukturen. Die Simulation zeigt einen sinusoidalen Modus der Sekundärinstabilität von zwei möglichen (sinusoidalen und varikosen), die im Experiment beobachtet wurde. Im Experiment variiert der Bereich, in dem stromab Wirbel beobachtet wurden, zwischen den Ebenen bei  $x=90$  und  $x=120$ cm.

Angesichts der Unkenntnis der fehlenden Angaben über die genauen Eingangsbedingungen des Experiments ist die Erfassung dieser Sekundärströmungsinstabilitäten durch die Simulationsrechnung als gut zu bewerten.

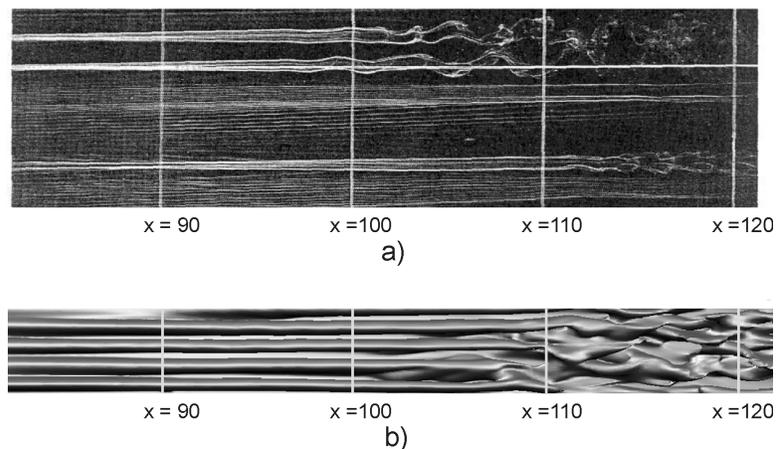


Abbildung 7.13: Vergleich der mit Hilfe des Rauchföhnchensverfahrens visualisierten Wirbelstrukturen (a) mit den berechneten Isotachen in der Grenzschicht ( $0,85 U_0$ ) (b).

### 7.2 Freistrahlen

#### 7.2.1 Kapillarwellen und Oberflächenspannungskräfte

Im Kapitel 4 wurde erwähnt, dass die Querschnittsänderung rechteckigförmiger Freistrahlen vergleichbarer Dicke und Tiefe von Oberflächenspannungskräften und Wellen beeinflusst wird, die sich von den Düsenecken ausbreiten.

Ein zu validierendes Turbulenzmodell muss daher in der Lage sein, diese beiden simultan auftretenden Effekte zu erfassen und mit guter Genauigkeit abzubilden.

Zur Validierung der Turbulenzmodelle werden hierfür Experimente eines vertikalen Wasserfreistrahls, die im KALLA Labor des FZK (Stoppel et al., 2008) durchgeführt werden, verwendet. Das vertikale Wasserfreistrahlexperiment hat ein rechteckigen Querschnitt der Abmessungen  $16 \times 70 \text{ mm}^2$  und wird in Luft und unter einem Vakuum von  $10^3 \text{ Pa}$  untersucht. Die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit variiert zwischen  $U_0 = 2 \text{ m/s}$  bis  $7 \text{ m/s}$ . Die hydraulischen Parameter der Düsenströmung und des Freistrahls entsprechen den Betriebsbedingungen des Lithiumtargets der Super-FRS Anlage.

Die Abbildung 6.10 zeigt die geometrischen Abmessungen der Teststrecke mit den wichtigen Komponenten. Die Änderung der freien Oberfläche wird mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen. Die Kontur des Freistrahls an der Grenzoberfläche Flüssigkeit-Gas wird in einer Ebene  $x = 50 \text{ mm}$  stromab des Düsenaustritts- das entspricht der Position des  $U^{238}$ -Strahls in Super-FRS - mit einer Laserlichtschnitttechnik visualisiert und quantitativ mit Hilfe des LDA Verfahrens gemessen.

Da die turbulenten Schwankungen keinen oder einen nur geringen Einfluss auf die zu untersuchenden Effekte haben, wird zur Validierung lediglich das V2F Turbulenzmodell hinsichtlich seiner Leistungsfähigkeit untersucht.

### 7.2.2 Numerisches Gitternetz und Randbedingungen

Die Simulationen verwendet ein strukturiertes Gitter mit  $2,5 \times 10^6$  Fluidelementen. Auch wird lediglich ein Viertel des Strahls unter Annahme von Symmetriebedingungen simuliert. Innerhalb der Düsenströmung werden die letzten 10mm stromauf des Düsenaustritts diskretisiert.

Als Eintrittsbedingungen fungieren die Verteilungen der Geschwindigkeitskomponenten und der turbulenten Parameter der mit Hilfe des V2F-Modells durchgeführten Düsenströmungsrechnungen. Die Zellgröße in Nähe der freien Oberfläche variiert zwischen 0,05mm und 0,5mm in Querrichtung ( $y,z$ ) und zwischen 0,2 m und 2 m in Strömungsrichtung ( $x$ ). Die gewählte zeitliche Diskretisierung entspricht einer maximalen Courant-Zahl von  $Co=0,5$ .

### 7.2.3 Simulationsergebnisse

Die Abbildungen 7.14 zeigen aufgenommene und simulierte Oberflächen des Wasserfreistrahls in  $xz$ -Ebene bei einer mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $U_0=2\text{m/s}$ . Die Experimente zeigen in der Abbildung 7.14a, dass sich von beiden Ecken der Düse ausgehend Kapillarwellen ausbilden. Diese breiten sich stromab in Richtung der Freistrahlsymmetrieachse aus. Gleichzeitig runden sich die Ecken des Strahls infolge der Wirkung der Oberflächenspannung der Flüssigkeit ab. Die scharfbegrenzten hellen Gebiete sowohl am linken als auch an den rechten seitlichen Rändern des Strahles zeigen den Bereich, in dem sich die kapillaren Wellen auf der Schmalseite des Strahls treffen und zu einer Verdickung des Strahles in  $z$ -Richtung führen.

Stromab wächst der Einfluss der Oberflächenspannungskräfte und der Strahl zieht sich zusammen. Diesen Verlauf gibt auch die Darstellung der Ergebnisse aus Simulationsrechnungen in der Abbildung 7.13b wieder.

Die Abbildungen 7.15 und 7.16 zeigen einen Vergleich zwischen gemessener und numerisch simulierter räumlicher Ausbreitung der Kapillarwellen in der  $xz$ - Ebene bei mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten von  $U_0=2$  bis  $5\text{m/s}$  mit einer analytischen Abschätzung ausgeführt nach Gleichungen 4.1-4.3 des Abschnitts 4.2.2.

Trotz der vergleichsweise geringen Qualität der Aufnahmen durch die unregelmäßige Wasseroberflächenstruktur bei Geschwindigkeiten von 4 und  $5\text{m/s}$ , ist die Entwicklung der ersten Wellenphase erkennbar durch die helleren Bereiche deutlich erkennbar.

Die schwarzen Strichlinien markieren die Lage der Wellenberge und die durchgezogenen Linien zeigen die der Wellentäler der analytischen Abschätzung. Man findet in allen Grafen eine gute Übereinstimmung zwischen der Simulation und dem experimentellen Befund. Auf der rechten Seite der Abbildungen 7.15 und 7.16 ist die Schmalseite des Strahls dargestellt. Diesen Grafen kann man entnehmen, dass die Position der Koaleszenz der Wellen aus den beiden Düsenecken ausgedrückt durch die Größe  $h_1$  mit der analytischen Abschätzung der Wellenausbreitung gut übereinstimmt.

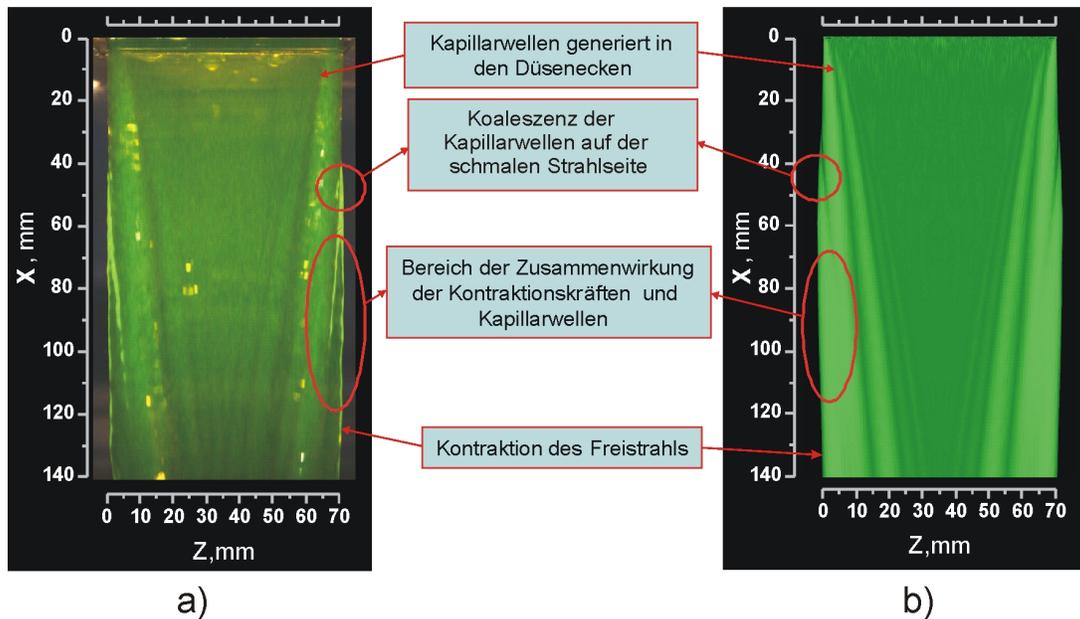


Abbildung 7.14: Experimentelle Beobachtung (a) und Simulation (b) der Oberfläche eines vertikalen Wasserfreistrahls mit rechteckigem Querschnitt bei einer mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von 2m/s in der xz-Ebene.

Die Abbildung 7.17 illustriert die Erstreckung von Kapillarwellen auf der Schmalseite und ihren Einfluss auf den Querschnitt des Wasserstrahls.

Die Bilder zeigen eine Seitenansicht der experimentell beobachteten und simulierten Strahloberflächen für vier verschiedene Geschwindigkeiten. Zusätzlich zeigen die Bilder Querschnittskonturen des Freistrahls in einer Ebene  $x=50\text{mm}$  stromab der Düsenkante.

Experimente und Simulationen zeigen eine gleiche Wirkung der Wellen und Oberflächenspannungskräfte auf die Änderung der Querschnittsform abhängig von der Geschwindigkeit. Steigende Geschwindigkeiten führen zu einer Verringerung des Ausbreitungswinkels der Kapillarwellen. Damit verschiebt sich auch die Position des Koaleszenzpunktes  $h_1$  stromabwärts.

Im Falle der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $U_0=2\text{m/s}$  (siehe Abbildung 7.17a), verschmelzen sich beide Kapillarwellen über der yz-Messebene bei  $x=50\text{mm}$ . Obwohl der Freistrahls unter der Wirkung der Oberflächenspannung schneller kontrahiert wird, ist die effektive Strahlbreite in der yz-Messebene bei  $U_0=2\text{m/s}$  am größten.

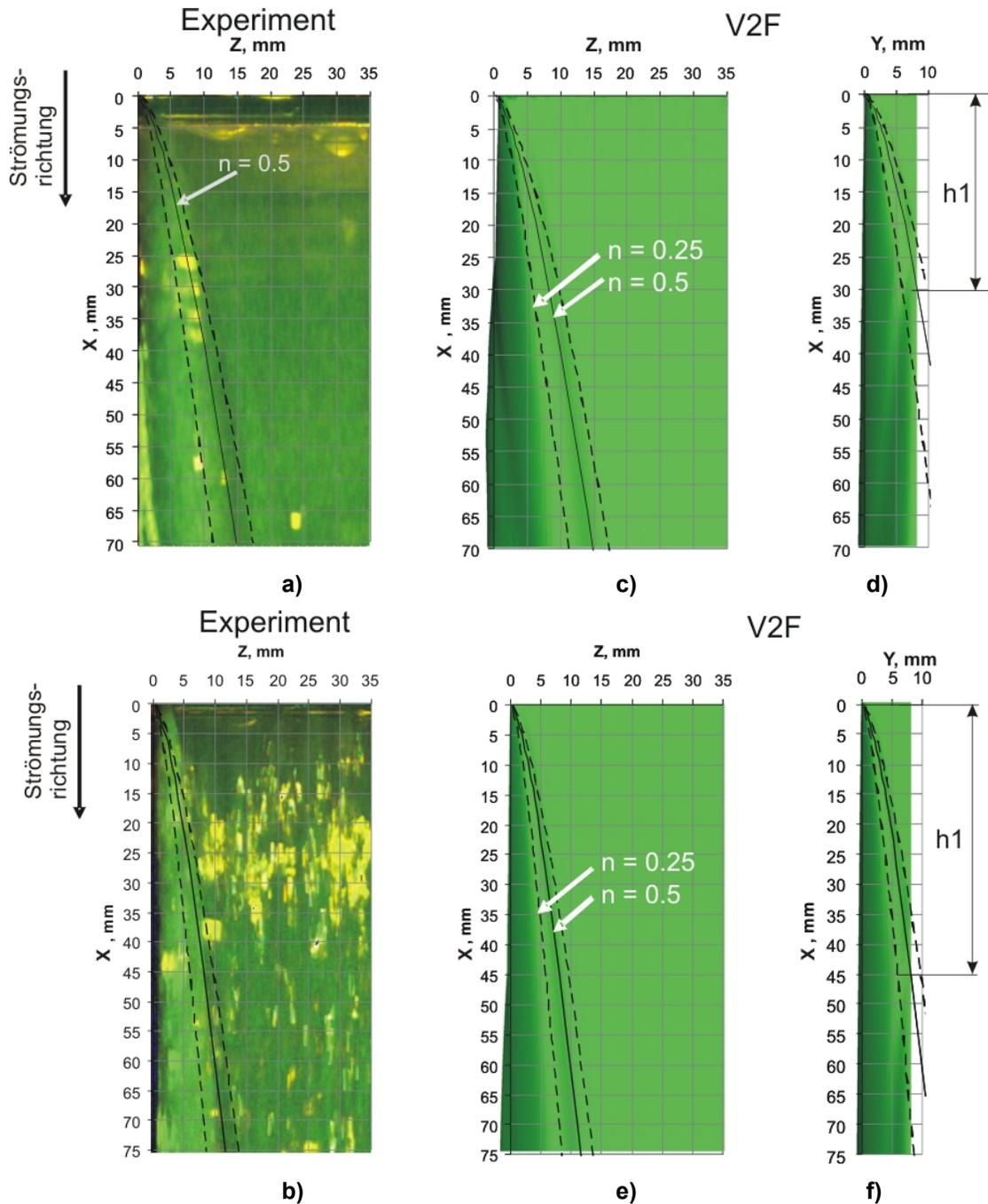


Abbildung 7.15: Vergleich der berechneten Oberfläche eines vertikalen Wasserfreistrahls mit rechteckigem Querschnitt c) - f) mit experimentellen Beobachtungen a) - b) und analytischen Abschätzungen (schwarze gestrichelte Linien – Wellenberge, durchgezogene – Wellentäler in der  $xz$ - und  $xy$ -Ebene.  $h_1$ - Abstand zwischen Düsenkante und der Position der Wellenkoaleszenz auf der Schmalseite; a), c), d) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $U_0=2\text{m/s}$ ; b), e), f) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $U_0=3\text{m/s}$ .

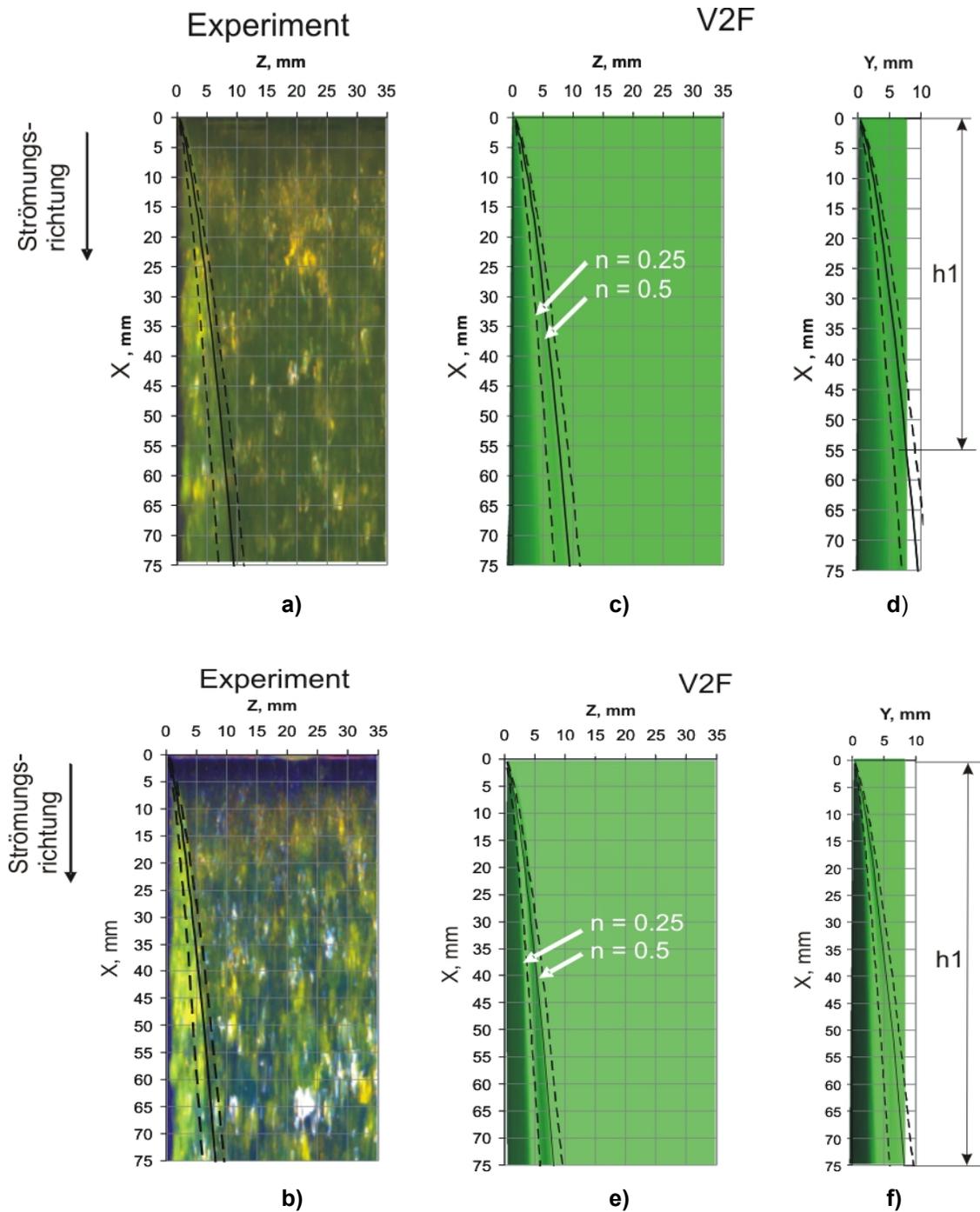


Abbildung 7.16: Vergleich der berechneten Oberfläche eines vertikalen Wasserfreistrahls mit rechteckigem Querschnitt (c)- f) mit experimentellen Beobachtungen (a)-b) und analytischen Abschätzungen (schwarze gestrichelte Linien – Wellenberge, durchgezogene – Wellentäler in der  $xz$ - und  $xy$ -Ebene.  $h_1$ - Abstand zwischen Düsenkante und der Position der Wellenkoaleszenz auf der Schmalseite; a), c), d) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $U_0=4\text{m/s}$ ; b), e), f) mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit von  $U_0=5\text{m/s}$ .

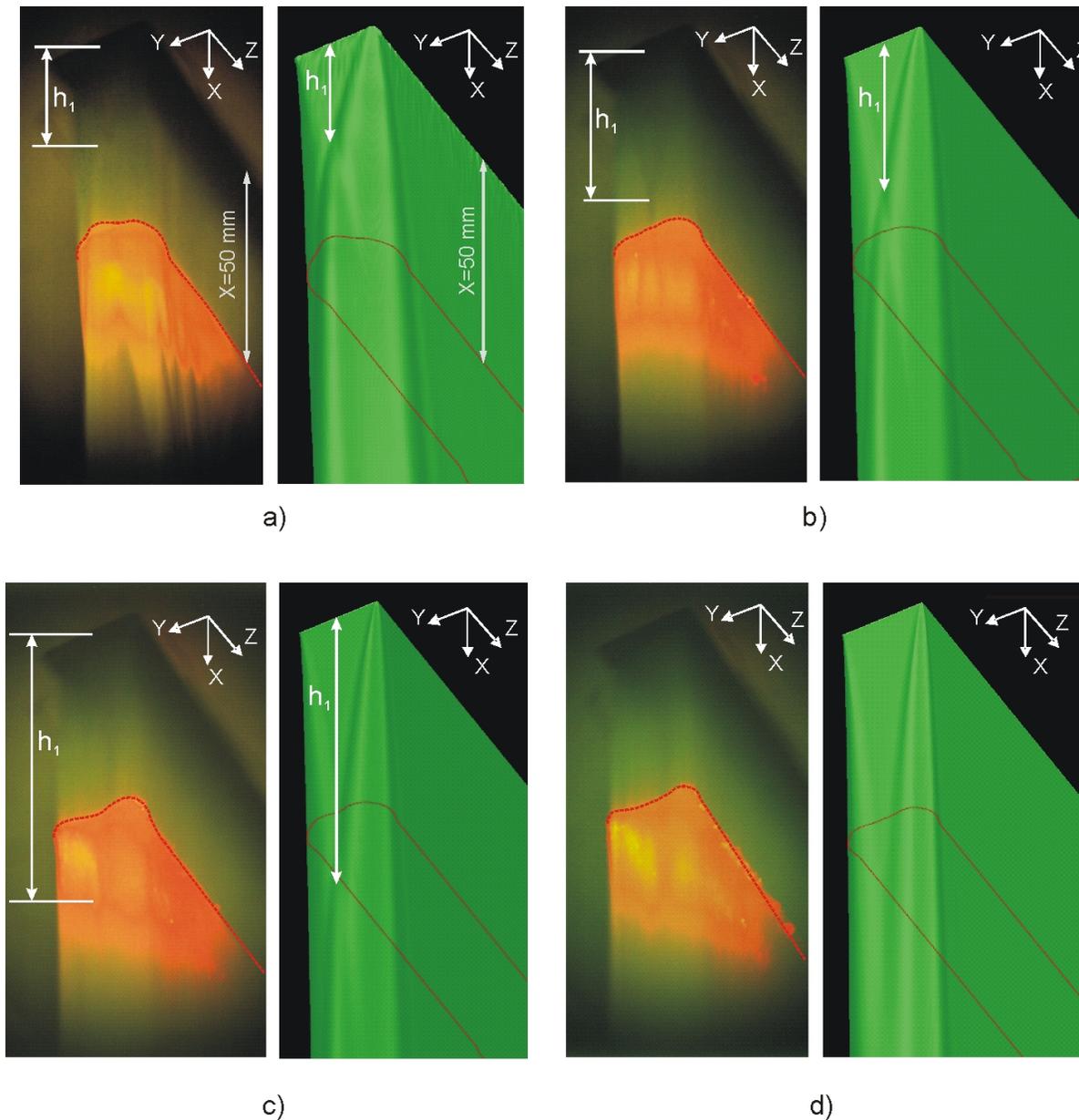


Abbildung 7.17: Vergleich der gemessenen(jeweils linke Bildhälfte) und berechneten Oberfläche eines Freistrahls für 2m/s (a); 3m/s (b); 4m/s (c); 5m/s (d). Entwicklung der Länge  $h_1$  (Abstand zwischen der Düsenkante und dem Punkt der Wellenkoaleszenz auf der Schmalseite). Die eingezeichneten Kurven zeigen die Querschnittskontur des Strahls in einer Ebene  $x=50\text{mm}$  stromab der Düsenkante.

In der Abbildung 7.18 werden die mit Hilfe der LDA Methode gemessenen Querschnittsprofile des Strahls in der Ebene bei  $x=50\text{mm}$  mit den gerechneten Profilen bei verschiedenen Geschwindigkeiten verglichen.

Die Abbildungen präsentieren die zeitlich gemittelte Verteilungsdichte der Tracer-Partikel im Wasserstrahl in der yz-Messebene. Die Konzentration der Partikel  $C$  im Wasser beträgt  $C=1$  und im Gas  $C=0$ . Der Konzentrationsbereich zwischen  $C=1$  und  $C=0$  beschreibt somit die Wasser-Gas-Grenzfläche des Freistrahls.

Das mit dem V2F Modell berechnete Querschnittsprofil wird in Diagrammen 7.18 durch die dunkle Linie dargestellt. Für alle gemessenen Geschwindigkeiten ist das V2F Modell in der Lage, die Experimente mit einer hinreichenden Genauigkeit hinsichtlich der globalen Abmessungen wie auch der lokalen Topologie der Partikelverteilung abzubilden. Die Position der Kapillarwellen auf der Schmalseite des Strahls wird in allen Fällen mit guter Genauigkeit wiedergegeben. Wie die Abbildungen 7.18 zeigen, überschätzt das Model in geringem Maß den Einfluss der Oberflächenspannung auf den Querschnitt des Wasserstrahls. Damit ergibt sich eine stärkere Abrundung der Ecken des Wasserstrahls und eine Unterschätzung der Höhe des Wellenbergs insbesondere bei hohen Geschwindigkeiten (Abbildung 7.18c, d). Dadurch wird auch eine um 2 bis 3% kürzere Koaleszenzlänge  $h_1$  berechnet als in Experimenten beobachtet wird. Die Divergenz zwischen Rechnung und Messung beträgt maximal 5%.

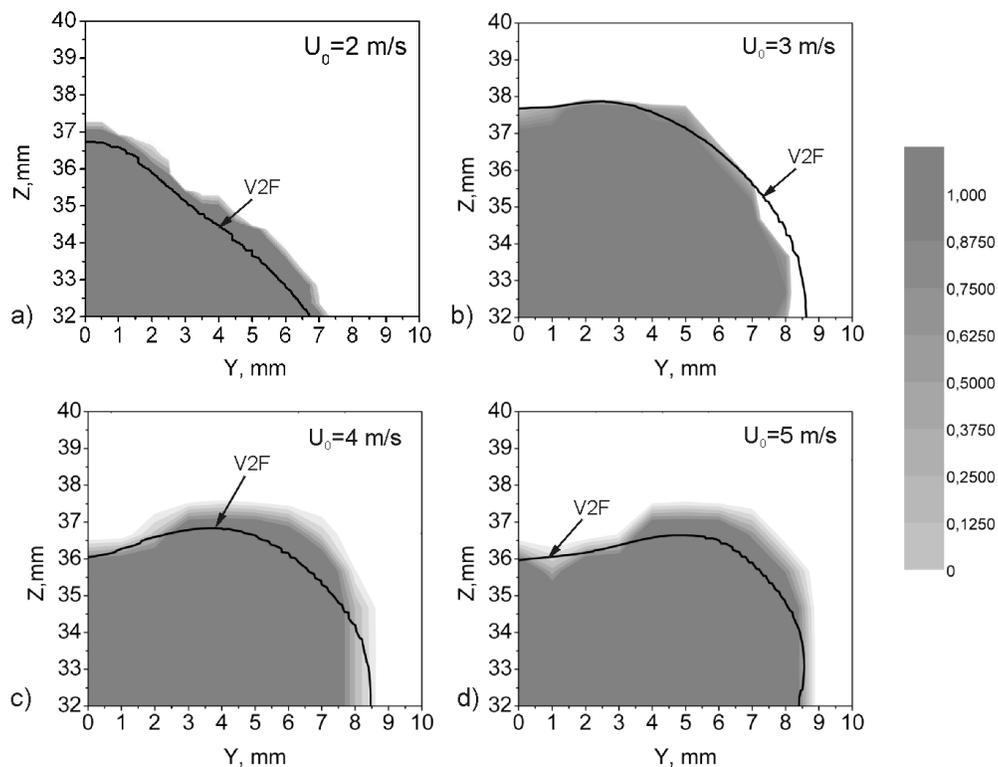


Abbildung 7.18: Vergleich der gemessenen (Grauskala) und berechneten (kontinuierliche Linie) Gas-Liquid-Grenze in der Ecke eines Freistrahls für 2m/s (a); 3m/s (b); 4m/s (c); 5m/s (d) in einer Ebene  $x=50\text{mm}$  stromab der Düsenkante.

### 7.3. Übertragung auf technische Anwendungen

Auf Grund der zuvor durchgeführten Validierung der Modellrechnungen mit Hilfe von Experimenten lässt sich folgende Schlussfolgerungen ziehen. Das V2F Turbulenzmodell und vermutlich auch

andere RANS-Modelle können die Entwicklung von kapillaren Spurenwellen gut simulieren, sofern die Position der Störungsquelle im Modell hinreichend definiert ist. Zu solchen Störungsquellen gehören scharfe Düsenecken, lokale Defekte der Düsenkante oder feste Ablagerungspartikel an der Düsenkante.

Das V2F Modell kann auch die Wechselwirkung von Wellen, die durch unterschiedliche Störungsquellen unter dem Einfluss der Oberflächenspannungskräfte ausgelöst werden, mit hoher Genauigkeit erfassen.

Sofern man die Wirkung einer gestörten Düsenkante, die durch die Korrosions-/Erosionsprozesse abgetragen oder abgerundet wurde, auf die Stabilität der freien Oberfläche untersucht, so sind RANS-Modelle hierfür nicht geeignet, da sie lediglich gemittelte Turbulenzgrößen erfassen. RANS-Modelle können Wellenvorgänge, die von instationären Störungsquellen ausgelöst werden, nicht beschreiben. Hierzu gehören etwa turbulente Fluktuationen der Strömungsgeschwindigkeit in Ablösegebieten. Derartige Wellenvorgänge können nur mit dem LES-Verfahren adäquat simuliert werden.

Auch Görtler-Instabilitäten, die in Strömungen entlang konkaver Wände auftreten, können von RANS-Modellen nicht ohne zusätzliche Erweiterungen berechnet werden. Zur numerischen Analyse derartiger Fragestellungen sind in jedem Falle LES-Verfahren erforderlich.

Als entscheidender Punkt ist bei der Auswahl des Rechenverfahrens zur hydraulischen Analyse der Targetströmungen mit freien Oberflächen, zunächst festzustellen, ob die Wellenphänomene, die von instationären Phänomenen verursacht werden, bei dem zu entwickelnden Target zu erwarten sind und ob sie eine relevante Rolle für die Designanforderungen zur Filmstabilität spielen.

Das IFMIF-Lithiumtarget hat eine Düse mit rechteckigem Querschnitt und einen Führungskanal mit einer konkaven Wand. Der Wirkungsbereich der Kapillarwellen auf die freie Oberfläche des Targets, die durch die scharfen Ecken entstehen, erfordert eine detaillierte Analyse. Ausgehend vom Diagramm 6.16 tritt beim IFMIF-Target in der Düse keine komplette Relaminarisierung der Grenzschicht ein. Somit hat die Strömungsgrenzschicht am Düsenaustritt einen turbulenten Charakter, obwohl die Form der Düsenkontraktion eine gewisse dämpfende Wirkung auf die Turbulenz in der Grenzschicht hat. Dieser Typ der Düsenströmung mit einer beschleunigten instabilen Grenzschicht hat nicht den Charakter einer voll entwickelten turbulenten Strömung. Entsprechend der Darstellungen im Diagramm 4.10 überschreitet die Görtler-Zahl in allen Geschwindigkeitsbereichen den kritischen Wert. Das heißt, eine Entstehung von Görtler Instabilitäten ist zu erwarten. Die abgeschätzte Wirbelgröße von ca. zwei Grenzschichtdicken beträgt zwischen 2mm und 5mm bei mittleren Strömungsgeschwindigkeiten von  $U_0=5$  bis  $U_0=20$ m/s. Die Dicke des Targetfilms beträgt aber 25mm. Somit ist keine signifikante Wirkung der Görtler-Wirbel auf die Form der freien Oberfläche des IFMIF-Targets zu erwarten. Damit kann bei Simulationen des normalen Target-Betriebs das V2F Modell eingesetzt werden. Nur für den Fall, dass eine nicht vorgesehene Änderung der Düsenkante eintritt und auf die Stabilität der Target Oberfläche maßgebend einwirkt, ist der Einsatz eines LES-Verfahrens zwingend erforderlich.

Da das FRANZ-Lithiumtarget im Entwurf dem IFMIF-Target gleicht, sind sämtliche Effekte, die bei dem IFMIF-Target auftreten auch beim FRANZ-Target zu erwarten. Der wesentliche Unterschied in Entwürfen liegt in Filmdicke des Targets. Sie beträgt beim FRANZ-Target bei etwa gleicher Geschwindigkeit nur 2mm. Das Diagramm 6.17 zeigt eine volle Relaminarisierung der Grenzschichtströmung in der Düse an. Da die Görtler Zahl auch hier den kritischen Wert überschreitet, ist mit dem Auftreten von Görtler-Wirbel zu rechnen. In diesem Fall ist die potenzielle Grenzschichtdicke von der Größenordnung der Abmessungen der Görtler Wirbel und vergleichbar mit der Filmdicke. Das heißt, die Wirkung der Görtler Wirbel auf die Stabilität der freien Oberfläche muss analysiert werden, und somit ist der Einsatz des LES-Verfahrens notwendig.

Im NUSTAR Target wird ein Lithium-Freistrahls mit einem rechteckigen Querschnitt eingesetzt. Die Wirkung der zentrifugalen Kräfte entfällt und für die Untersuchung des Freistrahls im normalen Betrieb kann man das V2F Modell anwenden.

Richtig eingesetzte Rechenverfahren liefern nicht nur die Antwort auf die Frage, ob ein Target-Design den Betriebsanforderungen zur Stabilität der freien Oberfläche entspricht, sie können auch für weitere parametrische Untersuchungen und zur Design-Optimierung verwendet werden. Im Anhang C werden zwei Beispiele des Einsatzes von validierten Rechenverfahren für die hydraulischen Untersuchungen der NUSTAR- und FRANZ Targets vorgestellt. Für den Fall des NUSTAR- Targets werden die Wirkung der Oberflächenspannungskräfte und der kapillaren Spurenwellen, die sich aus den Düsenecken ausbreiten, auf die Stabilität der Freistrahloberfläche numerisch untersucht und mögliche Optimierungsoptionen diskutiert. In dem zweiten Beispiel werden die Wirkungen der zentrifugalen Kräfte auf die Stabilität der freien Oberfläche des FRANZ –Targets untersucht.

## 8. Zusammenfassung

Ein zentrales Ergebnis dieser Arbeit ist die Bereitstellung validierter Berechnungsverfahren zur Auslegung und Optimierung flüssigmetallbetriebener Targets mit freien Oberflächen.

Zu Anfang werden die Anwendungsgebiete der Flüssigmetalltargets und deren Betriebsparameter in realprojektierten Targetsystemen vorgestellt. Der jeweilige Anwendungszweck stellt hohe Anforderungen an die hydraulische Stabilität des Flüssigmetalltargets und benötigt im Hinblick auf die zur Verfügung stehenden numerischen Designwerkzeuge eine dedizierte Entwicklungsstrategie, die es erlaubt, die unterschiedlichen Modelle in einem zu bestimmenden Parameterbereiches anhand gut beschriebener Experimente zu validieren. Dieser Validierungsprozess gewährleistet eine sichere Vorrausage auftretender physikalischer Effekte, mit denen in der Anwendung zu rechnen ist.

Auf Grund der Komplexität der Targetströmung mit der Vielzahl potenziell möglicher Phänomene werden Flüssigmetalltargets mit Hilfe numerischer, validierter Analysewerkzeuge ausgelegt. Hierzu müssen die Gültigkeitsbereiche der individuellen angewendeten Turbulenzmodelle, die in kommerziellen Programmen verfügbar sind, evaluiert werden. Dies bedingt eine Validierung der Turbulenzmodelle innerhalb des potenziellen Anwendungsbereichs.

Da die Targetfilmdicke eine Funktion vieler dimensionsloser Einflussgrößen ist, ist es für die sichere Auslegung des Flüssigmetalltargets notwendig, den Einfluss aller hydraulischen Effekte, die durch diese Parameter charakterisiert sind, zu identifizieren und qualifizieren. In der Targeteinheit gibt es zwei Strömungstypen: die schubspannungsbehaftete Düsenströmung und die Strömung mit einer oder mehreren freien Oberflächen. Die Strategie zur Lösung des Problems erfolgt dadurch, das Flüssigmetalltarget in diese zwei Strömungsgebiete zu zerlegen.

Da die Düsenströmung einen großen Einfluss auf die Entwicklung der freien Oberfläche und damit auf die Stabilität der Filmdicke hat, ist die detaillierte Beschreibung der Düsenströmung als wesentliche Anfangs- und Randbedingung unerlässlich.

Zur Validierung der Düsenströmung werden vier Turbulenzmodelle mit unterschiedlicher Behandlung des wandnahen Bereichs ausgewählt. Sie werden im Hinblick auf ihre auf die Fähigkeit analysiert, die Relaminarisierung der beschleunigten Grenzschichtströmung und der Entwicklung der Sekundärströmungen korrekt abzubilden.

- Hierbei zeigt das V2F Modell die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten und kann daher für die Berechnung der Düsenströmung ohne Limitierungen eingesetzt werden.
- Das CSLR Modell unterschätzt den wandnahen Turbulenzgrad in Strömungen mit niedriger Reynolds-Zahl. Das Modell ist sehr sensitiv bezüglich der Eintrittsbedingungen und der Auflösung des wandnahen Bereichs.
- Das SST Modell ist nicht in der Lage, Änderungen der Grenzschichtstruktur in Transitionsströmungen zu erfassen. Das Modell kann Abweichungen des Geschwindigkeitsprofils vom logarith-

mischen Wandgesetz wie auch die Dämpfung der Turbulenzintensität in der relaminarisierten Grenzschicht nicht berechnen.

- Das CLLR Modell berechnet eine übermäßige Produktion der turbulenten kinetischen Energie in Zonen mit starker Strömungsbeschleunigung und eignet sich daher nicht für die Simulation der Düsenströmung.

Die Wirkung der Seitenwand auf die Grenzschichtstruktur können alle Turbulenzmodelle mit marginalen Abweichungen von den Messdaten berücksichtigen. Das CSLR Modell überschätzt die Wirbelstärke bei kleinen Geschwindigkeiten. Alle Turbulenzmodelle berechnen die Dicke der Grenzschicht in der Nähe der Düsenhecke in guter Übereinstimmung mit den Messungen. Aber auch hier liefert das V2F Modell die besten Ergebnisse.

Die Ergebnisse der Validierungsrechnungen haben gezeigt, dass die in kommerziellen Programmen verwendeten Turbulenzmodelle lediglich mit einigen Einschränkungen für die Berechnung der Düsenströmung eingesetzt werden können. Mit Hilfe des im Abschnitt 6.5 erläuterten  $C_f K_{acc}^{-1/2}$ -Diagramms kann man für technische Anwendungen das Einsetzen der Relaminarisierung der Grenzschicht abschätzen und den Gültigkeitsbereich des jeweiligen Turbulenzmodells abgrenzen.

Zur Validierung der Turbulenzmodelle auf den Strömungen mit freien Oberflächen werden zwei verschiedene Rechenverfahren, das RANS V2F Modell und das LES Smagorinsky SSG Modell hinsichtlich ihrer Leistungsfähigkeit analysiert. Hierbei werden zur Validierung folgende Instabilitäten der freien Oberfläche, die auf experimentellen Beobachtungen basieren, im Detail untersucht:

- Wellen, die durch die festsitzende Partikel an der Düsenkante (V2F, LES) verursacht werden und sich von dort stromab ausbreiten.
- Wellen, die durch die Änderung der Düsengeometrie am Austritt (V2F, LES) verursacht werden.
- Deformationen des Freistrahls durch die Wechselwirkung der Oberflächenspannungskräfte und der Kapillarwellen (V2F).
- Durch die Einwirkung von Zentrifugalkräften in Strömungen entlang der konkaven Wände entstehen die Görtler-Instabilitäten, die Sekundärströmungen induzieren und unter bestimmten Bedingungen die Stabilität der freien Oberfläche beeinflussen können. Aus diesem Grund wird das LES-Verfahren auf die Fähigkeit diese Görtler-Instabilitäten zu erfassen und zu quantifizieren analysiert.

Die Analysen der Simulationen zeigen, dass das V2F Turbulenzmodell sowie auch andere RANS Modelle die Entwicklung kapillarer Spurenwellen, die durch lokale Störungen an der Düsenkante verursacht werden, gut erfassen, sofern die Störungsquelle stationär ist. Zu solchen Störungsquellen gehören die Düsenhecken sowie lokale Defekte der Düsenkante, die durch Korrosions- bzw. Erosionsprozesse oder Ablagerungen von Fremdstoffen auftreten können.

Durch Korrosion und Erosion können andere Düsenaustrittskantendefekte wie leicht divergente Wände oder Abrundungen entstehen. Die Strömungsgeschwindigkeitsschwankungen in der Nähe des Düsenaustritts können auf diesen Kanten lokale Strömungsablösungen verursachen, die ihrerseits Spurenwellen auf der freien Targetoberfläche erzeugen. Obwohl es sich um Kapillarwellen handelt, kann das V2F Modell wie auch andere RANS Modelle diese Instabilitätsquellen nicht erfassen und damit die von ihnen verursachten lokalen Strömungsablösungen, nicht reproduzieren. Solche instationäre Phänomene erfordern den Einsatz von LES-Verfahren.

Die Wechselwirkung von Wellen aus unterschiedlichen Quellen oder eine Interaktion der Kapillarwellen mit den Oberflächenspannungskräften im freien Strahl können vom V2F Model mit guter Genauigkeit wiedergegeben werden.

Analog zur Düsenströmung muss der Gültigkeitsbereiches der Turbulenzmodelle für die hydraulische Analyse der Targetströmungen mit freien Oberflächen bestimmt werden. Hierbei ist es von Bedeutung, ob Effekte, die durch turbulente Schwankungen entstehen, in der jeweils untersuchten Konfiguration zu erwarten sind und ob sie eine relevante Rolle für die Designanforderungen zur Filmstabilität spielen. Dabei können die analytischen Abschätzungen der Auswirkung der Instabilität auf den Zustand der freien Oberfläche, die im Kapitel 4 vorgestellt werden, verwendet werden.

## 9. Ausblick

Die Weiterentwicklung numerischer Berechnungsverfahren zur Auslegung und Optimierung flüssigmetallbetriebener freier Oberflächentargets erfordert eine detaillierte Analyse folgender Aspekte, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt worden ist.

- Die Analyse der Störungsquellen in der Nähe des Düsenaustritts im Abschnitt 7.1.2 zeigt, dass Görtler-Wirbel Geschwindigkeitsschwankungen in der Düsenströmungsgrenzschicht sowie eine Strömungsablösung an der Düsenkante verursachen. Auch in der voll entwickelten turbulenten Grenzschichtströmung entlang einer konkaven Wand können sich instationäre, longitudinale Wirbelstrukturen ausbilden. Solche Wirbel wurden in Experimenten mit der turbulenten Strömungen längs konkaven Oberflächen von Baskaran et al. (1987) und Barlow et al. (1988) beobachtet und untersucht. Diese erfordert zusätzliche detailliertere Untersuchungen der Instabilitäten der Düsengrenzschichtströmung mit Hilfe des LES Verfahrens. Ein wesentliches Ziel einer derartigen Analyse ist es, die Düsengeometrie weiter dahingehend zu optimieren, dass die durch die konkave Wandströmung hervorgerufenen Instabilitäten reduziert werden können.
- Die im Anhang C2 dargestellten Simulationsergebnisse der FRANZ-Targetströmung zeigen, dass Görtler-Wirbel eine signifikante Variation der Targetfilmdicke im Bestrahlungsbereich verursachen können. Zur Untersuchung der Görtler-Instabilitäten und ihrer Wirkung auf die freie Oberflächenstabilität sind mehrere Wasserexperimente, die gegenwärtig im FZK-KALLA-Labor vorbereitet werden, deshalb erforderlich, da keine Messdaten zur Validierung verbesserter LES-Verfahren vorliegen.
- Die Analyse im Abschnitt 4.5 illustriert, dass in einem Flüssigmetalltarget mit geführter Strömung der Einfluss der Turbulenz auf die freie Oberflächenstabilität mit steigender Strömungsgeschwindigkeit anwächst. Der Prozess der Entwicklung der Turbulenzstrukturen und ihre Wechselwirkung mit der freien Oberfläche unter targetrelevanten Randbedingungen sollte mit Hilfe des LES Verfahrens untersucht werden. Die Leistungsfähigkeit des LES-Verfahrens diese Art der Instabilitäten zu erfassen, muss mit Hilfe der in der Literatur vorhandenen experimentellen Daten oder noch durchzuführender Experimente analysiert werden.
- Bei Anwendungskonfigurationen, in denen die voll entwickelte turbulente Strömung mittels einer LES-Simulation berechnet werden muss, z.B. sofern keine Relaminarisierung der Düsenströmung stattfindet, ist bei der Definition der Eintrittsbedingungen und die Angabe der turbulenten Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten für jeden Zeitschritt zwingend erforderlich. Für künftige Untersuchungen solcher Konfigurationen wird an der Implementierung einer Methode gearbeitet, die die Generierung einer „synthetischen“ Turbulenz mit der vorgeschriebenen integralen Längen- und Zeitskalen aus RANS Rechenergebnissen ermöglicht. Eine nähere Beschreibung des Gedankenganges kann Kornev et al. (2007) entnommen werden.

- Zur weitergehenden Untersuchung der Stabilität der Freistrahloberfläche und Validierung der Turbulenzmodelle werden in KALLA/FZK Labor Experimente mit Flüssigmetallströmungen (Natrium, Lithium) vorbereitet.

---

## Literaturverzeichnis

Addison, C.C. 1984; The chemistry of the liquid alkali metals; John Wiley&Sons Ltd; ISBN0471905089.

An International Accelerator FAIR, Conceptual Design Report, GSI. 2001.

Badri Narayanan, M. A., Ramiee , V.: On the criteria for reverse transition in a two-dimensional boundary layer flow. J. Fluid Mech. 35 (1969), 225.

Banerjee, S., Turbulence structure in free surface channel flows, Phys. Fluids 31 (1988), 2491.

Barlow, R.S., Johnston, J.P., Structure of a turbulent boundary layer on a concave surface, J. Fluid Mech. 191 (1988), 137-176.

Baskaran, V. Smits A.J., Joubert, P.N., A turbulent flow over a curved hill. Part 1. Growth of an internal boundary layer, J. Fluid Mech.,182(1987), 47-83.

Batill, S. M., Caylor, M.J. and Hoffman, J.J., An Experimental and Analytic Study of the Flow in Subsonic Wind Tunnel Inlets, Air Force Wright Aeronautical Laboratories TR.-83-3109, 1983.

Bell, J.H., Metha, R.D., Contraction design for small low-speed wind tunnels, Joint Institute for aeronautics and acoustics, JIAA TR-84, 1988.

Borger, G.G., The optimization of wind tunnel contractions for the subsonic range, NASA TT F-16899, 1976.

Boussinesq. J.,essai sur la theorie des eaux courantes. Memoires Acad. Des Sciences, Vol. 23, No. 1, 1872, Paris.

Brackbill, J. U., Kothe, D. B. and Zemach, C.; A continuum method for modelling surface tension, J. Comput. Phys. 100, (1992) 335-354.

Brennen, C., Cavity surface wave patterns and general appearance, J. Fluid Mechanics, 44 (1970), 33-49.

Brocchini, M., Peregrine, D.H., The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part 1, J. Fluid. Mech., 449(2001), 225–254.

Chau, L.P., Meusel, O., Ratzinger, U., Schempp, A., Volk, K., Heil, M., The Frankfurt Neutron Source at the Stern-Gerlach-Zentrum (FRANZ), Proceedings of EPAC 2006.

Craft, T.J., Launder, B.E., Suga, K, Development and application of a cubic eddy-viscosity model of turbulence, Int. J. Heat and Fluid Flow 17 (1996), 108-115.

Crapper, G. D., An exact solution for progressive capillary waves of arbitrary amplitude, J. Fluid mechanics, 2 (1957), 523-540.

Downie. J.H., Jordinson. R. and Barnes, F.H., On the design of three-dimensional wind tunnel contractions. Aeronaut. J. 88 (1984), 287-295.

---

Durbin, P.A., Separated flow computations with the  $k-\epsilon-v_2$  model, *AIAA J.* 33 (1995) 659-664.

Görtler, H., 1940. Über eine dreidimensionale Instabilität laminarer grenzschichten an konkaven Wänden. *Math. Phys. Klasse*, 2, 1–16. Translated by Görtler H. On the three-dimensional instability of laminar boundary layers on concave walls. Technical report, NACA, 1954, TM-1375.

Goldstein, S., A note on roughness (1936), ARC RM 1763.

Gordeev, S., Heinzl, V., Slobodtchouk, V., Features of convective heat transfer in heated helium channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 48 (2005), 3363–3380.

Gordeev S., Stiegliz, R., Stoppel, L., Liquid-lithium target development for the Super-FRS fragment separator at FAIR. *PSI Proceedings*, 07-01, 2008.

Hämmerlin, G., *J. Rat. Mech. Anal.* 4 (1955), 279 ff.

Hagsberger, J.A., Stability of the FMIF high speed, free surface liquid jet flowing along a curved back wall, *IEEE*, 1983.

Hirt, C; Nichols, B., Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries, *Journal of Computational Physics* 39 (1981), 201-225.

Husain F., Hussain H.S., Elliptic jets. Part 3. Dynamics of preferred mode coherent structure., *J. Fluid Mech.* 248 (1993), 315-361.

Ida, M., Nakamura, H., Nakamura, H., Nakamura, H., Ezato, K., Takeuchi, H., Thermal-hydraulic characteristics of IFMIF liquid lithium target, *Fusion Engineering and Design*, 63-64 (2002), 333-342.

Ida, M., Nakamura, H., Nakamura, H., Takeuchi, H., Designs of contraction nozzle and concave back-wall for IFMIF target, *Fusion Engineering Design* 70 (2004), 96-106.

IFMIF Comprehensive design report, IFMIF International Team. European Union, 2004.

Itoh, K., Yoshiyuki, T., Nakamura, H., Kukita, Y. Initial free surface instabilities on a high-speed water jet simulating a liquid-metal target, *Fusion Technology* 36 (1999), 69-84.

Kim, H. T., S. J. Kline, and W. C. Reynolds, Stanford Univ.Rept. MD20, Calif. ( 1968).

Komori, S., Ueda, H., Ogino, F., Mizushima, T., Turbulence structure and transport mechanism at the freesurface in an open channel flow, *Int. J. Heat Mass Transfer* 25 (1982), 513–521.

Kondo H. et al., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, S., Sato, F., Iida, T., Horiike, H., Matushita, I., Ida, M., Nakamura, H., Nakamura, H., Muroga, T., High speed lithium flow experiments for IFMIF target. *Journal of nuclear materials*, 329-303 (2004), 208-212.

Kondo H. et al., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, Iida, T., Horiike, H., Matushita, I., Ida, M., Nakamura, H., Muroga, T., Surface wave on high speed liquid lithium flow for IFMIF, *Fusion Engineering and Design*, 75-79 (2005), 865-869.

---

Kondo H. et al., Fujisato, A., Yamaoka, N., Inoue, S., Miyamoto, Iida, T., Horiike, H., Matsushita, I., Ida, M., Kornev, N., Hassel, E., Method of random spots for generation of synthetic inhomogeneous turbulent fields with prescribed autocorrelation functions, *Commun. Numer. Meth. Engng*, 23 (2007), 35–43.

Nakamura, H, Muroga, T., Experimental study of lithium free-surface flow for IFMIF target design, *Fusion Engineering and Design*, 81 (2006), 687-693.

Lamb, H., *Hydrodynamics*, 6<sup>th</sup> and., Cambridge University Press, 1932.

Launder, B. E., Progress in the modelling of turbulent transport, von Karman Institute, Rhode-Saint Genese, France, Lecture Series 76,1975.

Liebermann H. H., Planar and cylindrical jet of water and of molten Fe<sub>40</sub>Ni<sub>40</sub>B<sub>20</sub> alloy, *J. Appl. Phys.* 50 (1979), 6773-6778.

Lien, F.S., Chen, W.L., Leschziner, M.A., Low-Reynolds Number Eddy-Viscosity Modeling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity relations, *Eng. Turbulence Modeling and Experiments* 3, 1996.

Lighthill, J., *Waves in Fluids*, Cambridge University Press, 1978.

Loginov, N.I., Sorokin, A.P., Efanof, A.D., The thermal-hydraulic and technological investigations for validation of project of lithium circulation loop and neutron lithium target of IFMIF, Final report, Institute for physics and power engineering, Obninsk, 2006.

Menter, F.R., Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications, *AIAA-Journal*, 32(8), 269-289, 1994.

Methodology, Star-CD Version 4.00, CD adapco, 2006.

Mokhtari, S., and Bradshaw, P., Longitudinal vortices in wind tunnel wall boundary layer, *Aeronautical J* 87 (1983), pp. 233-236.

Morel, T., Comprehensive design of axisymmetric wind tunnel contraction, *ASME J. Fluids Eng*, 1975, 225-223.

Moretti, F. H., Kays, W. M. : Heat transfer in turbulent boundary layer with varying free stream velocity and varying surface temperature- an experimental study. *Int. J. Heat Mass Transfer* 8 (1965), 1187.

Muzaferija, S., Peric, M.: Computation of Free Surface Flows Using Interface-Tracking and Interface-Capturing Methods, 1999, (Eds. Mahrenholtz O., Markiewicz M.), *Nonlinear Water Wave Interaction*, chap. 2, pp. 59-100, WIT Press, Southampton,.

Patel, V. C., Calibration of the preston tube and limitations on its use in pressure gradients. *J. Fluid Mech.* 23 (1965), 185.

Patel, V. C., Head, M. R. : Reversion of turbulent to laminar flow. *J. Fluid Mech.* 34 (1968), 371.

Patel, V.C. Rodi, W., Scheuerer, G., Turbulence Models for near-wall and low reynolds numberflows: a review, *AIAA J.*, 23 (1985), 1308-1319.

- 
- Piket, J., Turbulent flows. Models and Physics, Springer-Verlag, 2001, 662-665
- Pope, S.B., Turbulent flows, Cambridge University Press, 2000.
- Prandtl, L., Oswatitsch, K., Wieghardt, K., Führer durch die Strömungslehre, 8. Aufl., Friedrich Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft, 1984.
- Ramaseshan, S., Ramaswamy, M.A., A rational method to choose optimum design for two-dimensional contractions, J. Fluids Eng. 124 (2002), 544-546.
- Rashdi, M., Burst-interface interactions in free surface turbulent flows, Physik Fluids, 9 (1997), 3485-3501.
- Rosenhead, I., Laminar boundary layers, London-New York, Oxford University Press, 1963.
- Saric, W. S., Görtler vortices, Annu. Rev. Fluid Mech., 26 (1994), 379.
- R. Scardovelli, S. Zaleski, Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow, Annu. Rev. Fluid Mech. 31 (1999) 567.
- Schlichting, H., Gersten, K., Grenzschicht-Theorie, 9. Auflage, Springer-Verlag, 1997, 521.
- Schraub, F. A., Klinc, S. J. : A study of the structure of the turbulent boundary layer with and without longitudinal pressure gradients. Rep. No. MD-12. Thermosci. Div., Stanford University, Stanford, California (1965).
- Shih T. H., Yang, Z., New Time Scale Based  $k-\epsilon$  Model for Near-Wall Turbulence, AIAA J. Vol. 31, No. 7, p. 1191-1198, (1993).
- Shima, A., Theory of direct and inverse methods to obtain nozzle shape, Mem. Inst. High Speed Mech. 17 (1961), 164.
- Smagorinsky, J., General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment, Mon. Weather Rev. 91(3), 1963.
- Smith, S.T., Haj-Hariri, H., Görtler vortices and heat transfer. A weakly nonlinear analysis. Phys. Fluids A 5 (1993), 2815–2825.
- Sreenivasan, K.R., Laminar, Relaminarizing and retransitional flows, Acta Mechanica 44 (1982), 1-48
- Stoppel, L., Private Mitteilung, 2007.
- Stoppel, L., Gordeev, S., Stieglitz, R., Daubner, M., Fellmoser, F, Experimental and numerical analysis of the flow contraction nozzles of the liquid metal targets for Super-FRS, Annual Meeting on Nuclear Technology, 2008.
- Swearingen, J.D., Blackwelder, R.F., The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall. J. Fluid Mech. 182 (1985), 255–290.
- Takagi, S., Nishizawa, A., Tokugawa, N., Observation of Görtler vortices in wind-tunnel contraction boundary layer, Turbulence, Heat and Mass Transfer 3, 2000, 275-282

---

Truckenbrodt E., A method of quadrature for calculation of the laminar and turbulent boundary layer in case of plane and rotational symmetrical flow, NACA-TM-1379 (1955).

Tulapurkara, E.G. and Bhalla, V.V.K., Experimental investigation of morel's method for wind tunnel contractions, J. Fluids Eng. 110 (1988), 45-47.

VDI-Wärmeatlas 10. Aufl., Springer Verlag, Berlin, 2006

Wicox, D.C., Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, Inc., La Canada, CA, 1993.

Wortmann, F.X., Visualisation of transitions, J. Fluid Mech. 38 (1969), 473 ff.

Yap, C. R., Turbulent and momentum transfer in recirculating and impinging flows., Ph.D. thesis, Faculty of Technology, University of Manchester, 1987, Manchester, UK

Zaman, K. B. M. Q., Axis switching and spreading of an asymmetric jet : the role of coherent structure dynamics, J. Fluid Mech., 316 (1996),1-27.

## Anhang A

### A.1 Das Shima Düsenprofil.

Die parametrische Darstellung für das Profil der Shima-Düse ist durch folgende Funktionen gegeben:

$$x = \frac{2a \ln \left[ 2 \cos \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] - 2b \ln \left[ 2 \sin \left( \frac{\theta}{2} \right) \right] + \left[ \sqrt{2b(a+b)} - (a+b) \right] \cos \theta}{2\pi}; \quad (\text{A.1})$$

$$y = \frac{b}{2} + \frac{(a-b)\theta + \left[ \sqrt{2b(a+b)} - (a+b) \right] \sin \theta}{2\pi}; \quad (\text{A.2})$$

mit  $a$  und  $b$  als die Eintritts- und Austrittshöhen der Düse. Der Parameter  $\theta$  ändert sich zwischen  $\pi$  für  $x \rightarrow -\infty$  und 0 für  $x \rightarrow \infty$ .

### A.2 Auslegung der Düse nach Methode von der Morel.

Nach Morel (1975) charakterisieren folgende Design Kriterien eine optimale zweidimensionale Düsenkontraktion:

1. Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit am Ende der Kontraktion;
2. Vermeidung von Strömungsablösungen;
3. Minimale Länge der Kontraktion und damit verbundene minimale Grenzschichtdicke am Ende der Kontraktion.

Designparameter sind eine Kontraktionslänge  $L$ , eine Wandkrümmung und die Reynolds-Zahl.

Da die beiden primären Kriterien 1 und 2 von der Druckverteilung in der Wandnähe abhängig sind, werden zusätzlich für die Auswahl der optimalen Kontraktion zwei Druckkoeffizienten, die die Variation des statischen Drucks an der Wand beschreiben, als Grenzparameter eingeführt. Es ist dies

$$\text{der Druckkoeffizient am Eintritt, } C_{p_i} = 1 - \left( \frac{V_1}{U_1} \right)^2; \quad (\text{A.3})$$

$$\text{der Druckkoeffizient am Austritt, } C_{p_e} = 1 - \left( \frac{U_2}{V_2} \right)^2; \quad (\text{A.4})$$

darin sind

$U_1$ - mittlere Geschwindigkeit am Eintritt;

$U_2$ - mittlere Geschwindigkeit am Austritt;

$V_1$  – ist eine Wandgeschwindigkeit am Eintritt;

$V_2$  – ist eine Wandgeschwindigkeit am Austritt;

Der Druckkoeffizient am Eintritt  $C_{p_i}$  charakterisiert die Grenzschichtablösung. Für die Auswahl des Druckkoeffizienten  $C_{p_i}$  kann man das Kriterium für eine Strömungsablösung nach Stratford (1959) anwenden.

Nach Stratford ist eine Strömungsablösung zu erwarten, sofern

$$C_p \left( x \frac{dC_p}{dx} \right)^{1/2} = 0.35 \left( 10^{-6} \text{Re}_x \right)^{0.1}. \quad (\text{A.5})$$

gilt. Hier bedeutet  $x$  ist eine virtuelle Grenzschichtlänge. Folgt man dem Morel-Verfahren (Morel, 1975) erhält man eine modifizierte Gleichung (A.5) für die obere Grenze von  $C_{pi}$ , für den Beginn einer Strömungsablösung in der Form:

$$C_{pi} = 0.7 \left( \frac{x_0 + 0.9x_i}{s} \right)^{-1/3} \left( 10^{-6} \text{Re}_x \right)^{1/15}, \quad (\text{A.6})$$

mit

$$\text{Re}_x = \frac{U_1(x_0 + 0.9x_i)}{\nu}.$$

Hier sind

$x_0$  – eine Länge der geraden Strecke vor dem Kontraktionsbeginn;

$x_i$  – eine Distanz zwischen dem Kontraktionsbeginn und dem maximalen Wert von  $C_p$ ;

$s$  – eine Distanz zwischen zwei Punkten mit  $C_p=0,4C_{pi}$  und  $C_p=0,8C_{pi}$ , die dem mittleren Druckgradient entspricht.

Die Gleichung (A.6) kann richtungsweisend für die Wahl des  $C_{pi}$ -Werts dienen.

Der Druckkoeffizient am Austritt  $C_{pe}$  bezieht sich im Wesentlichen auf die Ungleichmässigkeit der Geschwindigkeit am Ende der Kontraktion. Als Maß für die Ungleichmässigkeit der Geschwindigkeit  $\tilde{u}_2$  wird

als  $\tilde{u}_2 = \frac{(V - U_c)_2}{U_2}$  eingeführt, wobei  $U_c$  eine axiale Geschwindigkeit und  $V$  eine Wandgeschwindigkeit

darstellen. Mit Hilfe von Rechnungen hat Morel eine proportionale Beziehung  $\tilde{u}_2 \approx 0,35 C_{pe}$  zwischen  $C_{pe}$  und  $\tilde{u}_2$  hergeleitet. Nimmt man eine in der Praxis akzeptierte Ungleichmässigkeit der Geschwindigkeit  $\tilde{u}_2$  von etwa 20% am Düsenaustritt an, so ergibt sich für den zweiten Grenzwert  $C_{pe} \leq 0,06$ .

Bei einer festgelegten Kontraktionsrate ( $KR$ ) bestimmt die Auswahl von  $C_{pi}$  und  $C_{pe}$  eine Kontraktionslänge  $L$  und einen Kontraktionsformparameter ( $X_m$ ), der als Koordinate des Verknüpfungspunkts von zwei kubischen Kurven, die ein Düsenprofil definiert ist.

Der Kontraktionsformparameter  $X$  wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$X^{1/2}(1-X)^{-2/3} = F_e^{1/3} G_i^{-1/2} m^{1/2} (m-1)^{1/6}, \quad (\text{A.7})$$

mit  $m = H_1/H_2$ . Die Kontraktionslänge kann aus folgenden Gleichungen bestimmt werden:

$$F_i = \frac{KR-1}{KR} X^{-2} \left( \frac{L}{H_1} \right)^{-3}; \quad (\text{A.8})$$

$$F_e = \frac{KR-1}{KR^3} (1-X)^{-2} \left( \frac{L}{H_1} \right)^{-3}. \quad (\text{A.9})$$

$F_e$ ,  $F_i$  und  $G_i$  sind dimensionslose Parameter, die aus den Diagrammkarten als Funktionen von  $KR$ ,  $C_{pi}$  und  $C_{pe}$  zu bestimmen sind (Morel, 1975).

Die Kontraktionskontur wird durch folgende kubische Gleichungen beschrieben.

$$\begin{cases} \frac{H-H_1}{H_1-H_2} = 1 - \frac{1}{X^2} \frac{x^3}{L^3}, & \frac{x}{L} \leq X = \frac{x_m}{L} \\ \frac{H-H_1}{H_1-H_2} = 1 - \frac{1}{(1-X)^2} \left(1 - \frac{x}{L}\right)^3, & \frac{x}{L} > X \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

## Anhang B

### Parametrische Untersuchung der Düsengeometrie für das IFMIF-Lithium-Target

Als Beispiel wird eine parametrische numerische Studie der Düsengeometrie des IFMIF-Targets durchgeführt. Insgesamt werden mit der Hilfe des V2F Modells vier Düsenkonzepte behandelt.

Die erste Düsengeometrie basiert auf dem aktuellen Referenzdesign für die IFMIF-Target-Düse. Wie schon im Kapitel 3 erwähnt, wurde für die IFMIF-Düsengeometrie als Referenz das Düsenprofil nach Shima (siehe Anhang A) verwendet. Die Kontraktionsrate für solche Profile ist begrenzt auf Werte von etwa 3 bis 4. Da die notwendige Kontraktionsrate für die IFMIF-Düse jedoch 10 ist, ist eine Doppelkontraktionsdüse mit Kontraktionsraten von 4 und 2,5 entwickelt worden, die in Abbildung B.1 dargestellt ist. Um den Übergang von der Düsenhöhe 250mm auf 25mm zu ermöglichen, ergibt sich eine minimale Düsenlänge 380mm.

Die Auslegung der Düsengeometrien basiert auf der Methode von Morel (1975). Im Anhang A wird diese Methode zur Berechnung der drei anderen verwendeten Düsenprofile vorgestellt. Alle drei Profile basieren auf kubischen Kurven mit den unterschiedlichen Positionen des Wendepunktes (Abbildung B.1). Da die Kurven nur eine Kontraktion haben, ist es möglich, die Düsenlänge wesentlich zu reduzieren. Die Länge der IFMIF Düse berechnet nach der Methode von Morel kann ohne Gefahr für eine Grenzschichtablösung im Kontraktionsbereich bis auf 100mm reduziert werden.

Bei der parametrischen Untersuchung wird die Kontraktionslänge für Einzelkontraktionsdüsen einheitlich auf 360mm und der Lage der Wendepunkte jeweils  $X_p=260$ , 290 und 320mm gesetzt.

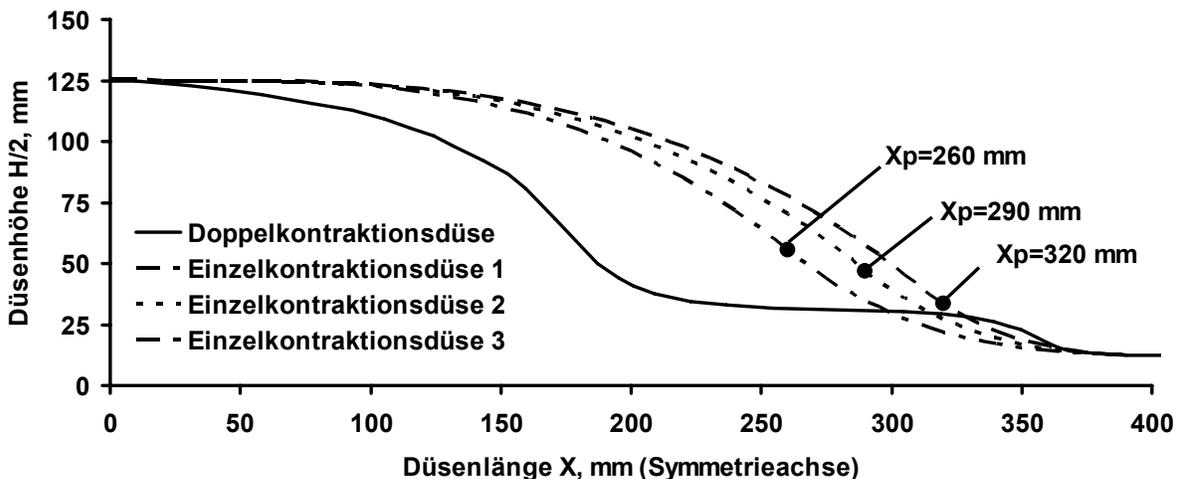


Abbildung B.1: Berechnete Düsenprofile des IFMIF Targets.

Die Abbildung B.2 zeigt die Entwicklung des nach den Ausführungen in Kapitel 3 ermittelten Beschleunigungskoeffizienten  $K_{acc}$  entlang der Düse. Man erkennt, dass die Düse von Shima zwei Beschleunigungsregionen hat. Die maximalen Werte des Beschleunigungskoeffizienten in der ersten Kontraktion überschreiten den kritischen Wert  $K_{acc}=3,5 \times 10^{-6}$ . Hier ist die Relaminarisierung der Strömung

schon bei der Geschwindigkeit  $U_0=20\text{m/s}$  erwarten. Nach der ersten Kontraktion folgt eine fast gerade Strecke, in der sich die Turbulenz wieder aufbaut.

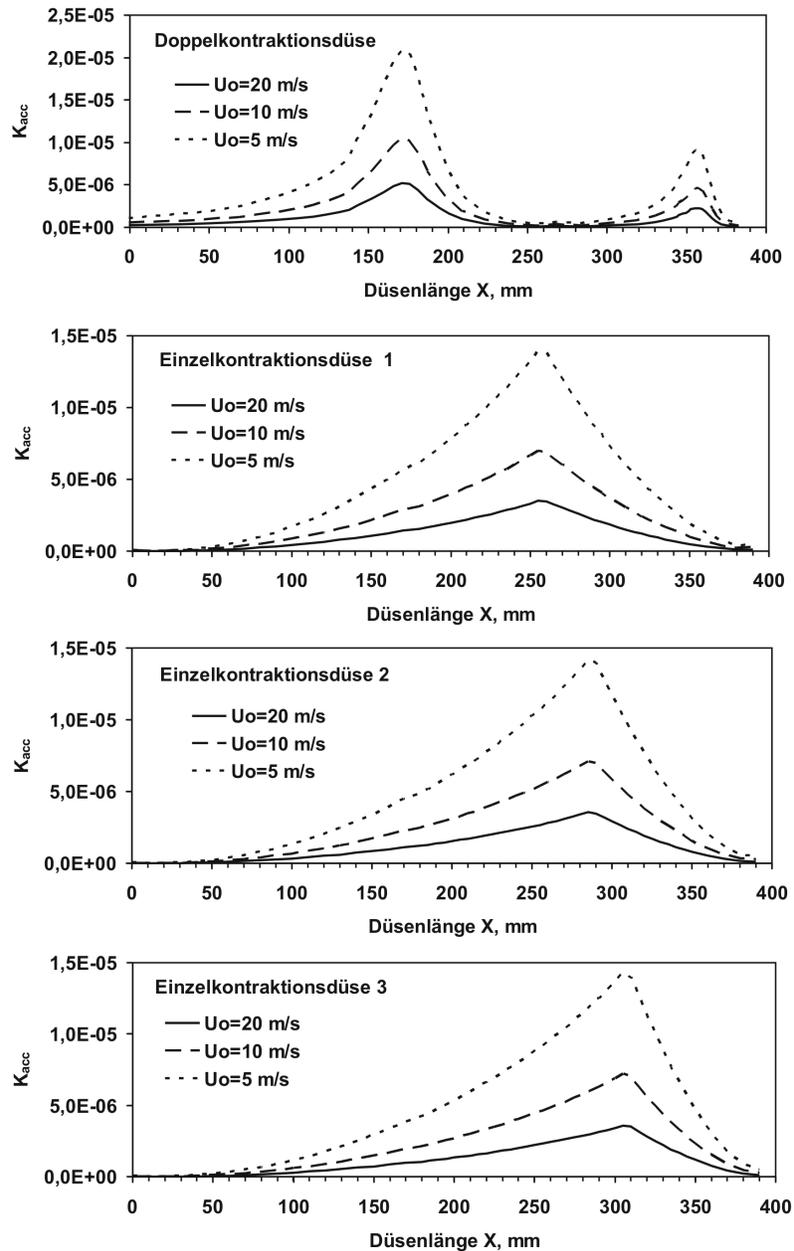


Abbildung B.2: Änderung des berechneten  $K_{acc}$ -Werts in beschleunigter Grenzschicht entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien.

Die zweite Kontraktion liegt in der Nähe des Düsenaustritts, aber die Beschleunigung ist geringer und bei  $U_0=20\text{m/s}$  liegt  $K_{acc}$  unter dem kritischen Wert. Die Relaminarisierung der Grenzschicht tritt in der ersten Phase der Beschleunigung auf, in der der  $K_{acc}$ -Wert ansteigt. Je größer der Gradient der  $K_{acc}$ -Kurve ist, desto intensiver verläuft der Prozess der Relaminarisierung. Im Vergleich zu den Einzelkontrak-

tionsdüsen liegt die Position des zweiten Maximums der  $K_{acc}$ -Kurve und damit auch der Relaminarisierungsbereich in der nach Shima ausgelegten Düse viel näher am Düsenaustritt. Für die Einzelkontraktionsdüsen bestimmt die Position des Wendepunktes die Lage der maximalen Beschleunigung. Die Lage des  $K_{acc}$ -Maximums in der Düse 3 ist mit  $X_p=320\text{mm}$  am nächsten zum Düsenaustritt.

Im Gegensatz zur Auswertung von physikalischen Messdaten, die an einzelnen Messpunkten in der Teststrecke aufgenommen werden, liefert die Simulation kohärente Ergebnisse für das gesamte Strömungsgebiet. Hierdurch wird eine konsistente Ergebnisdarstellung entlang der gesamten Düsenlänge möglich, die eine detaillierte Beurteilung der Entwicklung der beschleunigten Strömung zulässt.

#### *Entwicklung der Turbulenz und Relaminarisierung*

Um die Entwicklung der Turbulenz in der Grenzschicht zu bewerten, sind in den Abbildungen B.3 und B.4 die Werte des lokalen Widerstandsbeiwerts  $C_f = \frac{2\tau_w}{\rho U_w^2}$  und Turbulenzintensität am Rand der

Grenzschicht  $\sqrt{u'^2}/u_w$  entlang der Düsenlänge für die Geschwindigkeiten am Düsenaustritt  $U_0=5, 10, 20\text{m/s}$  dargestellt.

Für  $U_0=5\text{m/s}$  ab  $X=60\text{mm}$  weicht der  $C_f$ -Wert der Shima Düse vom eingetragenen Soll-Wert einer laminaren Strömung ab. Bei den anderen Düsen beginnt die Abweichung bei  $X=80\text{mm}$ . Der  $C_f$ -Verlauf im Beschleunigungsbereich ist für alle Fälle ähnlich.

Die Lage der maximalen und minimalen  $C_f$ -Werte ist abhängig vom Beginn und vom Ende der Beschleunigungsbereich.

Im Beschleunigungsbereich steigt  $C_f$  bis zur Position des maximalen Wertes  $K_{acc}$  und erreicht hier sein Maximum. Anschließend fällt  $C_f$  ab bis zum Ende der Beschleunigung. Die Fälle unterscheiden sich durch die Steilheit des Abfalls zwischen Maximum und Minimum. Der geringere Gradient von  $C_f$  zeigt die Abschwächung der Relaminarisierung und eine Verstärkung des Turbulenzgrades an.

Den höchsten Gradienten von  $C_f$  nahe dem Düsenaustritt zeigt die Shima Düse. Mit steigender Geschwindigkeit verschiebt sich die laminar-turbulente Umschlagsposition näher zum Düsenbeginn. Für  $U_0=20\text{m/s}$  ist die Grenzschicht auf der ganzen Strecke turbulent.

Für Geschwindigkeiten 10 und 20m/s im Beschleunigungsbereich stellt sich für  $C_f$  nur ein sehr geringer Abfall der Werte an. Das bedeutet es gibt keine Relaminarisierung ab  $U_0=10\text{m/s}$ . Die Diagramme der Abbildung B.4 zeigen die Entwicklung der Turbulenzintensität am Rande der Grenzschicht, in der die Turbulenzproduktion den maximalen Wert erreicht. Im ersten Kontraktionsteil der Shima Düse fällt die Turbulenzproduktion ab, steigt im geraden Bereich der Düse wieder an bis zu Beginn der zweiten Kontraktion, in der sich dieser Verlauf qualitativ wiederholt. Bei den Einzelkontraktionsdüsen wird die Turbulenzproduktion bis zur Position des Wendepunktes unterdrückt. Am Düsenaustritt  $X=390\text{mm}$  für 5m/s zeigen die Einzelkontraktionsdüsen eine etwas geringere Turbulenzproduktion als die Shima-Düse. Den niedrigsten Wert haben die Düsen 2 und 3. Die zeigen auch die maximale Abweichung des Geschwindigkeitsprofils

$u^+$  am Düsenaustritt von dem logarithmischen Wandgesetz. Dieser Effekt ist in der Abbildung B.5 dargestellt.

Mit steigender Geschwindigkeit wird der Abfall der Turbulenzintensität immer geringer, insbesondere für die Einzelkontraktionsdüsen. Die Shima Düse hat eine geringere Turbulenzintensität in der Nähe des Düsenaustritts bedingt durch die höhere Beschleunigung in der zweiten Kontraktion. Der Anstieg der Turbulenzproduktion im Nachlauf der Kontraktion ist aber so stark, dass schon am Düsenaustritt bei  $X=390\text{mm}$  die Turbulenzintensität für alle Düsen fast gleich groß ist.

#### *Die Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit in der Düse*

Die Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit in der Düsenströmung wird anhand der Abbildung B.6 diskutiert, in der die Geschwindigkeit in Wandnähe am Rand der Grenzschicht  $U_w$  mit der Geschwindigkeit in der Mitte der Düse  $U_0$  verglichen wird. Als Maß für die Gleichmäßigkeit wird das Verhältnis  $U_w/U_0$  angenommen.

Bei Geschwindigkeiten bis 5m/s ist das Verhältnis zwischen  $U_0$  und  $U_w$  in der Nähe des Düsenaustritts für alle Düsenformen ungefähr gleich. In den Düsen 2 und 3 ist die Wandgeschwindigkeit  $U_w$  gegenüber der Geschwindigkeit in der Mitte  $U_0$  leicht überhöht. In der Shima Düse ist  $U_0$  etwas höher. In der Düse 1 sind die beiden Geschwindigkeiten nahezu identisch. Mit steigender Geschwindigkeit wächst das Verhältnis zwischen  $U_0$  und  $U_w$  in der Düse 1 an, und schon bei  $U_0 = 10$  und 20m/s gibt die Düse 1 die schlechteste Gleichmässigkeit am Düsenaustritt. Mit der Erhöhung der Geschwindigkeit nähern sich die Werte von  $U_0$  und  $U_w$  für die Düse 3 und sind im Fall 20m/s nahezu gleich groß. Die Verhältnisse der Geschwindigkeiten für die Düse 2 und für die Shima Düse bleiben in allen Fällen relativ klein und etwa konstant.

#### *Wahrscheinlichkeit der Grenzschichtablösung am Düsenaustritt*

Um die Wahrscheinlichkeit der Grenzschichtablösung am Düsenaustritt abzuschätzen, wird das Verhältnis zwischen der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente  $V_w$  und der Hauptgeschwindigkeitskomponente gebildet und diskutiert. Wenn der Wert von  $V_w/U_0$  vor dem Düsenaustritt gleich Null ist, verlaufen die Stromlinien in der Grenzschicht parallel zur Wand, und Strömungsablösung ist unwahrscheinlich. Behält die wandnormale Geschwindigkeitskomponente  $V_w$  einen Wert nach der Kontraktion  $V_w > 0$ , so kann man annehmen, dass sich die Wahrscheinlichkeit einer Strömungsablösung am Düsenaustritt erhöht. Die Abbildung B.7 zeigt den Verlauf von  $V_w/U_0$  entlang der Düsenlänge.

In Bereichen mit der starken Beschleunigung steigt dieser Wert an und geht gegen Null am Ende der Kontraktion. Die Einzelkontraktionsdüsen haben nur geringe Werte von  $V_w/U_0$  am Ende der Kontraktion, wobei die Düse 1 den kleinsten Wert liefert.

Durch die zweite Kontraktion weist die Shima Düse ein zweites Maximum von  $V_w/U_0$  in der Nähe des Austritts auf. Dieser Wert fällt steil am Ende der Kontraktion auf den gleichen Wert der anderen Düsen ab. Dieser steile Abfall liegt in der direkten Nähe des Düsenaustritts, und dadurch kann sich am Düsenende der Shima Düse möglicherweise eine Strömungsablösung einstellen.

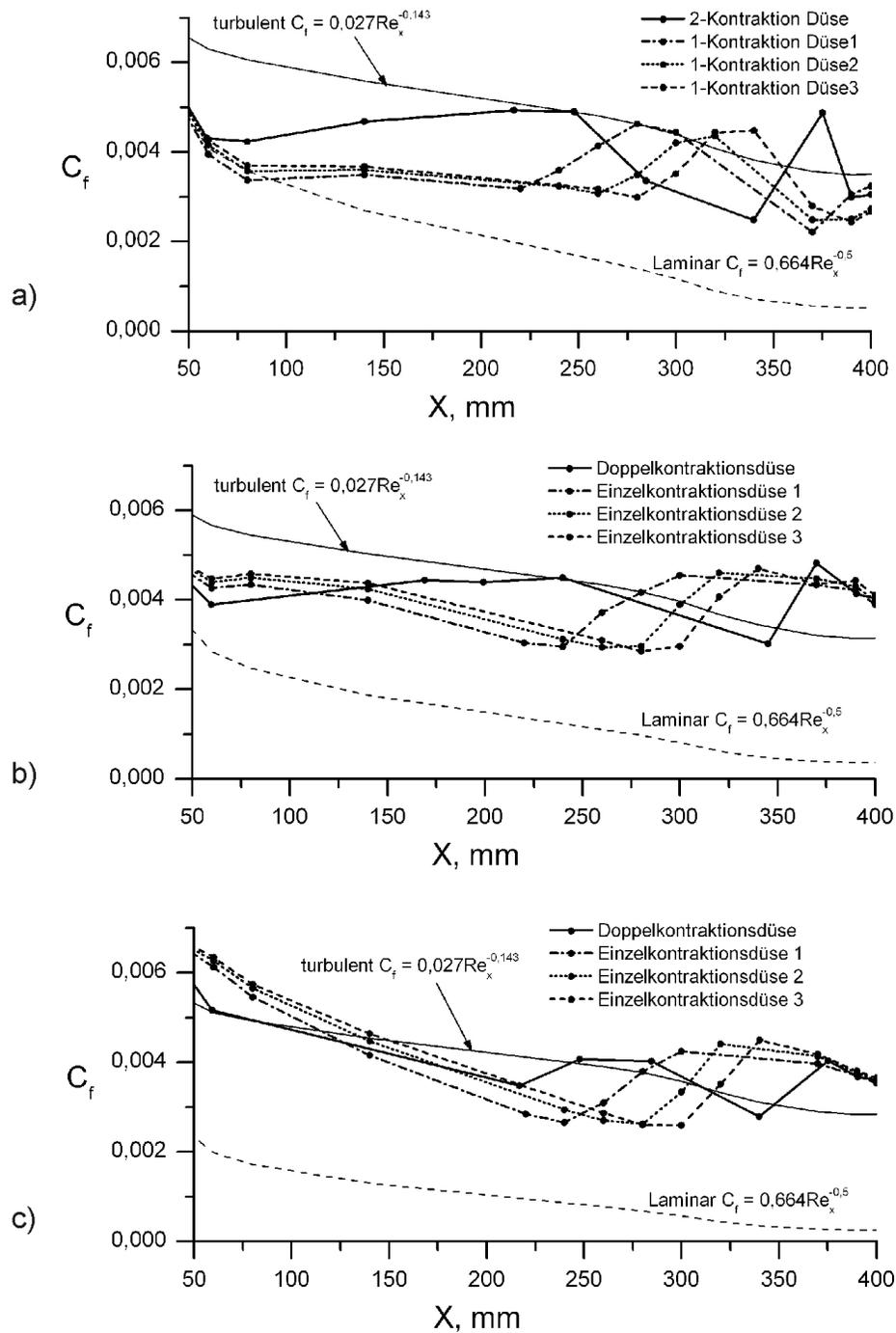


Abbildung B.3: Entwicklung des berechneten lokalen Widerstandsbeiwerts  $C_f$  der Beschleunigten Grenzschicht entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien und verschiedene mittlere Geschwindigkeiten  $U_0$ . a)  $U_0=5\text{m/s}$ , a)  $U_0=10\text{m/s}$ , a)  $U_0=20\text{m/s}$ .

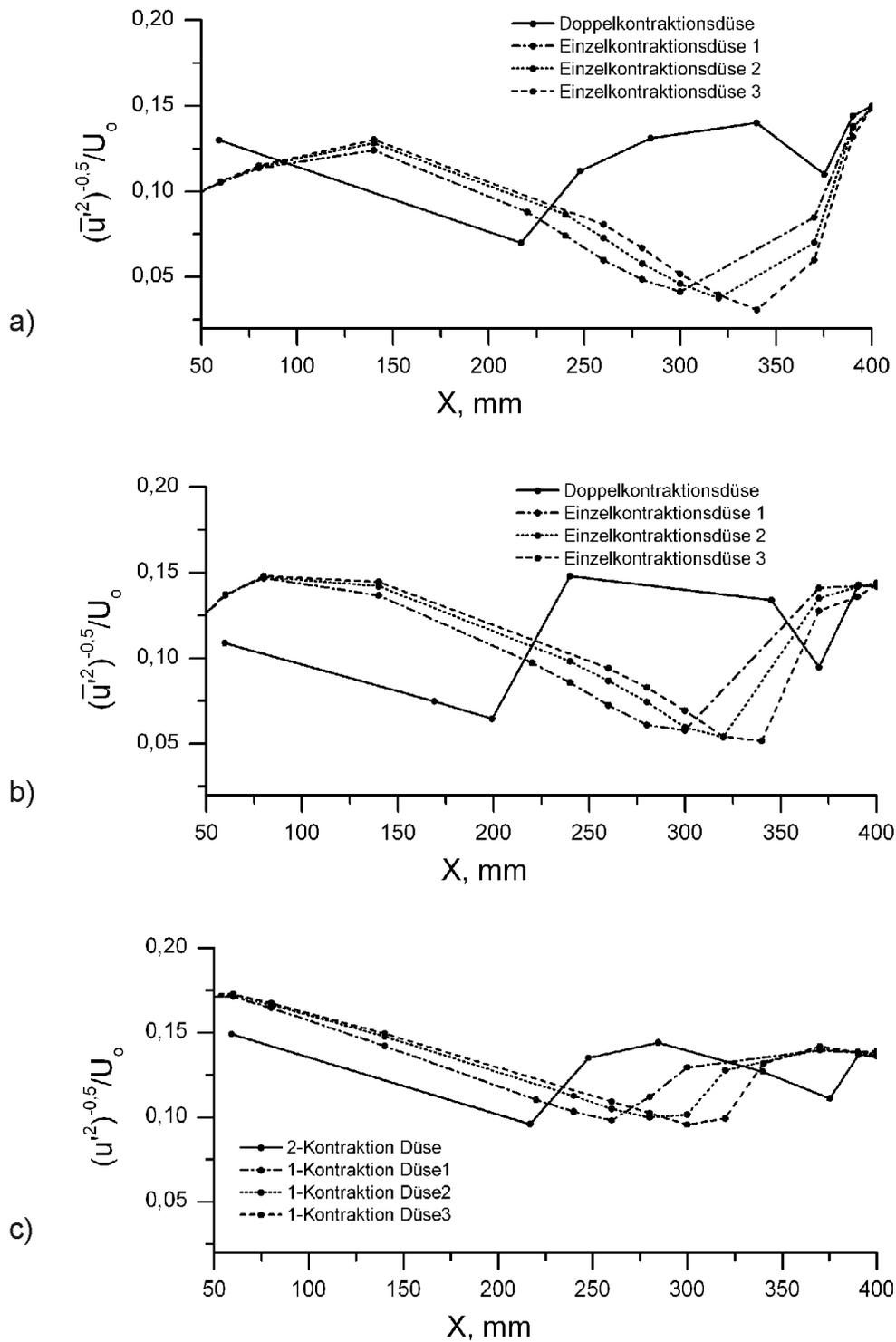


Abbildung B.4: Entwicklung der berechneten Turbulenzintensität am Rande der Beschleunigten Grenzschicht entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien und verschiedene mittlere Geschwindigkeiten  $U_0$ . a)  $U_0=5\text{m/s}$ , b)  $U_0=10\text{m/s}$ , c)  $U_0=20\text{m/s}$ .

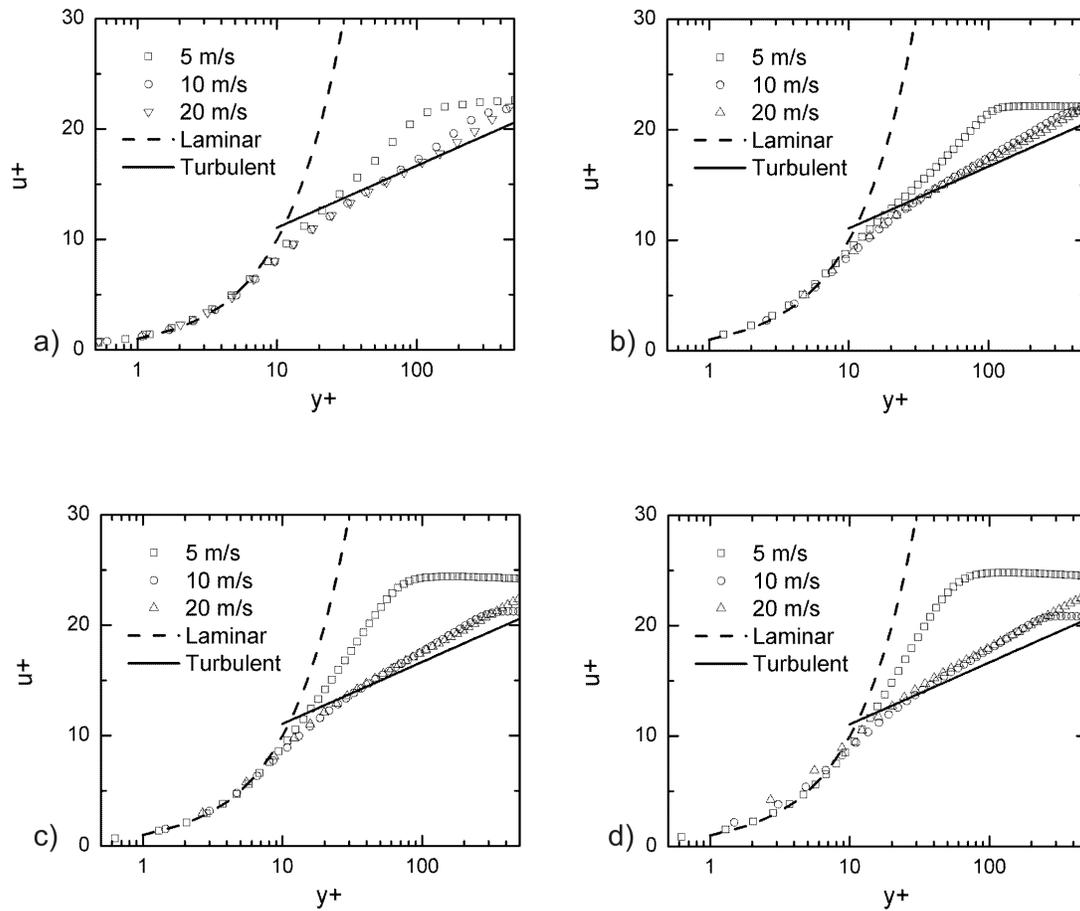


Abbildung B.5: Berechnete Änderung des Geschwindigkeitsprofils  $u^+$  am Düsenaustritt für vier Düsengeometrien. a) Doppelkontraktionsdüse, b) Einzelkontraktionsdüse 1, c) Einzelkontraktionsdüse 2, d) Einzelkontraktionsdüse 3.

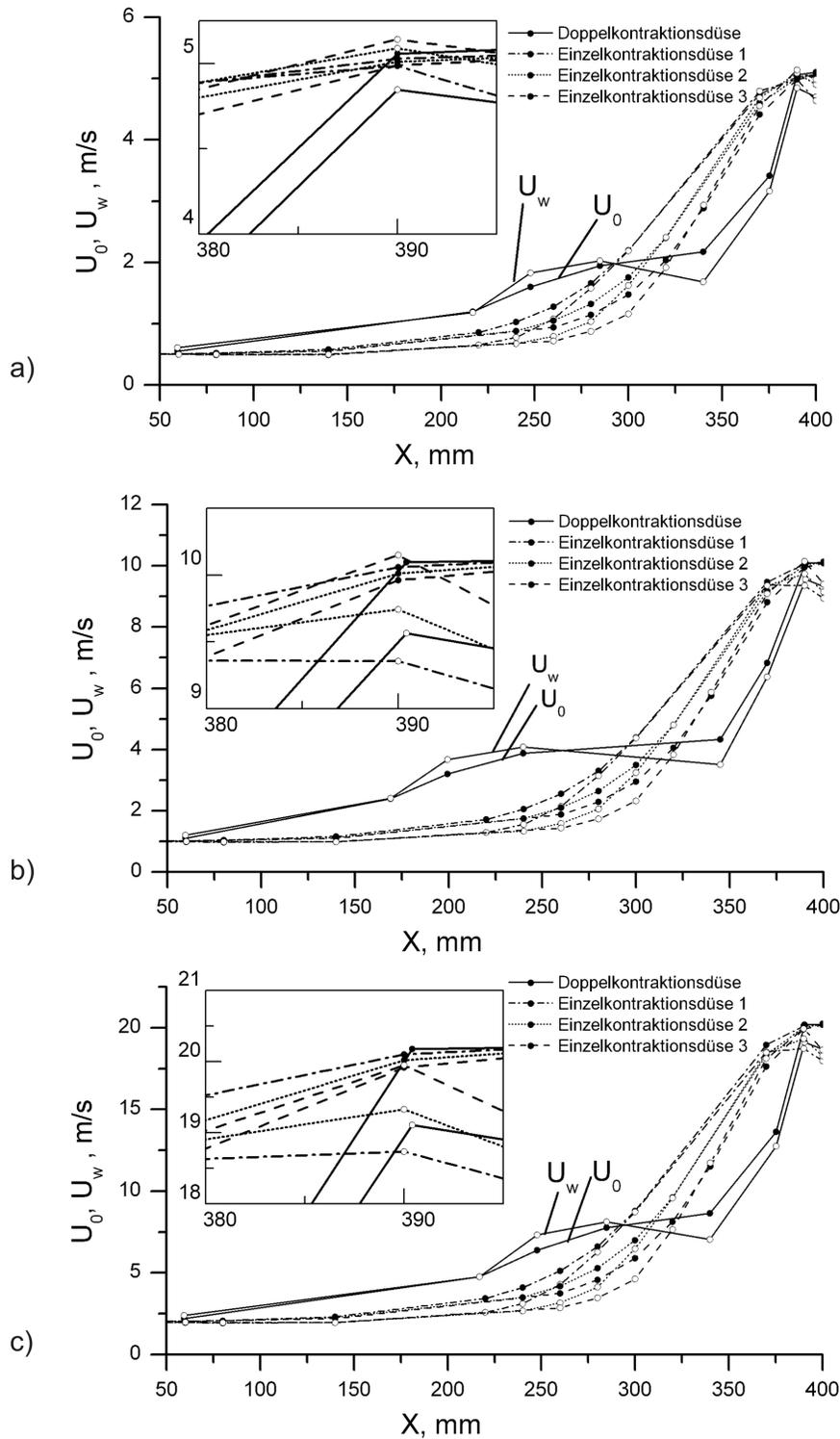


Abbildung B.6: Entwicklung der Geschwindigkeit in der Düsenmitte  $U_0$  und in der Wandnähe  $U_w$  entlang der Düsenlänge für vier Düsengeometrien und verschiedene mittlere Geschwindigkeiten.  
 a)  $U_0=5\text{m/s}$ , a)  $U_0=10\text{m/s}$ , a)  $U_0=20\text{m/s}$ ,

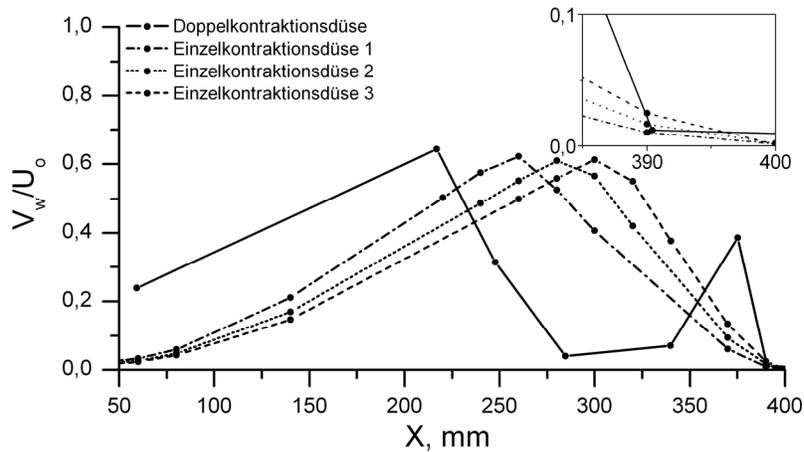


Abbildung B.7: Berechnetes Verhältnis zwischen der wandnormalen Geschwindigkeitskomponente  $V_w$  und der Hauptgeschwindigkeitskomponente  $V_w/U_o$  entlang der Düselänge für vier Düsengeometrien.

### Bewertung der Ergebnisse

Für geringere Geschwindigkeiten, bei denen die Relaminarisierung der Grenzschicht wenigstens zum Teil stattfindet erzeugen Einzelkontraktionsdüsen vom Typ 2 und Typ 3 weniger Turbulenz. Bei höheren Geschwindigkeiten zeigt keine der untersuchten Düsen wesentliche Vorteile.

Bei einer Reduktion der Kontraktionslänge kann man eine Reduzierung der Turbulenz auch bei höheren Geschwindigkeiten erreichen. Da bei der Shima Düse keine Reduzierung der Düsenlänge nicht möglich ist, haben die Einzelkontraktionsdüsen Vorteile in der praktischen Anwendung.

Im Bezug auf die Gleichmäßigkeit der Geschwindigkeit zeigt die Düse 3 die besten Ergebnisse, insbesondere bei hohen Geschwindigkeiten.

Verursacht durch die zweite Kontraktion entwickeln sich am Ende der Shima-Düse relativ hohe wandnormale Geschwindigkeiten, die zur Grenzschichtablösung am Düsenaustritt führen können. Deshalb ist sie für Targetkonzepte mit freien Oberflächen weniger geeignet.

## Anhang C

### **C1. Stabilität des Lithiumfreistrahltargets der Super-FRS Beschleunigeranlage**

#### *Parametrische Untersuchung und Optimierungsoptionen*

Das Super-FRS-Flüssigmetall-Target ist ein senkrecht ausgerichteter Lithiumfreistrahler rechteckigen Querschnitts (16mmx70mm) und einer mittleren Lithiumgeschwindigkeit 5-10m/s am Düsenaustritt. Der  $U^{238}$ -Ionenstrahl trifft den Target von der schmalen 16mm breiten Seite 50mm stromab des Düsenaustritts. Um den sicheren Einfang des ganzen  $U^{238}$ -Ionenstrahls entlang eines 70mm langen Flugpfades in Lithium zu gewährleisten, darf dieser Laufweg maximal  $\pm 0,7$ mm, für den erforderlichen Volumenstrombereich variieren.

Auf die Stabilität der freien Oberfläche des Targets wirken Oberflächenspannungskräfte und Störungen in Form kapillarer Spurenwellen, die sich von den Düsenecken ausbreiten.

Da die turbulenten Fluktuationen keinen wesentlichen Einfluss auf die Stabilität des Freistrahls haben, werden die Simulationen mit Hilfe des SST-Modells durchgeführt. Modelliert wird ein Viertel des Freistrahls mit den entsprechenden symmetrischen Randbedingungen. Die Anzahl der Fluidelemente in den verwendeten numerischen Gittern variiert zwischen  $1 \times 10^6$  und  $1,2 \times 10^6$ . Vom Gebiet der Düse wird die letzte 10mm lange gerade Auslaufstrecke vernetzt. Die Eingangsparameter werden von den Rechenergebnissen (V2F) der Düsenströmung übernommen. In Modellen mit geänderten Querschnittsformen werden am Eintritt konstante Geschwindigkeiten vorgegeben. Für Luft und Lithium werden konstante Materialeigenschaften bei einer Temperatur  $250^\circ\text{C}$  angesetzt. Die Luftdichte entspricht dem Druck  $10^3$  Pa.

Die Abbildung C.1 zeigt die Wirkung der Kapillarwellen und der Oberflächenspannung auf die Form des rechteckigen Freistrahls bei den mittleren Geschwindigkeiten am Düsenaustritt zwischen  $U_0=3$  und  $10$  m/s. Durch die hohe Oberflächenspannung des Lithiums fällt die Deformation des Lithiumstrahls stärker aus als bei einem Wasserstrahl. Die Qualität der Seitenoberfläche des Targets hängt von der kritischen Länge  $h_1$  zwischen der Düsenkante und dem Koaleszenzpunkt der Wellen ab, die sich von den Düsenecken her ausbreiten. Damit die Targetoberfläche im Bestrahlungsbereich nicht von Kapillarwellen gestört wird, soll die kritische Länge  $h_1$  nicht kleiner als 75mm sein.

Die Rechenergebnisse zeigen, dass sogar bei  $10$  m/s die kritische Länge nur etwa den Wert  $h_1=65$ mm erreicht. Die Abbildung C.2 zeigt die Änderung des Freistrahlsprofils für eine mittlere Geschwindigkeit  $U_0=10$  m/s in der Nähe der schmalen Seite in Abhängigkeit von der Lauflänge. Der Wellenberg verläuft von der Ecke des Freistrahls zur Symmetrieebene. An der Position  $y=65$ mm erreichen die Wellen die Symmetrieebene und überlagern sich dort. Nur mit einer weiteren Erhöhung der Geschwindigkeit bis zu  $15$  m/s kann man die technisch angestrebte Länge von  $h_1=75$ mm für eine Targetauslegung erreichen. Das aber bedingt eine Erhöhung der Pumpenleistung und erhöht die Gefahr einer Erosion/Korrosion der Düsenstrukturmaterialien. Um unerwünschte Wirkungen der Kapillarwellen und der Oberflächenkräfte auf die freie Oberfläche zu unterdrücken, benötigt man eine Optimierung des Referenzdesigns.

Da die kritische Länge  $h_1$  von der Lage der Düsenecken abhängt, kann man die Dicke des Freistrahls in  $x$ -Richtung vergrößern. Das führt allerdings zu einer Erhöhung des Massenstroms. Die Erweiterung der schmalen Strahlseiten durch eine Änderung des Düsenquerschnittes (Abbildung C.3a) bringt keinen großen Vorteil. Wie die Simulationsrechnungen zeigen, werden die schmalen Strahlseitenflächen durch die hohe Oberflächenspannung zum Strahlzentrum hin verschoben.

Als mögliche Lösung zur Unterdrückung dieser Effekte kann eine Stabilisierung seitlicher Strahlage mit Hilfe der vertikalen Führungsschienen versucht werden, wie sie in der Abbildung C.3b dargestellt sind. Die Benetzung der Führungsschienen von Lithium wirkt dem Kontraktionseffekt der Oberflächenspannungskräfte entgegen und wie die Rechnungen zeigen, bleibt der Strahlquerschnitt undeformiert sogar bei einer der Strahlgeschwindigkeit von nur 5m/s.

In der Abbildung C3 ist das Ergebnis der Simulationsrechnungen für ein solches Targetkonzept dargestellt.

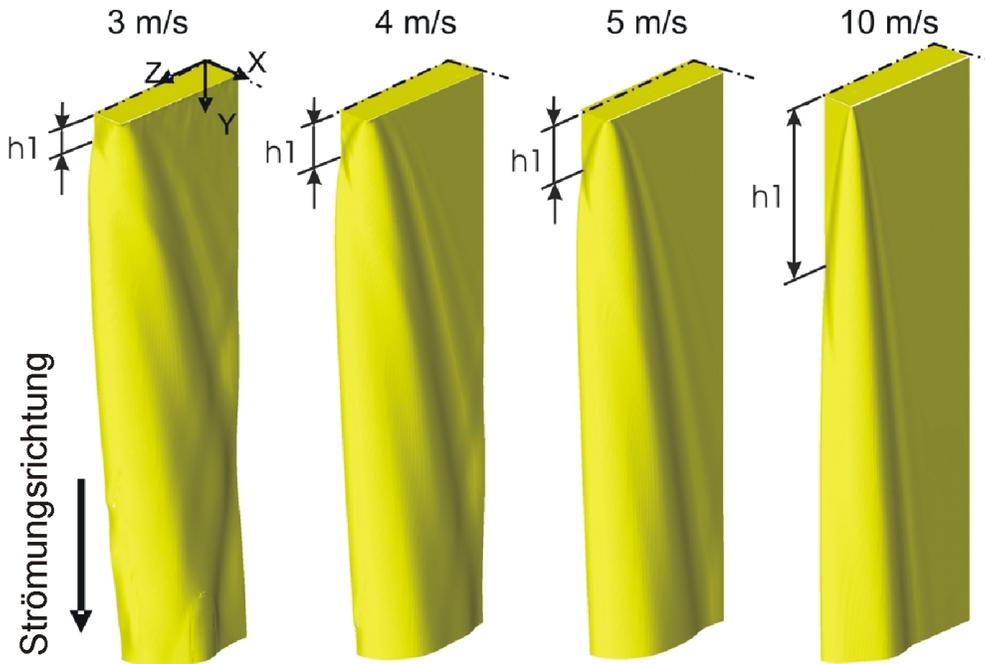


Abbildung C.1: Seitliche Ansicht auf die berechnete freie Oberfläche des Lithiumstrahls bei verschiedenen Geschwindigkeiten. Änderung der kritischen Länge  $h_1$  mit steigender Strahlgeschwindigkeit.

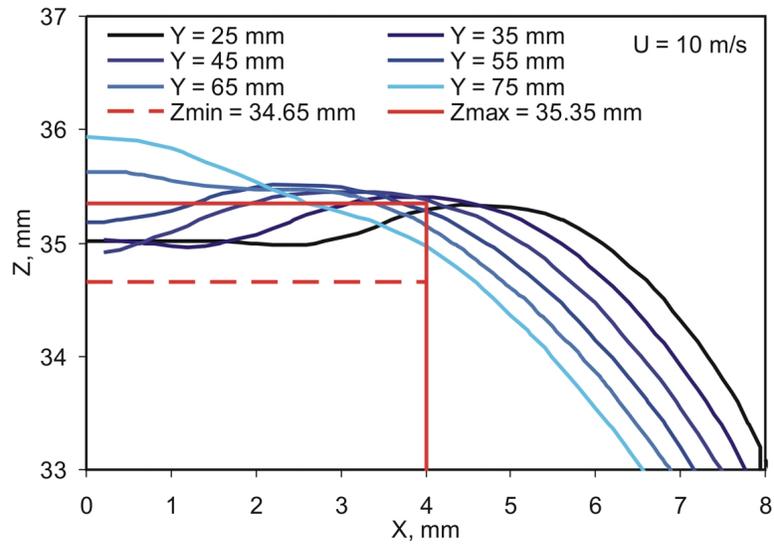


Abbildung C.2: Berechnete Lithium-Vakuum Grenze im  $U^{238}$  Bestrahlungsbereich ( $25\text{mm} < y < 75\text{mm}$ ) in verschiedenen  $xz$ -Schnittebenen bei der mittleren Strahlgeschwindigkeit von  $10\text{m/s}$ . Die tolerierbaren Abweichungen der Lithiumstrahlkontur sind mit roten Linien gekennzeichnet.

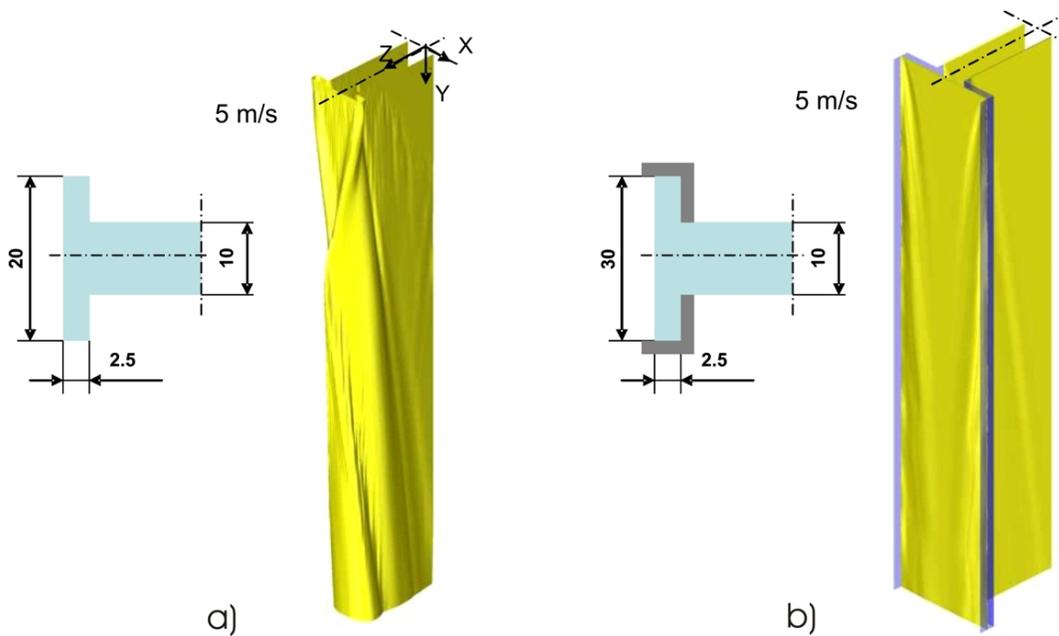


Abbildung C.3: Ergebnisse der Simulationsrechnungen für zwei potenzielle Design Optionen zur Erhöhung der kritischen Länge  $h_1$  bei der mittleren Strahlgeschwindigkeit von  $5\text{m/s}$ . a) Erweiterung der schmalen Strahlseite im Bestrahlungsbereich; b) Kombination der Seitenerweiterung und Führungsschienen.

## **C2. Wirkung der Zentrifugalkräfte auf die Stabilität der freien Oberfläche des FRANZ-Targets**

Im Target-Design der FRANZ Anlage wird zur Führung der Lithiumströmung ein Prinzip des IFMIF-Targets, also eine konkav gekrümmte Wand vorgeschlagen. Die Strömung fließt aus der Düse entlang einer kurzen geraden Führungsstrecke und tritt als Strahl mit freier Oberfläche in den Bereich der konkaven Führungswand ein. Der Krümmungsradius der Wand beträgt 250mm. Die Filmdicke des Lithium-Targets der FRANZ Anlage soll 2mm betragen. Die Abweichungen der Filmdicke von dem vorgegebenen Wert sind auf  $\pm 0,1\text{mm}$  begrenzt. Entsprechend der Analyse im Kapitel 4, können die Zentrifugalkräfte zwei Arten der Sekundärströmungen verursachen, nämlich Ekman Wirbel und Görtler Wirbel. Die Strömung soll in der Düse komplett relaminarisiert werden. Für die Lithiumströmung am Düsenaustritt mit Geschwindigkeiten zwischen 7 und 12m/s liegen die Reynolds-Zahlen im Bereich  $Re=1,42-2,43 \times 10^4$ . Deshalb wird sich stromab des Düsenaustritts eine turbulente Strömung entwickeln. Da die Görtler-Zahlen am Anfang der Konkaven Wandstrecke mit  $G\delta=10-12$  höher als der kritische Werte liegen, (vergleiche dazu Diagramm 4.10) ist mit einer Entwicklung von Görtler Wirbel zu rechnen. Die abgeschätzte Grenzschichtdicke beträgt ca. 1-2mm und auch die Ausdehnung der Görtler-Wirbel ist vergleichbar mit der Dicke des Strömungsfilms. Deshalb muss die Wirkung der Görtler-Wirbel auf die der Stabilität der Targetströmung detailliert analysiert werden. Das heißt, für die hydraulischen Untersuchungen muss das LES Verfahren mit der großen Genauigkeit eingesetzt werden.

Zur Simulation wurde ein numerisches Gitter bestehend aus  $2 \times 10^6$  Fluidelementen erzeugt. Die Größe der Elemente im wandnahen Bereich mit einer Ausdehnung von etwa 1mm normal zur Wand beträgt 0,1mm in z-Richtung und 0,5mm in der Strömungsrichtung. Der wandnahe Bereich wird mit 30 Elementen normal zur Wand aufgelöst. Modelliert wird lediglich eine Hälfte der Targetströmung unter Anwendung entsprechender Symmetriebedingungen. Ein Teilbereich der Düse mit einer Längserstreckung von 20mm wurde in die Rechendomäne eingeschlossen. Die Eingangsdaten werden aus den Rechenergebnissen der Düsenströmung übernommen.

Für Luft und Lithium werden konstante Materialeigenschaften bei der Temperatur 250° C eingegeben. Die Luftdichte entspricht dem Druck von  $10^3$  Pa. Die Rechnung wird für die mittlere Lithiumgeschwindigkeit  $U_0=10\text{m/s}$  und für die Zeitspanne von 0,1s mit einem Zeitschritt von  $10^{-5}\text{s}$  durchgeführt.

Die Simulationsergebnisse sind in den Abbildungen C.4 dargestellt. Die Abbildung C.4a zeigt die freie Lithiumoberfläche am Ende der Rechenzeit. Man erkennt die Entwicklung der kleinen Wellenstreifen mit Amplituden von etwa 0,1mm nach dem Düsenaustritt, die durch die unregelmäßige Strömungsablösung an der Düsenkante erzeugt werden. Nach dem Einlauf in die gekrümmte Wandstrecke werden die Wellenstreifen durch die Oberflächenspannungs- und Zentrifugalkräfte gedämpft. Dabei strukturieren sich die in Strömungsrichtung orientierten Wellen in gleichorientierte Wellenfelder von größerer Wellenlänge und größeren Amplituden um. Die Wellenamplituden wachsen in Strömungsrichtung an und erreichen ihre maximale Höhe etwa im Bestrahlungsbereich. Danach werden die Wellen langsam wieder gedämpft. Verursacht werden diese Oberflächenverformungen durch Görtler Wirbel. Um die Entwicklung der Görtler-Wirbel zu veranschaulichen, zeigt die Abbildung C.4b die Isoflächen der Strömungsgeschwindigkeit

$U_w=0,85U_0$  in der Grenzschicht der gekrümmten Targetwand. Die parallelen Streifen der langsamen Geschwindigkeitsbereichen wachsen stromab. Im letzten Drittel des gekrümmten Wandkanals beginnen die Wirbel zu zerfallen. Das deutet den Übergang zur vollturbulenten Grenzschichtströmung an. Die Abbildung C.5 mit drei Schnittebenen des Targetkanals im Bestrahlungsbereich charakterisiert durch die Winkelkoordinate  $\alpha$  in einem geeigneten Polarkoordinatensystem ( $\alpha=-5^\circ$ - obere Grenze,  $\alpha=0$  Mitte,  $\alpha=5^\circ$ - untere Grenze) illustriert die Entwicklung der Sekundärströmungen und ihre Wirkung auf die freie Oberfläche. Die Kontur der freien Oberfläche wird mit schwarzen Linien gekennzeichnet.

In der Nähe der Seitenwand wird Lithium in allen Schnittebenen durch die Ekman Zirkulation von der Rückwand weg getrieben. Dies führt zur Erhöhung der Filmdicke im Seitenwandbereich. Im Bereich zwischen  $z=5\text{mm}$  und  $z=10\text{mm}$  erkennt man eine Vertiefung auf der Oberfläche verursacht durch die Wirkung der Spurenwellen, die sich von den Düsenecken ausbreiten. Die Deformation der Oberfläche durch Ekman Wirbeln und Spurenwellen bleibt aber lokal begrenzt und beeinflusst nicht signifikant die Solltiefe der Lithiumschicht im Bestrahlungsbereich bei  $15 < z < 25\text{mm}$ .

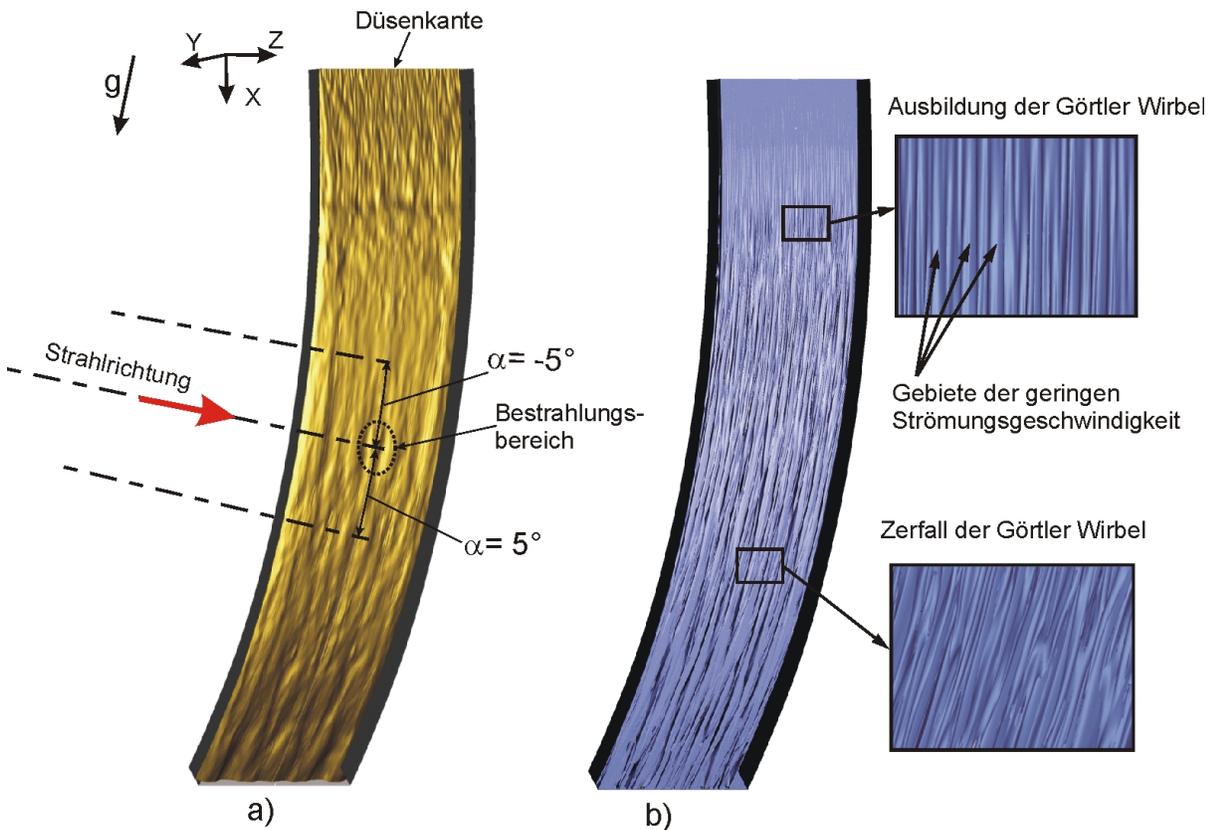


Abbildung C.4: Mit LES simulierte Strömung des FRANZ / Lithiumtargets bei der mittleren Lithiumgeschwindigkeit von 10m/s. a) Freie Lithiumoberfläche (gelb dargestellt), b) Isoflächen der Strömungsgeschwindigkeit in der Grenzschicht der Rückwand ( $U_w=0,85U_0$ , blau dargestellt). Helle Streifen zeigen Gebiete der geringen Strömungsgeschwindigkeit.

Die Wirbelpaare, die durch die Görtler Instabilitäten entstehen, verteilen sich dagegen über die ganze Kanalbreite. In der ersten Schnittebene ( $\alpha=-5^\circ$ ) haben die Wirbel die maximale Höhe und Stärke noch nicht erreicht, und der Lithiumfilm hat nahezu eine konstante Dicke mit Schwankungen von nicht größer als 0,1mm. Im mittleren Schnitt mit  $\alpha=0$  und damit voll im Bestrahlungsbereich erreichen die Wirbel maximale Stärke und deformieren die Lithiumoberfläche. Maximale Schwankungen der Filmdicke erreichen 0.5mm. die Wirbel wachsen zwar stromabwärts bei einem Parameterwert  $\alpha=5^\circ$  weiter an, beginnen aber zu zerfallen und verlieren Ihre Stärke. Demzufolge verringert sich die Deformation der Lithiumoberfläche.

Durch die Wirkung der Görtler Wirbel entstehende Variationen der Filmdicke überschreiten die zulässige Grenze von  $\pm 0,1\text{mm}$ . Es ist daher notwendig, eine gezielte Optimierung des Entwurfs für das FRANZ/Target durchzuführen.

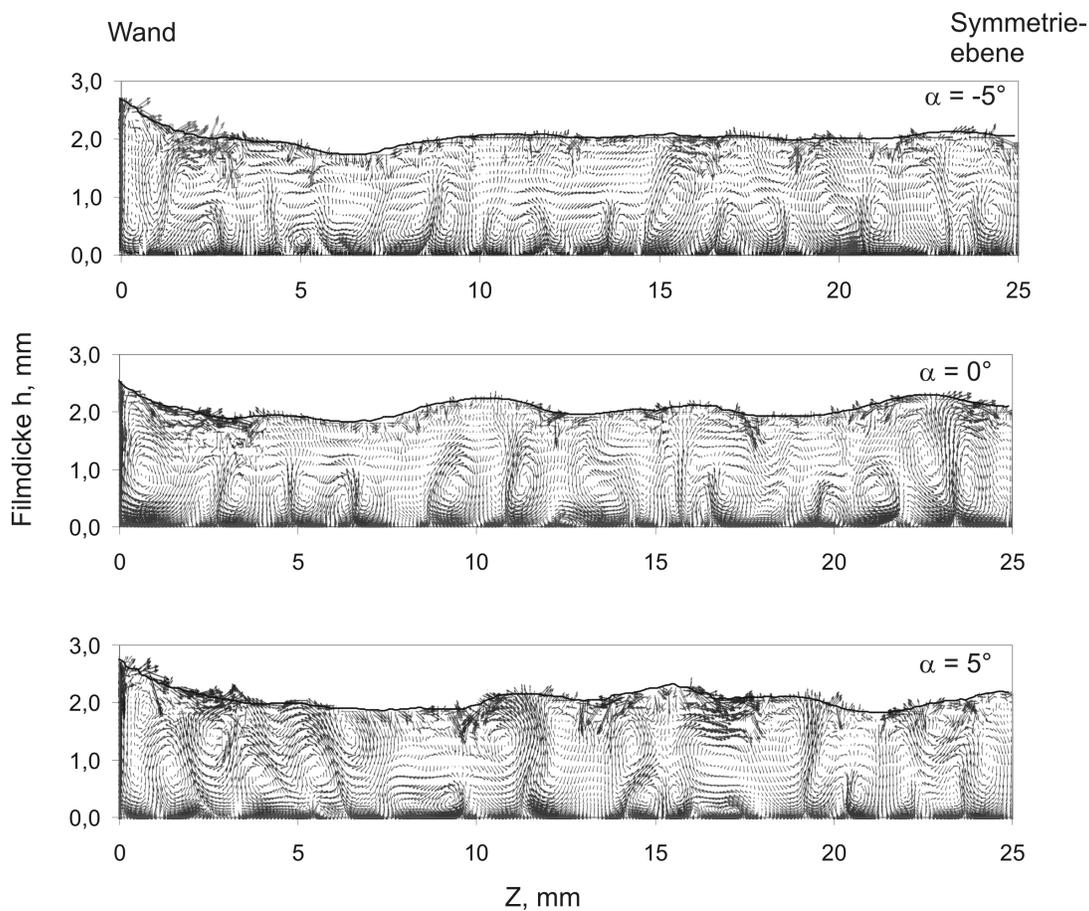


Abbildung C.5: Mit LES berechnete Vektorfelder der Querströmung in drei Schnittebenen  $\alpha=-5^\circ$  (oberhalb des Bestrahlungsbereichs);  $\alpha=0$  (im Bestrahlungsbereich);  $\alpha=5^\circ$  (unterhalb des Bestrahlungsbereichs); Lithium-Vakuum Grenze ist gekennzeichnet mit der schwarzen Linie.

## Anhang D

### Thermo-physikalische Eigenschaften von Lithium und Wasser

Tabelle B1: Thermo-physikalische Eigenschaften von Flüssig-Lithium aus Addison (1984)

Temperatur $T [^{\circ}\text{C}]$	Dichte $\rho [\text{kg}/\text{m}^3]$	Wärmeleitung $\lambda [\text{W}/(\text{mK})]$	Oberflächen- spannung $\sigma 10^{-3} [\text{N}/(\text{m})]$	Kinematische Viskosität $\nu 10^{-6} [\text{m}^2/\text{s}]$	Spezifische Wärmekapazität $c_p [\text{J}/(\text{kgK})]$
180	517,0	31,5	431,4	1,154	4379,3
200	515,0	31,1	430,0	1,106	4362,6
250	510,0	30,2	426,2	0,995	4320,7
300	504,9	29,2	421,7	0,899	4278,7
350	499,9	28,3	416,5	0,818	4236,8
400	494,8	27,3	410,7	0,751	4194,9
450	489,8	26,4	404,3	0,698	4153,0
500	484,7	25,4	397,2	0,660	4111,1
550	479,7	24,5	389,5	0,637	4069,2
600	474,6	23,5	381,1	0,628	4027,3
650	469,55	22,6	372,2	-	3985,4
700	464,5	21,6	362,6	-	3943,5
800	454,4	19,7	341,5	-	3859,6
900	444,3	17,8	-	-	3775,8
1000	434,2	15,9	-	-	3692,0
1100		14	-	-	-

Tabelle B2: Thermo-physikalische Eigenschaften von Wasser beim Druck  $p= 1\text{bar}$  aus dem VDI-Wärmeatlas 10. Auflage (2006)

Temperatur $T [^{\circ}\text{C}]$	Dichte $\rho [\text{kg}/\text{m}^3]$	Wärmeleitung $\lambda 10^{-3} [\text{W}/(\text{mK})]$	Oberflächen- spannung $\sigma 10^{-3} [\text{N}/(\text{m})]$	Kinematische Viskosität $\nu 10^{-6} [\text{m}^2/\text{s}]$	Spezifische Wärmekapazität $c_p [\text{J}/(\text{kgK})]$
10	999,70	580,0	74,2	1,307	4192
15	999,10	589,3	73,5	1,139	4185
20	998,21	598,4	72,7	1,004	4181
25	997,05	607,2	72,0	0,893	4179
30	995,65	615,5	71,2	0,801	4177