

Diplomarbeit

Optimierung eines Labormodells zur Entsandung des Triebwassers von Hochdruckanlagen mittels numerischer Simulation

ausgeführt zur Erlangung des akademischen Grades eines
Diplom-Ingenieurs unter der Leitung von

Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.-Ing. Christian BAUER
Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.-techn. Eduard DOUJAK

E302
Institut für Energietechnik und Thermodynamik
Forschungsbereich Strömungsmaschinen

eingereicht an der Technischen Universität Wien
Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von
Jürgen Krumböck
Matr. Nr. 0626231
Josef Bauerstraße 5
3071 Böheimkirchen

Wien, 2016

Danksagung

Am dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich während der Erstellung dieser Diplomarbeit unterstützt haben.

Mein Dank gebührt vor allem Herrn Ass.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Eduard Doujak, der meine Masterarbeit betreut hat. Für die Anregungen, Geduld und Hilfestellungen bei der Erstellung dieser Arbeit möchte ich mich herzlich bedanken.

Dank gebührt auch Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Christian BAUER und dem gesamten Institut für Thermodynamik und Energiewandlung mit Arbeitsbereich Strömungsmaschinen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Projektassistenten Dipl.-Ing. Markus Eichhorn, der mir vor allem zu Beginn mit nützlichen Hinweisen und Anregungen zur Seite stand.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern Peter und Renate bedanken, deren Unterstützung mein Studium erst ermöglicht hat.

Kurzfassung

Das Institut für Energietechnik und Thermodynamik der technischen Universität Wien (TU Wien) beschäftigt sich seit einigen Jahren mit der Entwicklung eines Axialzyklons. Dieser soll Sedimente aus Druckrohrleitungen entfernen und somit den Verschleiß (Abrasion) in Wasserkraftanlagen, insbesondere Hochdruckanlagen verringern.

Nach ersten Laborversuchen und CFD (Computational Fluid Dynamics) Simulationen wurden Verbesserungen an der Anlage vorgenommen. An dieser Anlage wurden Geschwindigkeits- und Druckmessungen, sowie eine Partikelstudie zur Bestimmung des Abscheidegrades der Sedimente durchgeführt.

Das Ziel dieser Arbeit war die Simulation der Anlage mittels CFD und eine Validierung der Ergebnisse. Aufgrund dieser Daten soll eine Optimierung der Anlage erfolgen. Die erste Aufgabe bestand in der Anpassung der vorhandenen Rechengitter an die optimierte Anlage. Danach erfolgte die Simulation mit verschiedenen Reynolds-Spannungs-Turbulenzmodellen. Die Ergebnisse wurden mit den Messdaten aus dem Laborversuch verglichen. Dabei wurden besonders auf mögliche Ablösungen an den Umlenkschaufeln und die Geschwindigkeitsprofile in der Trennstrecke geachtet. Der letzte Teil der Simulation beschäftigt sich mit der Partikelstudie. Diese erfolgte, wie im Laborversuch, mit Quarzsand und gestaffelt auf sieben Durchmesserbereiche der Partikel von 63 bis 250 μm .

Bei den ersten CFD-Simulationen gab es deutliche Abweichungen zu den Messergebnissen des Labormodells. Die Ursache dieser Diskrepanzen wurde gefunden und die Ergebnisse der aktuellen Berechnungen stimmen bei den Strömungsgrößen sehr gut mit den Laboraten überein. Bei den Abscheidegraden gibt es sehr deutliche Abweichungen von den Messwerten. Die möglichen Ursachen für diese fehlerhafte Berechnung werden mit dem ANSYS Support besprochen.

Abstract

The Institute for Energy Systems and Thermodynamics of the Vienna University of Technology is working on the development of an axial-Cyclone for years. It should remove sediments from the pressure pipes of hydropower plants and reduce the wear on the turbines.

The first experiments and simulations lead to improvements in the construction. The experiments were repeated on this improved system. That includes measurements of velocity, pressure and separation efficiency.

The goal of this master thesis was to simulate the improved construction with CFD (Computational Fluid Dynamics) and evaluate the results. This should lead to further improvements of the plant. First the computational grid had to be adapted for the improved construction. This mesh was used in simulations with two different reynolds tension turbulence modells. The results were compared to the experiment data, with special regards to detachments at the guide vanes and the velocity profiles in the separation section. The last part of the simulation was the calculation of the particle tracks and the resulting separation efficiency. The particles were split in seven diameter sections ranging from 63 to 250 μm .

The first CFD-Simulations showed significant deviations from the experiment data. After finding the reasons the results for the flow are matching pretty well. There are still very clear defferences in the separation efficieny. These are currently under investigation at the ANSYS Support.

Inhaltsverzeichnis

1. Formelzeichen.....	1
2. Einleitung und Motivation.....	3
3. Theoretische Grundlagen.....	4
3.1. Erhaltungsgleichungen.....	4
3.1.1. Massenbilanz.....	5
3.1.2. Impulsbilanz.....	6
3.2. Turbulenzmodelle.....	7
3.2.1. RANS.....	7
3.2.1.1. Zweigleichungs-Transportmodelle.....	8
3.2.1.2. RSM.....	10
3.2.2. LES.....	12
3.2.3. DNS.....	12
3.3. Wandfunktionen.....	13
3.4. Betrachtungsweisen der Strömung.....	15
3.4.1. Euler.....	15
3.4.2. Lagrange.....	15
3.5. Partikel.....	15
3.5.1. Partikelbewegungen.....	17
3.5.2. Kräfte auf Partikel.....	18
3.5.2.1. Strömungswiderstand.....	18
3.5.2.2. Kräfte durch den Druckgradienten und die Schwerkraft.....	19
3.5.2.3. Virtuelle Masse und Basset-Kraft.....	19
3.6. Diskretisierungsmethoden.....	19
3.6.1. Finite-Differenzen-Methode.....	19
3.6.2. Finite-Volumen-Methode.....	20
3.6.3. Finite-Elemente-Methode.....	21
3.7. Lösungsverfahren.....	21
3.7.1. Zentrale Verfahren.....	21
3.7.2. Upwind Verfahren.....	21
3.7.3. High-Resolution-Verfahren.....	22
4. ANSYS CFX.....	23
5. Modellanlage und Versuchsaufbau.....	24
5.1. Drallapparat.....	24
5.2. Trennstrecke.....	24
5.3. Abscheider.....	25
5.4. Änderungen zur ersten Version der Anlage.....	25
5.5. Messungen Labormodell.....	27
5.5.1. Statische Druckmessungen.....	27
5.5.2. Geschwindigkeitsmessungen.....	28
6. Rechnernetz.....	30
6.1. Netzgenerierung.....	30
6.2. Netzstudie.....	33
7. Simulation.....	36
7.1. Aufbau der Simulation.....	36
7.1.1. Strömungsmedien.....	36

7.1.2. Eintritt.....	37
7.1.3. Austritte.....	37
7.1.4. Wände.....	37
7.1.5. Interfaces.....	38
7.2. Konvergenzverhalten.....	38
7.3. Drücke.....	40
7.3.1. Statische Druckverluste.....	41
7.3.2. Totaldruckverlust.....	42
7.3.3. Druckverteilung an den Drallschaufeln.....	44
7.4. Strömungsgeschwindigkeiten.....	47
7.4.1. Geschwindigkeiten im Bereich der Drallschaufeln.....	48
7.4.2. Geschwindigkeitsprofile in der Trennstrecke.....	54
7.5. Drall.....	58
7.6. Strömung im Bereich der Abscheider.....	60
7.7. Turbulenzgrößen.....	62
7.8. Partikelstudie.....	65
7.8.1. Partikeleigenschaften.....	65
7.8.2. Vereinfachtes Modell, eine Zellenbreite mit Symmetrie.....	66
7.8.3. Parameter und Randbedingungen.....	66
7.8.3.1. Particle Shape Factors.....	67
7.8.3.2. Ein-Wege / Zwei-Wege Kopplung.....	68
7.8.3.3. Virtual Mass Force.....	69
7.8.3.4. Pressure Gradient Force.....	69
7.8.3.5. Turbulent Dispersion Force.....	70
7.8.4. Gesamtanlage.....	70
7.8.4.1. Abscheidegrad.....	71
7.8.5. Auflösung der Grenzschicht.....	74
7.8.6. Abweichungen und mögliche Fehlerquellen:.....	75
8. Zusammenfassung und Ausblick.....	80

1. Formelzeichen

A_P	Partikelquerschnittsfläche
b_i	i-te Komponente der Körperkräfte pro Masseneinheit
C_D	Widerstandskoeffizient
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$	Parameter für K- ε -Modell
C_S	empirische Konstante
C_{ijk}	molekulare und turbulente Diffusion
d, D	Partikeldurchmesser
e_i, e_j	i-te, j-te Komponente des Einheitsvektors
E	Konstante für die Oberflächenbeschaffenheit
f	allgemeine Kräfte
F_D	Strömungswiderstand
F_P	Kraft auf Partikel durch Druckgradient und Schwerkraft
g	Erdbeschleunigung
k	turbulente kinetische Energie
KM	Kontrollmasse
KV	Kontrollvolumen
l_e	Größe der Turbulenzwirbel
m	Masse
m_P	Partikelmasse
m_{AB}	abgeschiedener Partikelmassenstrom
m_{ges}	gesamter Partikelmassenstrom
n	Normalvektor bzw. Anzahl der Messdaten
P_{ij}, P_k	Produktionsterme
p_s	statischer Druck
p_t	Totaldruck
Q	Volumenstrom
Re	Reynoldszahl
Re_P	Partikelreynoldszahl
S	Oberfläche, Umrandung
S_{KV}	Oberfläche des Kontrollvolumens
t	Zeit
T	Mittelungsintervall
t_i	i-te Komponente des Spannungstensors, Maß für molekulare Transportrate des Impulses
$u_i, u_j, u_k, u_x, u_y, u_z$	Geschwindigkeitskomponenten

u_F	Fluidgeschwindigkeit
u_P	Partikelgeschwindigkeit
u^+	dimensionslose Geschwindigkeit
u_T	Reibungsgeschwindigkeit
v	Geschwindigkeit
v_a	axiale Geschwindigkeitskomponente
v_t	tangentiale Geschwindigkeitskomponente
v_b	Geschwindigkeit des Kontrollvolumens
V	Volumen
V_{KM}	Volumen der Kontrollmasse
V_{KV}	Volumen des Kontrollvolumens
x, y, z	Koordinatenrichtungen
x_i, x_j, x_k	Koordinatenrichtungen
y^+	dimensionsloser Wandabstand
β	Drallwinkel
δ_{ij}	Kronecker-Delta
ϵ	Dissipationsrate
ϵ_{ij}	Dissipationstensor
σ, σ^2	Standardabweichung und Varianz
$\sigma_k, \sigma_\epsilon$	Parameter für K- ϵ -Modell
μ	dynamische Viskosität
μ_t	Wirbelviskosität (turbulente Viskosität)
μ_{eff}	effektive Viskosität
ν, ν_f	kinematische Viskosität der Flüssigkeit
∇	Nabla-Operator
η	Abscheidewirkungsgrad
φ	allgemeine, intensive, skalare Zustandsgröße
Φ	allgemeine, extensive, skalare Zustandsgröße
κ	Karman-Konstante
ρ, ρ_f	Dichte des Fluids
ρ_P	Dichte der Partikel
τ^{Re}	Reynolds-Spannungs-Tensor
T_{ij}	Reynolds-Spannung
T_w	Wandschubspannung
Π_{ij}	Druck-Scher-Korrelation

2. Einleitung und Motivation

Sedimenthaltiges Triebwasser stellt ein Problem für Wasserkraftanlagen dar. Der enthaltene Sand bewirkt Erosion in der Anlage, insbesondere am Laufrad. Dies ist besonders bei Pelton-turbinen stark ausgeprägt, da dort eine deutlich stärkere Umlenkung der Strömung erfolgt als in Francis- und Kaplan-turbinen. Derzeit werden zur Abscheidung große Absetzbecken oder Entsandungsanlagen gebaut. Der Platzbedarf dieser Anlagen stellt aber, besonders bei den im Gebirge stehenden Hochdruckanlagen, ein Problem dar. Um den Platz und die Kosten für die Absetzbecken einzusparen, soll der Sand in der Druckrohrleitung mithilfe eines Axialzyklons abgetrennt werden.

Die erste Version des Axialzyklons wurde von B. Windholz ausgelegt und von L. Binder aufgebaut. Bei numerischen Berechnungen durch G. Holzmann haben sich leichte Abweichungen bei den Strömungsgrößen und deutliche Unterschiede in Abscheidegraden zu den Laborversuchen gezeigt. Zusätzlich wurden deutliche Verbesserungspotenziale in der Trennstrecke (Wirbelzopf) und der Abscheidergeometrie (Rückströmungen) erkannt.

Nachfolgend wurde die Anlage umgebaut und die Verbesserungen eingearbeitet. Die neuen Versuche wurden von C. Mikl durchgeführt.

Das Ziel dieser Arbeit ist ein besseres Verständnis der Strömung und des Abscheidevorganges im Axialzyklon. Dazu wird die Anlage mittels CFD-Simulation nachgerechnet und die Laborwerte als Randbedingungen bzw. zur Verifikation der Ergebnisse verwendet. Die gewonnenen Einsichten können zur weiteren Optimierung der Anlage verwendet werden.

Sollten die Abweichungen beim Abscheidegrad weiterhin bei etwa 400 % liegen, bilden exakte Strömungsdaten eine gute Grundlage zur Ursachenforschung, sowohl innerhalb des Institutes als auch in Kooperation mit dem Softwarehersteller.

3. Theoretische Grundlagen

Unter Computational Fluid Dynamics (CFD) versteht man die numerische Berechnung von Strömungen.

Die CFD wird schon seit vielen Jahren in der Forschung und Entwicklung eingesetzt. Damit können sehr aufwändig messbare Größen in Strömungen einfach untersucht werden, was ein besseres Verständnis der Vorgänge innerhalb der Strömung ermöglicht. Zusätzlich können auch komplexe Strömungen berechnet werden, an denen analytische Ansätze scheitern.

Aufgrund der schnell steigenden Rechenleistung moderner Prozessoren hat die CFD in den letzten Jahren auch im ingenieurmäßigen Alltag stark an Bedeutung gewonnen. Der Anwender muss sich jedoch darüber im Klaren sein, dass die Qualität der Ergebnisse sehr stark von den gewählten Verfahren und Randbedingungen abhängig sind.

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der CFD kurz erklärt. Weitere Informationen sind in der reichhaltigen Fachliteratur (z. B.: [1], [2] und [3]) zu finden

3.1. Erhaltungsgleichungen

Die Erhaltungsgleichungen werden aus der Betrachtung der Eigenschaften eines Fluides in einem Kontrollvolumen hergeleitet. Das Kontrollvolumen ist ortsfest und wird vom Fluid durchströmt. Dabei werden die Eigenschaften, wie Masse, Impuls und Energie, betrachtet und daraus die Erhaltungsgleichungen hergeleitet. Man kann diese Gleichung in einer allgemeinen Form darstellen.

Wenn φ eine intensive skalare Zustandsgröße ist, dann ist die dazugehörige extensive Zustandsgröße:

$$\Phi = \int_{V_{KM}} \rho \varphi dV \quad (1)$$

Dabei ist KM die Kontrollmasse.

Die Überlegung zur Erhaltungsgleichung ist folgende: Die Änderung der extensiven Eigenschaft der Kontrollmasse, Φ , muss gleich der Änderung der Eigenschaft im Kontrollvolumen plus dem Fluss der Eigenschaft durch die Kontrollvolumengrenze sein.

Diese Überlegung ist in der nachfolgenden Formel in mathematische Form gebracht.

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{KM}} \rho \varphi dV = \frac{d}{dt} \int_{V_{KV}} \rho \varphi dV + \int_{V_{KV}} \rho \varphi (v - v_b) n dS \quad (2)$$

Dabei ist v die Fluidgeschwindigkeit und v_b die Geschwindigkeit des Kontrollvolumens. Da das Kontrollvolumen in den meisten Fällen ortsfest ist, gilt $v_b=0$. S_{KV} ist die Oberfläche des Kontrollvolumens und n der dazu senkrechte Einheitsvektor.

Der letzte Term, der den Transport über die Kontrollvolumenoberfläche darstellt, wird meistens als konvektiver Term bezeichnet.

3.1.1. Massenbilanz

Um die Erhaltungsgleichung für die Massenbilanz zu erhalten wird $\Phi=1$ in die allgemeine Erhaltungsgleichung (2) eingesetzt. Unter der Annahme, dass sich die Masse über die Zeit nicht ändert (was für fast alle technisch interessanten Strömungen gilt), ergibt sich die Massenbilanz wie folgt:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_S \rho n dS = 0 \quad (3)$$

Mithilfe des Gaußtheorems und der Verkleinerung des Kontrollvolumens ins Unendliche, erhält man die koordinatenfreie Differentialgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho v) = 0 \quad (4)$$

bzw. ausgeschrieben

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} \quad (5)$$

Es gilt die Einstein-Konvention: Kommt ein Index zweimal in einem Term vor, so wird über alle möglichen Werte dieses Indizes summiert.

3.1.2. Impulsbilanz

Einer der Wege die Impulsbilanz herzuleiten, geht von der allgemeinen Erhaltungsgleichung (2) aus. Mit $\Phi=v$ ergibt sich für ein feststehendes Kontrollvolumen:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{KM}} \rho \varphi dV = \frac{d}{dt} \int_{V_{KV}} \rho v dV + \int_{S_{KV}} \rho v v n dS \quad (6)$$

In diese Gleichung kann man das zweite Newtonsche Bewegungsgesetz

$$\frac{d(mv)}{dt} = \sum f \quad (7)$$

einsetzen und erhält:

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{KV}} \rho v dV + \int_{S_{KV}} \rho v v n dS = \sum f \quad (8)$$

Dabei stellt die rechte Seite die Summe aller Kräfte dar, die auf das Fluid im Kontrollvolumen wirken. Um die Gleichung lösen zu können, müssen diese durch die intensiven Eigenschaften, Dichte und Geschwindigkeit, ausgedrückt werden. Dazu müssen einige Annahmen, z. B.: newtonsches Fluid, etc., getroffen werden. Die komplette Herleitung ist relativ lang und kann in diversen Fachbüchern (z. B.: [2]) nachgelesen werden. Die integrale Form der Impulsbilanz lautet dann:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho u_i dV + \int_S \rho u_i v n dS = \int_S t_i n dS + \int_V \rho b_i dV \quad (9)$$

Dabei steht b_i für die i -te Komponente der Körperkräfte pro Masseneinheit (z. B. Schwerkraft) und t_i ist

$$t_i = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) e_j - \left(p + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right) e_i \quad (10)$$

Wobei μ die dynamische Zähigkeit und e_i, e_j die i-te, j-te Komponente des Einheitsvektors darstellt.

3.2. Turbulenzmodelle

3.2.1. RANS

Man kann jede statistisch stationäre Größe durch ihren zeitlichen Mittelwert plus einen Schwankungsanteil darstellen:

$$\varphi(x_i, t) = \bar{\varphi}(x_i) + \varphi'(x_i, t) \quad (11)$$

Dabei stellt $\varphi'(x_i, t)$ den Schwankungsanteil und

$$\bar{\varphi}(x_i) = \frac{1}{T} \int_0^T \varphi(x_i, t) dt \quad (12)$$

den Mittelwert dar. T ist das Mittelungsintervall und muss deutlich größer sein als die typische Schwankungsdauer.

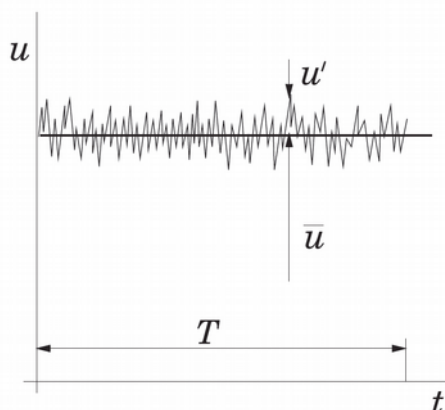


Abbildung 1: Zeitmittelung für stationäre Größe [4]

Mittelt man einen linearen Term, so erhält man einfach den Mittelwert der Größe. Bei nichtlinearen Termen erhält man zusätzliche Terme. Die Mittelung des Produktes zweier Größen ergibt neben dem Produkt der Mittelwerte zusätzlich noch die Korrelation der Schwankungen.

$$\overline{u_i \varphi} = \overline{(\bar{u}_i + u_i')(\bar{\varphi} + \varphi')} = \bar{u}_i \bar{\varphi} + \overline{u_i' \varphi'} \quad (13)$$

Setzt man dies in die Navier-Stokes-Gleichungen ein, erhält man die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen oder kurz RANS (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes).

$$\rho \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\overline{p} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - \rho \overline{u'_i u'_j} \right] \quad (14)$$

Dabei ist δ_{ij} das Kronecker-Delta ($\delta_{ij}=1$ wenn $i=j$; $\delta_{ij}=0$ wenn $i \neq j$). In den RANS nehmen die zusätzlichen Terme zwei Formen an, $\rho \overline{u'_i u'_j}$ werden als Reynolds-Spannungen bezeichnet und $\rho \overline{u'_i \varphi'}$ als turbulenter Skalarfluss, wobei φ eine beliebige skalare Größe ist. Die Reynolds-Spannungen lassen sich auch als Tensor darstellen (15). Dabei ist zu erkennen, dass es sechs unterschiedliche Reynolds-Spannungen gibt.

$$\underline{\underline{\tau}}^{\text{Re}} = \rho \begin{bmatrix} \overline{u'_x u'_x} & \overline{u'_x u'_y} & \overline{u'_x u'_z} \\ \overline{u'_y u'_x} & \overline{u'_y u'_y} & \overline{u'_y u'_z} \\ \overline{u'_z u'_x} & \overline{u'_z u'_y} & \overline{u'_z u'_z} \end{bmatrix} \quad (15)$$

Diese Terme in den Erhaltungsgleichungen bedeuten, dass es mehr Unbekannte als Gleichungen gibt. Das Gleichungssystem ist also nicht geschlossen. Um die RANS-Gleichungen zu schließen, werden diese als Funktionen der gemittelten Größen und empirischer Parameter approximiert. Diese Näherungen werden als Turbulenzmodelle bezeichnet.

3.2.1.1. Zweigleichungs-Transportmodelle

Diese Modelle basieren auf der Vorstellung, dass Turbulenz an verschiedenen Orten erzeugt wird und sich danach über verschiedene Transportmechanismen verteilt. Gleichzeitig wird die Turbulenz durch Reibung in Wärme umgewandelt. Der Transport erfolgt über Konvektion (mit der Strömung) und Diffusion (gleichmäßige Verteilung).

Diese Modelle basieren auf dem Wirbelviskositätsansatz. Dabei werden die sechs unabhängigen Reynolds-Spannungen durch die Wirbelviskosität modelliert. Dafür wird angenommen, dass die Turbulenz isotrop, also richtungsunabhängig, ist.

$$-\rho \overline{u'_i u'_i} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (16)$$

μ_t in (16) wird als Wirbelviskosität oder turbulente Viskosität bezeichnet. Wenn die Turbulenz isotrop ist, braucht es nur noch zwei Größen um sie zu beschreiben. Dies kann zum Beispiel über eine charakteristische Länge (Größe der Wirbel) und eine charakteristische Zeit (Maß für die Verkleinerung der Wirbel) erfolgen. Da man mehrere Größen für die Beschreibung der Turbulenz verwenden kann, sind verschiedene Zweigleichungs-Transportmodelle entstanden.

Eines der Bekanntesten und Bedeutendsten ist das k- ϵ -Modell. Dabei wird die turbulente kinetische Energie k und die Dissipationsrate ϵ für die Modellierung verwendet:

$$\mu_t = -\rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (17)$$

$C_\mu=0,09$ ist dabei eine empirische Konstante. Die turbulente kinetische Energie k ist wie folgt definiert:

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'_x u'_x} + \overline{u'_y u'_y} + \overline{u'_z u'_z} \right) \quad (18)$$

Für die kinetische Energie und die Dissipationsrate kann jeweils eine Differentialgleichung hergeleitet werden.

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} = \mu_t \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial k}{\partial x_j} + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \epsilon \quad (19)$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho \overline{u_j} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \mu_t \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] - C_{\epsilon 2} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (20)$$

Nachfolgend sind die in den beiden obigen Gleichungen enthaltenen Parameter und ihre üblichen Werte aufgelistet:

$$C_{\epsilon 1}=1,44 \quad C_{\epsilon 2}=1,44 \quad \sigma_k=1 \quad \sigma_\epsilon=1,3$$

In den RANS-Gleichungen kann μ und μ_t zu μ_{eff} zusammengefasst werden, damit haben sie die gleiche Form wie die Gleichungen für laminare Strömungen. Zusätzlich gleicht die Lösung der beiden Transportgleichungen für K und ε , jener für andere skalare Größen wie Temperatur und Konzentration. Diese Eigenschaften ermöglichen eine relativ einfache Implementierung des K - ε -Modells. Aufgrund seiner Einfachheit, stellt es einen guten Kompromiss zwischen Rechenleistung und Genauigkeit dar und wird in der Praxis häufig angewendet.

Andere Beispiele für Zweigleichungs-Transportmodelle sind das K - ω - und das SST-Modell. Alle haben den Wirbelviskositätsansatz und die Modellierung der Turbulenz mit zwei Gleichungen gemeinsam.

3.2.1.2. RSM

Als Reynolds-Spannungs-Modelle (RSM) werden alle Modelle bezeichnet, die den Wirbelviskositätsansatz nicht verwenden. Es wird also jede Reynolds-Spannung einzeln modelliert. Dadurch können auch Effekte simuliert werden, die durch die Anisotropie der Turbulenz entstehen.

Eine Vorgehensweise besteht darin, die Transportgleichungen für die Reynolds-Spannungen aus der Impulsgleichung herzuleiten. Die Herleitung kann in diversen Büchern (z. B. [3]) nachgelesen werden und führt zu

$$\frac{\partial \tau_{ij}^{\text{Re}}}{\partial t} + u_k \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{Re}}}{\partial x_k} = -\tau_{ik}^{\text{Re}} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \tau_{jk}^{\text{Re}} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - \varepsilon_{ij} + \Pi_{ij} + \left[\nu \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{Re}}}{\partial x_k} + C_{ijk} \right] \quad (21)$$

Die ersten beiden linken Terme sind die zeitliche Änderung der Reynolds-Spannung und die Konvektion mit der mittleren Strömung. Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite sind Produktionsterme. Diese sind von der mittleren Strömung bestimmt und können berechnet werden. Die restlichen drei Terme hängen von den Schwankungsgrößen ab und müssen modelliert werden. Dabei stellt

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \quad (22)$$

den Dissipationstensor dar. Die Dissipation findet am Ende der Energiekaskade, also bei kleinen Längenskalen der Turbulenz, statt. Man geht nun davon aus, dass die Turbulenz beim Zerfall der großen Strukturen ihre Richtungsabhängigkeit immer mehr verliert. Daher modelliert man die Dissipation als isotrope Größe. Mit der bereits bekannten, skalaren Dissipation ε lautet der Dissipationstensor dann

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (23)$$

Diese Modellierung wird als τ - ε -Modell bezeichnet. In (21) stellt

$$\Pi_{ij} = \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (24)$$

die Druck-Scher-Korrelation dar. Diese kann zum Beispiel als

$$\Pi_{ij} = -1,4 \frac{\varepsilon}{K} \left(\tau_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} K \right) - 0,6 \left(P_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} P_K \right) \quad (25)$$

modelliert werden. Dabei bewirkt der erste Term eine Rückkehr zur Isotropie und der Zweite eine Umverteilung. P_{ij} ist der Produktionsterm aus (21) und P_K jener aus (19).

Der letzte Term in (21) ist die molekulare und turbulente Diffusion der Reynolds-Spannungen.

$$C_{ijk} = \overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p' u'_i} \delta_{jk} + \overline{p' u'_j} \delta_{ik} \quad (26)$$

Dieser Term kann auf verschiedene Arten modelliert werden, zum Beispiel nach dem isotropen Ansatz von Shir:

$$C_{ijk} = -C_s \frac{K^2}{\rho \varepsilon} \frac{\partial \tau_{ij}^{\text{Re}}}{\partial x_k} \quad (27)$$

Dabei ist C_s eine empirische Konstante.

Die RSM-Modelle haben einen höheren Rechenaufwand als die Wirbelviskositätsmodelle, da mindestens sieben Gleichungen zusätzlich zu den Navier-Stokes-Gleichungen gelöst werden müssen. Sechs Gleichungen für die

Reynolds-Spannungen und eine für die Dissipation. Dafür bilden sie die Strömung in der Regel besser ab und können, wie bereits erwähnt, auch Probleme lösen, an denen die Wirbelviskositätsmodelle wegen ihrem isotropen Ansatz scheitern.

3.2.2. LES

LES steht für „Large Eddy Simulation“ (Grobstruktursimulation). Sie wird für Strömungen mit großen Reynoldszahlen eingesetzt. Durch eine Filterung wird das Geschwindigkeitsfeld in große und kleine Strukturen aufgeteilt. Anschließend werden die großen Wirbelstrukturen (large Eddy) direkt berechnet und die kleinen Wirbelstrukturen über ein Modell abgebildet. Die Large Eddy Simulation stellt somit einen Kompromiss dar und liegt sowohl mit ihrer Genauigkeit als auch der Rechenzeit zwischen den RANS und der DNS.

3.2.3. DNS

Die Abkürzung DNS steht für „Direct Numerical Simulation“ (Direkte Numerische Simulation). Wie die Bezeichnung schon angibt, wird die Turbulenz dabei direkt über die Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen berechnet. Da kein Modellansatz verwendet wird, ist die DNS prinzipiell genauer als die zuvor beschriebenen Methoden. Allerdings müssen die turbulenten Strukturen bis zu den kleinsten Wirbeln und sonstigen Strukturen aufgelöst werden. Dies führt zu einer sehr hohen räumlichen und zeitlichen Auflösung und einem sehr hohen Rechenaufwand. Die DNS wird hauptsächlich bei einfachen Geometrien zur Erforschung verschiedener Phänomene der Strömungsmechanik eingesetzt. Für den Arbeitsalltag von Konstrukteuren hat sie keine Bedeutung.

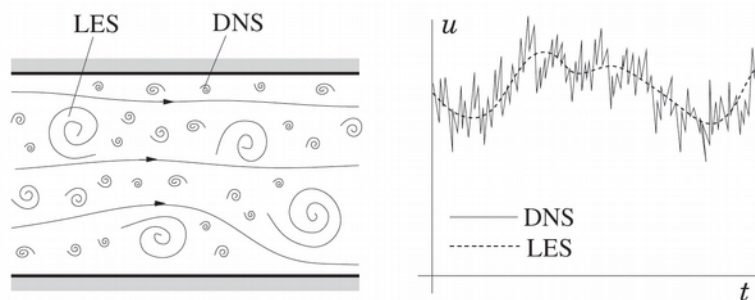


Abbildung 2: Schematische Darstellung der turbulenten Fluidbewegung (links) und die Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeit in einem Punkt (rechts) [4]

3.3. Wandfunktionen

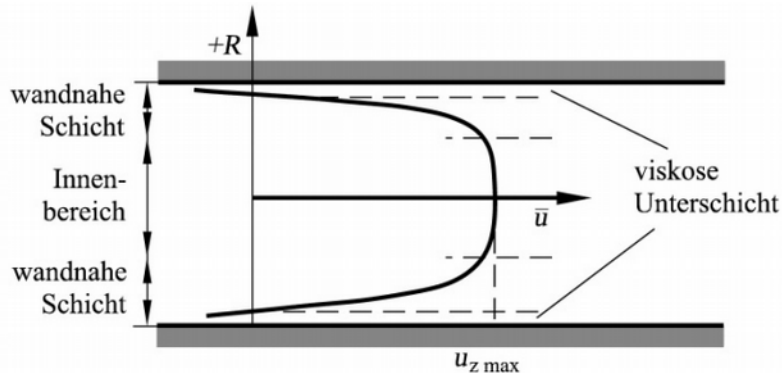


Abbildung 3: Universelles Geschwindigkeitsgesetz im Rohr [5]

In turbulenten Strömungen existiert eine viskose Grenzschicht an den Wänden (siehe Abbildung 3). Man kann mit dieser Grenzschicht auf zwei Arten umgehen.

Die Grenzschicht kann mit genügend Gitterpunkten aufgelöst werden. Da diese aber bei höheren Reynoldszahlen sehr dünn ist, müssen sehr feine Netze verwendet werden. Dadurch erhöht sich der Rechenaufwand deutlich und zusätzlich kann es bei stark gestreckten Zellen in Wandnähe zu Problemen mit der Konvergenz kommen. Diese Modelle nennt man Low-Re-Turbulenzmodelle.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, den Bereich der Grenzschicht mit sogenannten Wandfunktionen zu modellieren. Dabei werden zwei wichtige Bereiche der Grenzschicht unterschieden (siehe Abbildung 4).

- Laminare (viskose) Unterschicht

In der laminaren Unterschicht wird die Strömung durch das Prandtl'sche Wandgesetz beschrieben:

$$u^+ = y^+ \quad (28)$$

Dabei ist $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$ die dimensionslose Geschwindigkeit, $y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu}$ der dimensionslose Wandabstand, $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ die Reibungsgeschwindigkeit und $\tau_w = \mu \frac{\partial u}{\partial y}$ die Wandschubspannung.

- Logarithmischer Bereich

In diesem Bereich herrscht turbulente Strömung vor. Diese wird durch das logarithmische Wandgesetz beschrieben:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+) \quad (29)$$

Dabei sind $\kappa=0.41$ (Karman-Konstante) und $E=9$ (hydraulisch glatte Wand) empirische Konstanten.

Berechnungsverfahren die sich der Wandfunktionen bedienen werden High-Re-Turbulenzmodelle genannt.

Um gute Genauigkeiten zu erreichen sollte Y^+ für Low-Re-Modelle kleiner als 1 sein und für High-Re-Modelle zwischen 25 und 300 liegen.

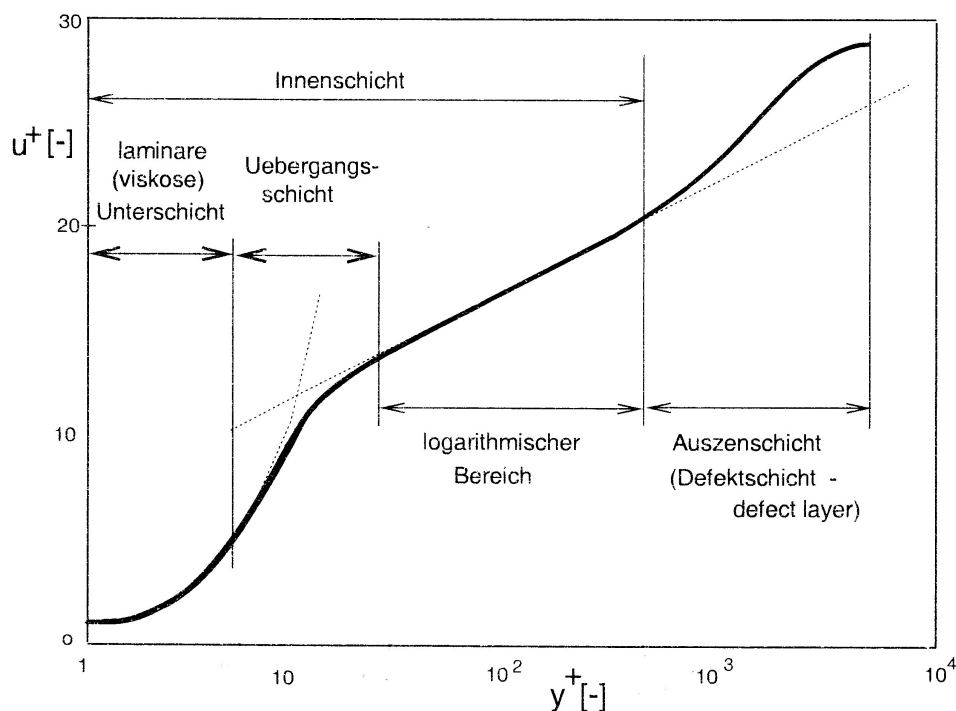


Abbildung 4: Universelle Geschwindigkeitsverteilung in der turbulenten Grenzschicht [6]

3.4. Betrachtungsweisen der Strömung

3.4.1. Euler

Bei der eulerschen Betrachtungsweise wird das Kontrollvolumen als ortsfest angenommen. Das bedeutet, dass es vom Fluid durchströmt wird. Die Beschreibung der Variablen erfolgt jeweils an festen Positionen im Raum. Diese Vorgehensweise ist Standard für die Berechnung von Fluiden.

3.4.2. Lagrange

Bei der lagrangschen Betrachtungsweise wird die Beschreibung der Variablen an ein Fluidteilchen gebunden. Das bedeutet, dass sich das Kontrollvolumen mit dem Teilchen mitbewegt und somit nicht durchströmt wird. Diese Vorgehensweise findet hauptsächlich bei Partikelströmungen Anwendung. Das Hauptfluid wird in der Regel mit der eulerschen und die darin enthaltenen, klar abgegrenzten Partikel mit der lagrangschen Betrachtungsweise beschrieben. Die Partikel können Fluidblasen (z. B.: Gasbläschen) oder feste Stoffe (z. B.; Sand, Staubteilchen) sein.

3.5. Partikel

Die Partikel können fest, flüssig oder gasförmig sein. Im Fall von flüssig oder gasförmig sind es Tropfen oder Blasen. Die kontinuierliche Phase, die Hauptströmung, besteht aus einer Flüssigkeit oder einem Gas. Eine wichtige Eigenschaft um die Mehrphasenströmung zu beschreiben stellt der Massen- bzw. Volumenanteil der Partikel in der Strömung dar. Sie bildet auch ein wichtiges Kriterium zur Auswahl der verwendeten Modellierung der Interaktion innerhalb und zwischen den Phasen.

In Abbildung 5 ist die Einteilung einer Partikelströmung abhängig vom Partikelanteil dargestellt.

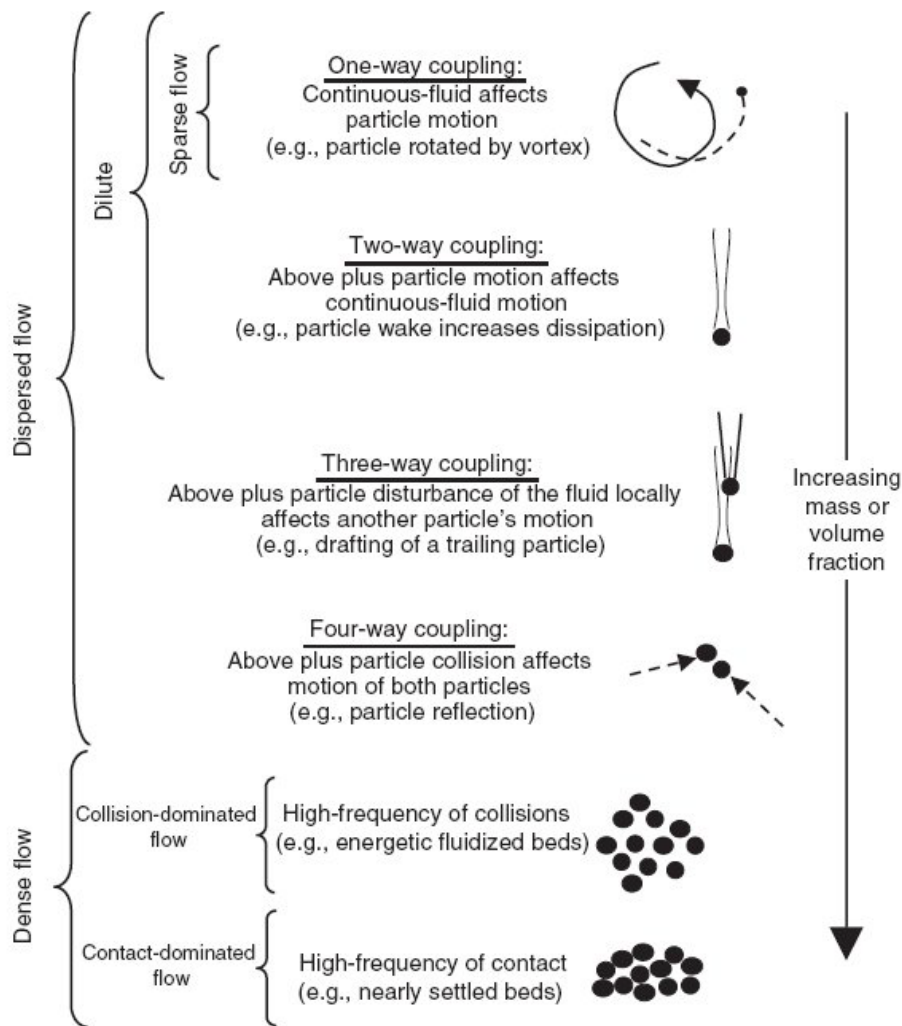


Abbildung 5: Strömungsbedingungen für Partikel [3]

Sparse Flow: Wenn der Anteil der Partikel in der Strömung klein genug ist, kann ihr Einfluss auf die Hauptströmung vernachlässigt werden. Es werden nur die Kräfte von der Strömung auf die Partikel betrachtet. Dies wird als Ein-Wege-Koppelung (one-way coupling) bezeichnet. Diese Vereinfachung führt zu einem geringen Rechenaufwand und hat zusätzlich den Vorteil, dass die Strömung und die Bewegung der Partikel entkoppelt betrachtet werden können. Das bedeutet, die Strömung des Fluides kann am Anfang einmal berechnet und danach für die Berechnung mit verschiedenen Partikeln herangezogen werden. Das verringert die Rechenzeit bei Studien mit verschiedenen Partikeln deutlich.

Wenn der Anteil der Partikel in der Strömung größer wird, kann der Einfluss der Partikel auf die Strömung nicht mehr vernachlässigt werden. Bei der Zwei-Wege-Kopplung (two-way coupling) werden auch die Kräfte von den Partikeln auf die Strömung berücksichtigt. Das bedeutet, dass die Berechnung von Fluidströmung und Partikelbewegungen gekoppelt erfolgen muss. Dies erhöht den Rechenaufwand deutlich, besonders wenn die gleiche Fluidströmung mit unterschiedlichen Partikeln untersucht wird.

Steigt der Anteil der Partikel noch weiter, muss zusätzlich zur Interaktion der Partikel mit der Fluidströmung noch der Einfluss der Partikel aufeinander berücksichtigt werden. Dafür werden zufällige Zusammenstöße der Partikel untereinander simuliert. Dies wird als Vier-Wege-Kopplung (four-way-coupling) bezeichnet.

Bei noch höherem Partikelanteil spricht man von einer Wirbelschicht (fluidized bed). Dies reicht bis zur beinahe gesetzten Partikelphase (kaum mehr Bewegung, Partikel berühren sich ständig). Dabei wird die Interaktion zwischen den Partikeln immer wichtiger. Aufgrund der extrem hohen Anzahl der Partikel wird die Partikelphase in der Regel ebenfalls als Kontinuum mit der eulerschen Betrachtungsweise dargestellt.

Bei geringen Partikelkonzentrationen wird die lagrangsche Betrachtungsweise verwendet und die Bahn einzelner Partikel berechnet. Aufgrund der begrenzten Rechenleistung kann nicht jedes einzelne Partikel simuliert werden. Daher legt man eine Anzahl zu berechnender Partikel fest und teilt die reale Gesamtmenge aller Partikel auf diese geringere Zahl auf. Das bedeutet, jede berechnete Partikelbahn steht für eine Vielzahl an realen Partikeln.

3.5.1. Partikelbewegungen

Die Betrachtung der Partikel erfolgt in der Regel mit der lagrangschen Betrachtungsweise. Es werden die Bewegungsgleichungen für die Partikel gelöst und damit die Positionen und Geschwindigkeiten berechnet. Dafür sind alle relevanten Kräfte nötig.

3.5.2. Kräfte auf Partikel

3.5.2.1. Strömungswiderstand

Der Strömungswiderstand ist für die meisten Partikelströmungen die dominierende Kraft. Er wird mithilfe des Widerstandskoeffizienten C_D berechnet.

$$C_D = \frac{F_D}{\frac{\rho_F}{2} (u_F - u_P)^2 A_P} \quad (30)$$

Dabei ist A_P die Querschnittsfläche des Partikels. u_F und u_P sind die Geschwindigkeiten des Fluides bzw. der Partikel. Daraus ergibt sich der Strömungswiderstand F_D wie folgt:

$$F_D = \frac{3}{4} \frac{\rho_F}{\rho_P} \frac{m_P}{D_P} C_D (u_F - u_P) |u_F - u_P| \quad (31)$$

Der Widerstandsbeiwert ist abhängig von der Partikelreynoldszahl Re_P . Diese ist wie folgt definiert:

$$Re_P = \frac{D_P |u_F - u_P|}{\nu_F} \quad (32)$$

Diese Abhängigkeit wurde experimentell bestimmt und ist in Abbildung 6 dargestellt.

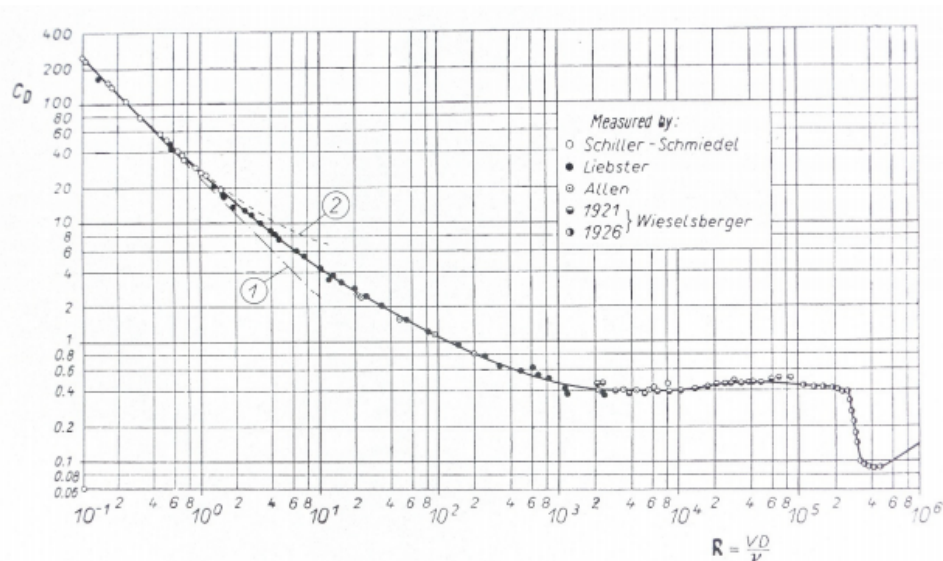


Abbildung 6: Widerstandsbeiwert abhängig von der Partikelreynoldszahl [7]

Der Strömungswiderstand wird zusätzlich noch von anderen physikalischen Effekten beeinflusst. Dazu zählen zum Beispiel der Formfaktor und die Oberflächenbeschaffenheit der Partikel. Diese fließen zum Teil als empirische Faktoren in die Berechnung ein oder werden bei geringem Einfluss vernachlässigt.

3.5.2.2. Kräfte durch den Druckgradienten und die Schwerkraft

Lokale Druckunterschiede in der Strömung bewirken eine Kraft auf die Partikel in Richtung des Druckgradienten. Der Druckgradient und die Scherspannungen hängen über die Navier-Stokes-Gleichungen mit der Beschleunigung der Strömung und der Erdbeschleunigung zusammen. Damit lässt sich der Einfluss durch den Druckgradienten und die Schwerkraft wie folgt darstellen:

$$F_p = m_p \frac{\rho_F}{\rho_p} \left(\frac{du_F}{dt} - g \right) \quad (33)$$

3.5.2.3. Virtuelle Masse und Basset-Kraft

Wenn ein Partikel gegenüber der Flüssigkeit beschleunigt oder abgebremst wird, muss auch ein Teil der umgebenden Flüssigkeit beschleunigt werden. Dies hat den gleichen Effekt wie eine erhöhte Masse des Partikels.

Die Basset-Kraft entsteht bei schwankender Relativgeschwindigkeit durch die verzögerte Entwicklung der Grenzschicht am Partikel.

3.6. Diskretisierungsmethoden

Über das Strömungsgebiet wird ein Rechengitter gelegt und es werden die Differentialgleichungen in ein System algebraischer Gleichungen (Differenzgleichungen) für jeden Punkt dieses Gitters überführt. Bei dieser Diskretisierung kommen verschiedene Methoden zum Einsatz.

3.6.1. Finite-Differenzen-Methode

Mit dieser Methode begann die CFD.

Dabei verwendet man die Erhaltungsgleichungen in ihren Differentialformen. Diese werden für jeden Punkt des Rechengitters approximiert. Dafür werden die Taylor-

Reihenentwicklung und die Variablenwerte des Gitterpunktes und mehrerer Nachbarnpunkte herangezogen.

Diese Methode wird praktisch nur auf strukturierten Gittern eingesetzt. Dabei ist es dann relativ einfach, mit höheren Ordnungen zu rechnen.

Aufgrund der Beschränkung auf strukturierte Gitter ist die Finite-Differenzen-Methode für Berechnungen im Ingenieursalltag mit meistens relativ komplexen Geometrien ungeeignet. Sie wird wegen ihrer hohen Genauigkeit hauptsächlich in der Forschung und zur Validierung anderer Verfahren herangezogen.

3.6.2. Finite-Volumen-Methode

Für die Finite-Volumen-Methode wird das Rechengebiet in einzelne kleinere, nicht überschneidende Kontrollvolumen aufgeteilt. Jedes dieser Kontrollvolumen hat im Zentrum einen Rechenknoten. An diesen Rechenknoten werden sämtliche Variablen berechnet. Die Werte an den Oberflächen der Kontrollvolumen ergeben sich aus der Interpolation benachbarter Rechenknoten.

Als Basis dienen die Erhaltungsgleichungen in integraler Form. Diese werden für jedes Kontrollvolumen angesetzt und beinhalten die Werte im eigenen und benachbarten Rechenkernen.

Da die Summe aller einzelnen Kontrollvolumen exakt dem gesamten Rechengebiet entspricht und die integrale Form der Erhaltungsgleichungen verwendet werden, ist die Methode per Definition konservativ. Die Methode kann auf alle Gittertypen angewendet werden und ist daher auch für komplexe Geometrien geeignet. Deshalb, und wegen der relativ einfachen Implementierung, ist diese Methode zum aktuellen Zeitpunkt die am weitesten Verbreitete.

Der Hauptnachteil liegt in den relativ schwer zu realisierenden Verfahren höherer Ordnung.

3.6.3. Finite-Elemente-Methode

Wie bei der Finite-Elemente-Methode wird das Rechengebiet in kleinere unstrukturierte Elemente aufgeteilt. Diese sind normalerweise Dreiecke oder Vierecke für 2D und Tetraeder oder Hexaeder für 3D Gitter. Daher sind sie sehr gut für komplexe Geometrien geeignet.

Für jedes Element werden Ansatzfunktionen (Gewichtsfunktionen) aufgestellt, welche den Verlauf der Variablen über das Element beschreiben. Diese Ansatzfunktionen werden in das gewichtete Integral der Erhaltungsgleichungen eingesetzt und die Gleichung für die numerische Lösung hergeleitet.

In der CFD hat sich die Finite-Elemente-Methode nicht durchgesetzt. Sie wird hauptsächlich für mechanische Strukturanalysen verwendet.

3.7. Lösungsverfahren

Für die Lösung der algebraischen Differenzengleichungen wurden verschiedene Verfahren entwickelt. Diese lassen sich in drei Gruppen einteilen.

3.7.1. Zentrale Verfahren

Bei diesen Verfahren werden die Differenzen räumlich zentral gebildet und die physikalische Strömungsrichtung wird nicht berücksichtigt. Sie sind zweiter Ordnung und haben damit eine gute Genauigkeit. Allerdings neigen sie bei Verdichtungsstößen und anderen Unstetigkeitsstellen zur Oszillation, wodurch es Probleme beim Konvergenzverhalten und der Genauigkeit gibt.

3.7.2. Upwind Verfahren

Bei den Upwind Verfahren wird die physikalische Strömungsrichtung schon bei der Diskretisierung berücksichtigt und es ergibt sich eine inhärente physikalische Dämpfung. Diese passt sich automatisch an den Strömungsgradienten an, wird also bei starken Änderungen der Strömungsgrößen (zum Beispiel bei einem Druckstoß) größer. Daher sind diese Verfahren sehr robust und es entstehen keine Oszillationen. Sie weisen allerdings nur eine räumliche Genauigkeit erster Ordnung auf.

3.7.3. High-Resolution-Verfahren

Die High-Resolution-Verfahren sind eine Weiterentwicklung der Upwind-Verfahren. Sie vereinen die Vorteile der Zentralen und der Upwind Verfahren. Die räumliche Genauigkeit ist zweiter Ordnung und die Entstehung von Oszillationen an Unstetigkeitsstellen werden durch zusätzliche Bedingungen verhindert.

4. ANSYS CFX

ANSYS CFX ist ein kommerzielles Softwarepaket zur Berechnung von Strömungen in Flüssigkeiten und Gasen. Es setzt sich aus vier Hauptbestandteilen zusammen.

- ANSYS ICEM: Dieses Programm dient zur Erstellung der Rechengitter. Die Geometrie der Körper bzw. des Strömungsgebietes kann aus CAD Programmen importiert oder direkt in ICEM erstellt werden.
- ANSYS Pre: Dies ist der so genannte Pre-Prozessor. Er dient zum Festlegen aller benötigter Modellgrößen. Von den Materialkennwerten, über die Einström- und Randbedingungen, bis zu den Turbulenzmodellen mit allen benötigten Parametern.
- ANSYS Solver: Er bekommt vom Pre-Prozessor sämtliche Informationen über die Modellgleichungen und die Geometrie und führt damit die Berechnung durch. Der Solver läuft oft auf zentralen Rechenclustern.
- ANSYS Post: Dies ist der Post-Prozessor. Er stellt die Lösung in einer für Menschen anschauliche Form dar. Die Möglichkeiten reichen von 3D-Darstellungen mit variabler Einfärbung über Diagramme bis zu Tabellen.

5. Modellanlage und Versuchsaufbau

Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über den Aufbau der Modellanlage und die Versuchsdurchführung. Für mehr Informationen verweise ich auf [8].

Abbildung 7 zeigt eine Übersicht der Laboranlage. Der Aufbau besteht aus drei Hauptkomponenten. Dem Drallapparat, der Trennstrecke und dem Abscheider. Diese werden in der oben genannten Reihenfolge durchströmt.

5.1. Drallapparat

Wie die Bezeichnung schon nahe legt, ist es die Aufgabe des Drallapparates die Strömung in Rotation zu versetzen. Dazu sind acht, aus Aluminium bestehende, Schaufeln in einer Leitschaufelreihe angeordnet. Über einer Leitschaufel befindet sich eine Abdeckung aus Acrylglas. Diese dient zur Beobachtung der Strömung und zur Messung der Geschwindigkeiten mittels Laser-Doppler-Anemometrie. Nach der Umlenkung folgt eine Reduzierung auf den Querschnitt der Trennstrecke. Aufgrund der Impulserhaltung steigt dabei die Umfangsgeschwindigkeit deutlich an. Dies führt zu höheren Fliehkräften auf die Partikel und verbessert den Abscheidegrad.

5.2. Trennstrecke

Die Trennstrecke besteht aus einem Außen- und einem Innenrohr. Das Außenrohr besteht aus Acrylglas um eine Beobachtung und Vermessung der Strömung zu ermöglichen. Das Innenrohr besteht aus Stahl und wurde installiert, nachdem sich bei ersten Versuchen ein Wirbelzopf gebildet hat.

Die Abscheidung der Sandpartikel erfolgt nach dem Prinzip der Massenkraftabscheidung. Dabei macht man sich die unterschiedliche Dichte der zu trennenden Stoffe zunutze. Durch die Rotation ergeben sich Massenkräfte, die von der Rotationsgeschwindigkeit, dem Rotationsradius und der Dichte abhängen. Die schwereren Sandteilchen wandern nach außen und sammeln sich in Wandnähe an.

5.3. Abscheider

Im Abscheider wird der äußere Anteil der Strömung, in dem sich die Sandpartikel angereichert haben, aus dem Rohr abgeleitet. Bei der Wahl des Abscheidemassenstroms gibt es zwei gegensätzliche Ziele. Einerseits möchte man den Abscheidemassenstrom groß wählen, um möglichst viele Sandpartikel abzuscheiden. Andererseits geht der Abscheidemassenstrom für die Nutzung in der Turbine verloren und senkt damit den Gesamtwirkungsgrad des Kraftwerkes. Er sollte daher so gering wie möglich sein. Die Versuche wurden mit fünf Prozent Abscheidemassenstrom durchgeführt. Dies war eine Vorgabe des Kraftwerksbetreibers und ergab sich aus zuvor geschilderten Überlegungen zur Wirtschaftlichkeit.

Das Wasser wird, gemeinsam mit dem Sand, tangential über zwei gegenüber liegende Längsspalten abgeführt. Diese lassen sich in ihrer Spaltweite verändern.

5.4. Änderungen zur ersten Version der Anlage

Informationen zur Auslegung und dem Aufbau der ersten Version der Anlage finden sich in [5]. Für die aktuelle Version der Anlage wurde die Trennstrecke mit einem Innenrohr versehen um die Bildung eines Wirbelzopfes zu verhindern. Der Abscheiderarme wurden optimiert um Ablösungen und Verwirbelungen zu vermeiden.

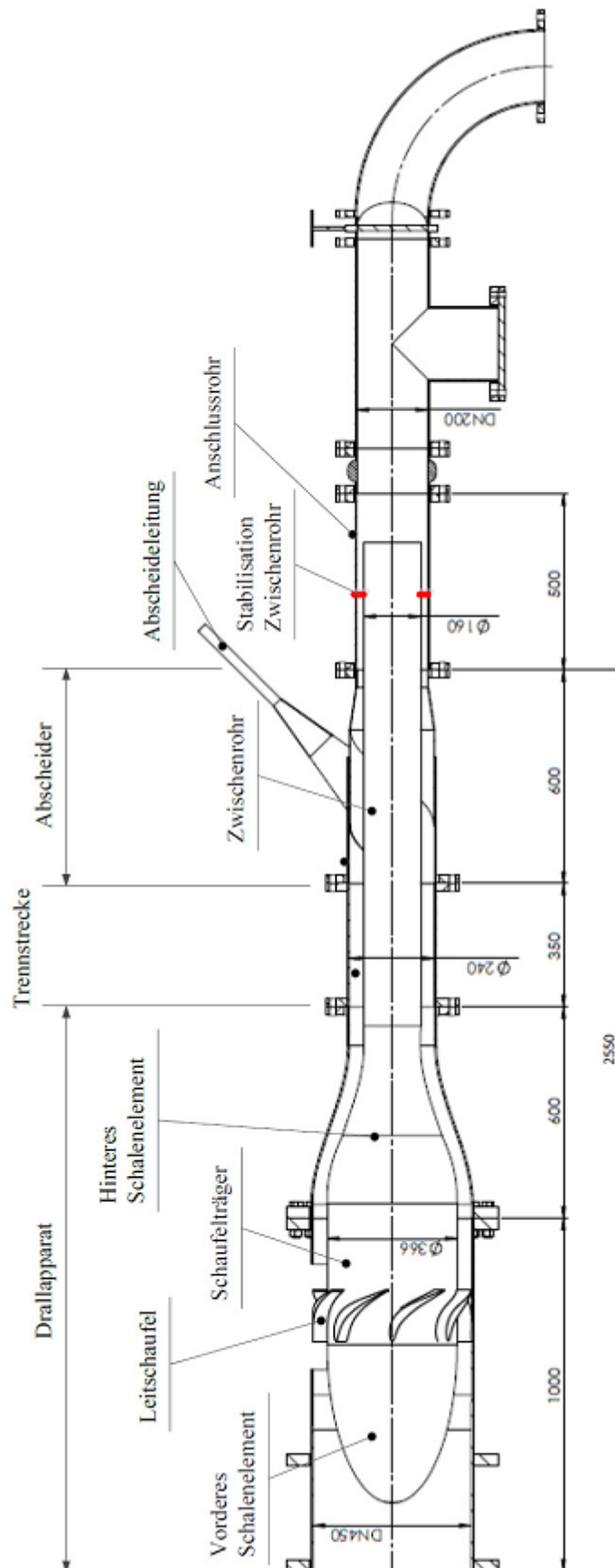


Abbildung 7: Labormodell der Entsandungseinheit [8]

5.5. Messungen Labormodell

Hier wird nur ein kurzer Überblick über die am Labormodell gemessenen Größen gegeben. Genauere Informationen sind in [8] zu finden.

Diese Messungen bilden die Grundlage für die Validierung der Simulationen.

5.5.1. Statische Druckmessungen

Die Kenntnis des statischen Drucks am Ein- und Austritt der Anlage ist für die Bestimmung des absoluten Druckverlustes. Dieser ist wegen seiner direkten Auswirkungen auf die Leistung und den Wirkungsgrad des Kraftwerkes eine wichtige Kenngröße. Zusätzlich stellt der relativ einfach und genau messbare statische Druck eine wichtige Referenzgröße für die numerische Berechnung dar.

Der statische Druck wird an vier Stellen gemessen:

- p_{s1} : am Einlauf in die Anlage (Außenwand)
- p_{s2} : in der Auslaufstrecke (Außenwand)
- p_{s3}/p_{s4} : in jeweils einem Abscheiderarm

Diese Messstellen sind in Abbildungen 8 und 9 eingetragen.

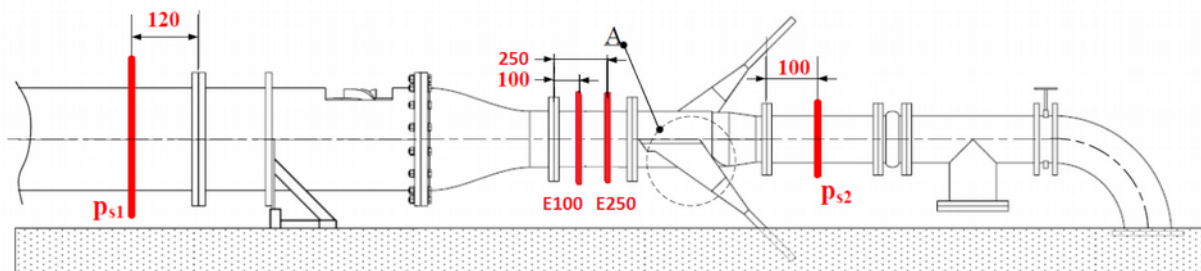


Abbildung 8: Messstellen [8]

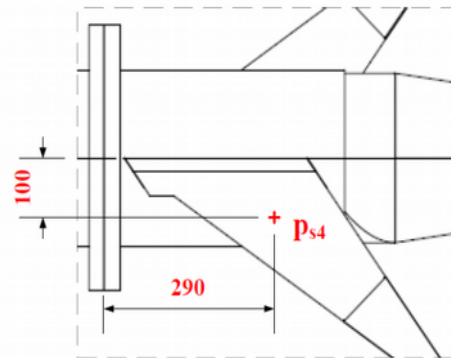


Abbildung 9: Druckmessstellen im Abscheiderarm (Detail A) [8]

Zusätzlich befinden sich noch neun Messstellen an der Druckseite und zehn an der Saugseite der Drallschaufeln.

5.5.2. Geschwindigkeitsmessungen

Die Strömungsgeschwindigkeiten in axialer und tangentialer Richtung wurden mittels Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) bei einem Durchfluss von 60 l/s gemessen. In der Trennstrecke wurde in zwei Ebenen (E100, E250) jeweils an zehn Stellen gemessen (Abbildung 8). Außerdem befinden sich 130 Messstellen im Bereich der Drallschaufeln. Davon sind 125 in einem 5 x 5 x 5 Raster (E1+E3-E6 x P1-P5 x S1-S5) angeordnet. Die verbleibenden fünf Punkte befinden sich in Ebene E1 vor der Profilmase (P0; siehe Abbildungen 10 und 11).

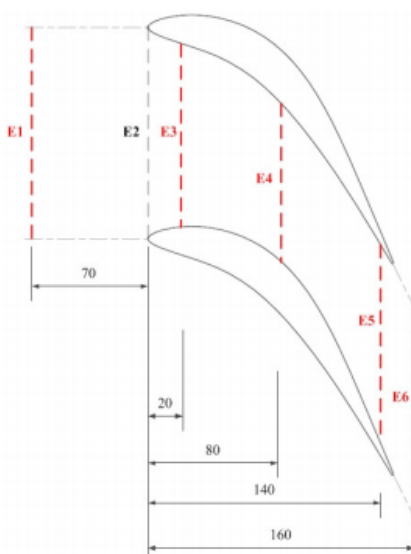


Abbildung 10: Messebenen im Schaufelkanal [8]

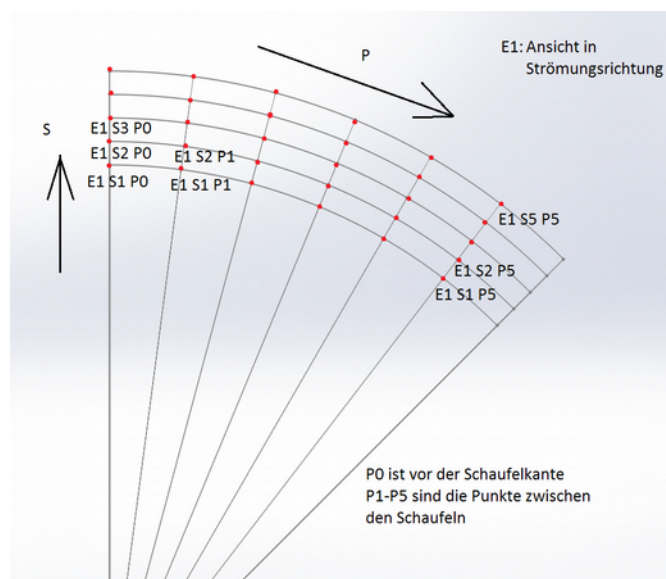


Abbildung 11: Messraster Schaufelkanal E1

Bei den ersten Messungen konnten aufgrund des sehr sauberen Wassers im Laborkreislauf keine Ergebnisse erzielt werden. Das Problem wurde durch Einblasen von Luft am Eintritt der Anlage gelöst. Bei den anschließenden Messungen wurden dann vermutlich hauptsächlich die Luftblasen gemessen. Dafür spricht die stark ansteigende Anzahl der „Counts“ (gemessene Teilchen) am Innenrohr in der Trennstrecke (Abbildung 49). Die sehr viel leichtere Luft wandert in der Anlage nach innen. Dies kann zu Messfehlern führen und muss bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden.

6. Rechennetz

6.1. Netzgenerierung

Die in dieser Arbeit behandelte Anlage stellt bereits die zweite Version der Anlage dar. Für die erste Version des Labormodells hat H. Holzman [6] die CFD Simulation und G. Windholz [5] die Labormessungen durchgeführt. Aufgrund deren Ergebnisse wurde die Anlage im Bereich der Trennstrecke und der Abscheider angepasst. Dabei wurde in die Trennstrecke ein Wirbelrohr eingesetzt um die Bildung eines Wirbelzopfes zu verhindern. Zusätzlich wurde die Abscheidergeometrie angepasst um Ablösegebiete zu vermeiden.

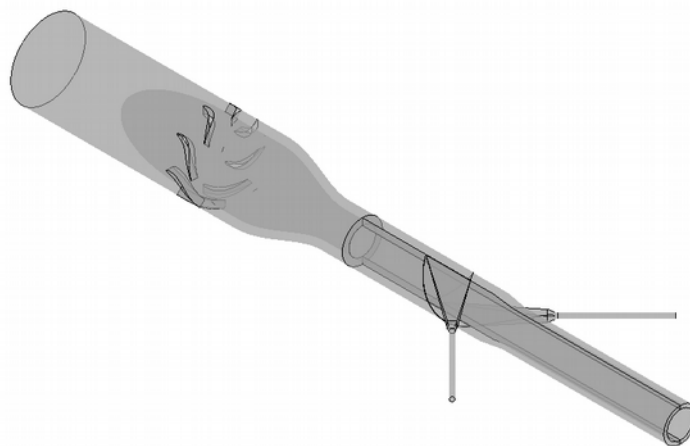


Abbildung 12: Anlage - Rechengebiet

Aufgrund der Komplexität des Rechengebietes (Abbildung 12) wird dieses für die Vernetzung in mehrere Teilbereiche aufgeteilt. Diese Teilbereiche werden einzeln vernetzt und anschließend zusammengefügt. Es ist darauf zu achten, dass beim Aufsetzen der Simulation mehrere Interfaces zwischen den einzelnen Netzteilen eingefügt werden. Dazu mehr in Kapitel 7.1.5.

Die Teilnetze sind der Drallerzeuger, die Helix und der Abscheider. Diese werden anschließend kurz erläutert. Dabei sind die Helix und der Abscheider jeweils doppelt vorhanden.

Zusätzlich wird auch kurz auf die sich ergebenden Y^+ Werte eingegangen, da diese ein wichtiges Qualitätsmerkmal darstellen, siehe Kapitel 3.3.

Der Drallerzeuger (Abbildung 13) beinhaltet die Einlaufstrecke, die Drallschaufeln und die Verjüngung des Rohres bis zur Trennstrecke.

Als Grundlage diente das Netz von H. Holzmann. Die Geometrie wurde angepasst um das vorhandene Labormodell besser abzubilden. Die Blockstruktur wurde dabei unverändert übernommen. Zusätzlich wurden die Zellenhöhen an der Wand und die Anzahl der Zellen optimiert. Es ergibt sich ein mittleres Y^+ von 33 bei einem Durchfluss von 80 L/s mit dem SSG-Turbulenzmodell.

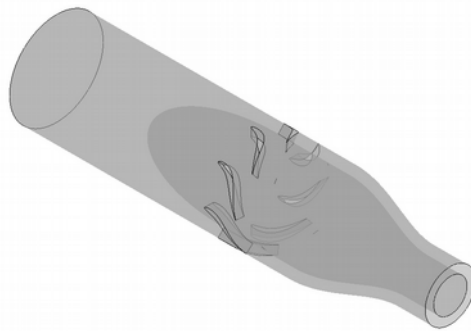


Abbildung 13: Drallerzeuger - Rechengebiet

Die Helix beinhaltet die eigentliche Trennstrecke und die Auslaufstrecke. Aufgrund der Geometrie, im Bereich der Abscheider, ist es nicht möglich den gesamten Querschnitt als einzelnes block strukturiertes Netz zu erstellen. Daher wurde dieser Teil des Rechengebietes noch einmal entlang der Längsachse geteilt. Anschließend werden die beiden Hälften um 180 Grad gegeneinander verdreht wieder zusammengebaut, siehe Abbildung 14.

Die Helix musste aufgrund der geänderten Geometrie völlig neu erstellt werden. Am hinteren Ende des Übergangs zum Abscheider wurde die reale Geometrie leicht abgeändert. Da der Abscheider ein wenig in das Rohr hinein steht, gibt es an dieser Stelle eine Kante im Strömungsgebiet. Diese Kante lässt sich mit einem blockstrukturierten Gitter nicht nachbilden. Daher gibt es einen kleinen, kontinuierlichen Übergang, siehe Abbildung 15. Da die Strömung parallel zu dieser

niedrigen Stufe verläuft ist diese Modifikation zulässig. Es ergibt sich ein mittleres Y^+ von 34 bei einem Durchfluss von 80 L/s mit dem SSG-Turbulenzmodell.

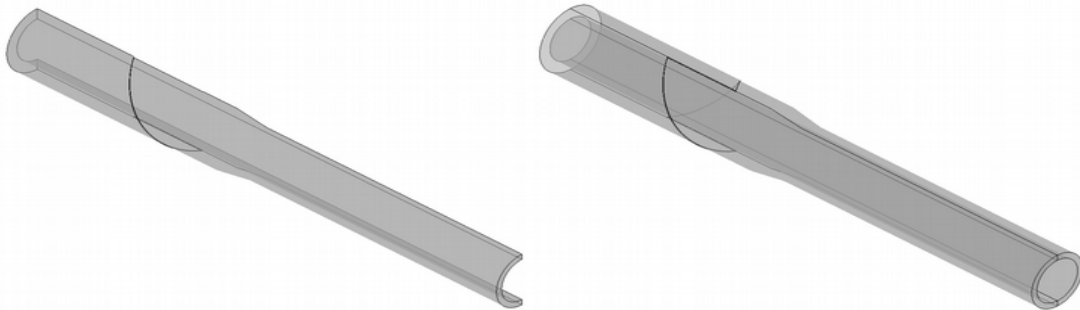


Abbildung 14: Helix - Rechengebiet

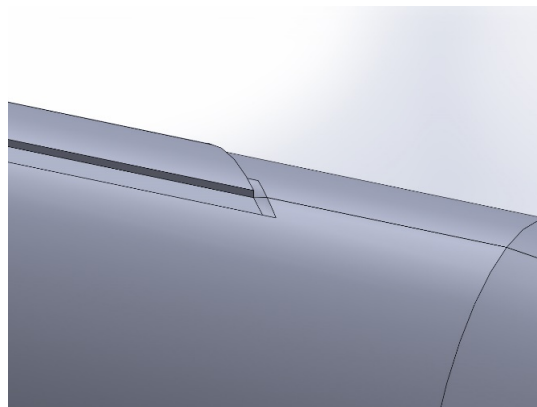


Abbildung 15: Helix - Geometrie Detail

Der Abscheider (Abbildung 16) ist der Arm, der den Abscheidemassenstrom tangential ableitet. Dieser Teil des Rechengitters ist zweimal vorhanden und setzt an der Helix an. Die Verbindungsfläche zur Helix entspricht dem Spalt, durch den der abgeschiedene Massenstrom das Trennrohr verlässt. Dieser Querschnitt geht erst in einen beinahe quadratischen Querschnitt und anschließend in einen Kreisquerschnitt über. Ein anschließendes kurzes Rohrstück bildet die Auslassstrecke.

Es ergibt sich ein mittleres Y^+ von 41 bei einem Durchfluss von 80 L/s mit dem SSG-Turbulenzmodell.



Abbildung 16: Abscheider - Rechengebiet

6.2. Netzstudie

Je feinmaschiger ein Rechengitter ist, desto genauer ist das Ergebnis. Allerdings steigt auch der Rechenaufwand mit der Netzfeinheit an. Mithilfe der Netzstudie wird das Optimum zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand gesucht. Es werden mehrere Netze mit der vorhandenen Geometrie und unterschiedlicher Zellenanzahl erstellt. Auf diesen Netzen wird die Simulation mit den gleichen Randbedingungen durchgeführt. Bei der Auswertung wird eine Größe Φ (z. B.: Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt) der Simulationen betrachtet. Die Änderung dieser Kontrollgröße wird von einer Simulation zur Nächsten mit steigender Zellenanzahl immer geringer werden. Ab einer gewissen Zellenzahl ist die Änderung vernachlässigbar bzw. rechtfertigt sie nicht mehr den erhöhten Rechenaufwand. Dieses Netz wird anschließend für alle folgenden Simulationen verwendet.

Die Netzstudie wurde mit der „Grid Convergence Method“ [9]. Dabei wird die Simulation auf drei Netzen durchgeführt. Diese müssen sich in der Zellenanzahl N deutlich unterscheiden. Es gilt $N_1 > N_2 > N_3$. Mit den Ergebnissen für eine relevante Strömungsgröße Φ erfolgt danach eine Abschätzung des Diskretisierungsfehlers.

Als Erstes wird eine repräsentative Zellengröße h (34) für die Netze berechnet. Darin ist V das Volumen des Strömungsgebietes.

$$h_i = \left(\frac{V}{N_i} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (34)$$

Danach wird aus den Zellengrößen der Verfeinerungsfaktor r_{ij} berechnet.

$$r_{ij} = \frac{h_i}{h_j} \quad (35)$$

Mit diesem kann die scheinbare Ordnung p mittels Iteration der Formeln (36) bis (38) berechnet werden.

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\Phi_3 - \Phi_2}{\Phi_2 - \Phi_1} \right| + q(p) \right| \quad (36)$$

$$q(p) = \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad (37)$$

$$s = 1 \cdot \operatorname{sgn} \left(\frac{\Phi_3 - \Phi_2}{\Phi_2 - \Phi_1} \right) \quad (38)$$

Mit diesen Werten kann die relevante Größe extrapoliert (39) und die Fehler abgeschätzt werden.

$$\Phi_{ext}^{21} = \frac{r_{21}^p \Phi_1 - \Phi_2}{r_{21}^p - 1} \quad (39)$$

Geschätzter relativer Fehler:

$$e_a^{21} = \left| \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1} \right| \quad (40)$$

Extrapolierter relativer Fehler:

$$e_{ext}^{21} = \left| \frac{\Phi_{ext}^{21} - \Phi_1}{\Phi_{ext}^{21}} \right| \quad (41)$$

Netz Konvergenz Zahl:

$$GCI_{fine}^{21} = \frac{1.25 e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (42)$$

Die Netzstudie wurde mit dem SSG-Reynolds-Spannungsmodell bei einem Durchfluss von 80 L/s durchgeführt. Die betrachtete Größe ist der Totaldruckverlust

($p_{t1} - p_{t2}$) der Anlage. In Tabelle X sind neben den Zellenzahlen der verwendeten Netze und den dazugehörigen Totaldruckverlusten auch die Ergebnisse der Netzstudie zusammengefasst.

$\Phi = \text{Totaldruckverlust}$	
N_1	11343212
N_2	3926232
N_3	1327132
Φ_1	13243
Φ_2	13425
Φ_3	13397
r_{21}	1.42
r_{32}	1.44
p	5.4
Φ_{ext}^{21}	13211
e_a^{21}	1.37%
e_{ext}^{21}	0.24%
GCI_{fine}^{21}	0.30%

Tabelle 1: Netzstudie

Die erreichte Genauigkeit mit dem feinen Netz ist sehr gut. Um den Rechenaufwand zu verringern wird für alle weiteren Untersuchungen ein Netz mit 5333580 Zellen verwendet.

7. Simulation

7.1. Aufbau der Simulation

Die Definition der Simulation, also das Festlegen aller relevanter Parameter und Randbedingungen, erfolgt in CFX-PRE. Als Basis wird das, zuvor in ICEM erstellte, Netz der Gesamtanlage verwendet.

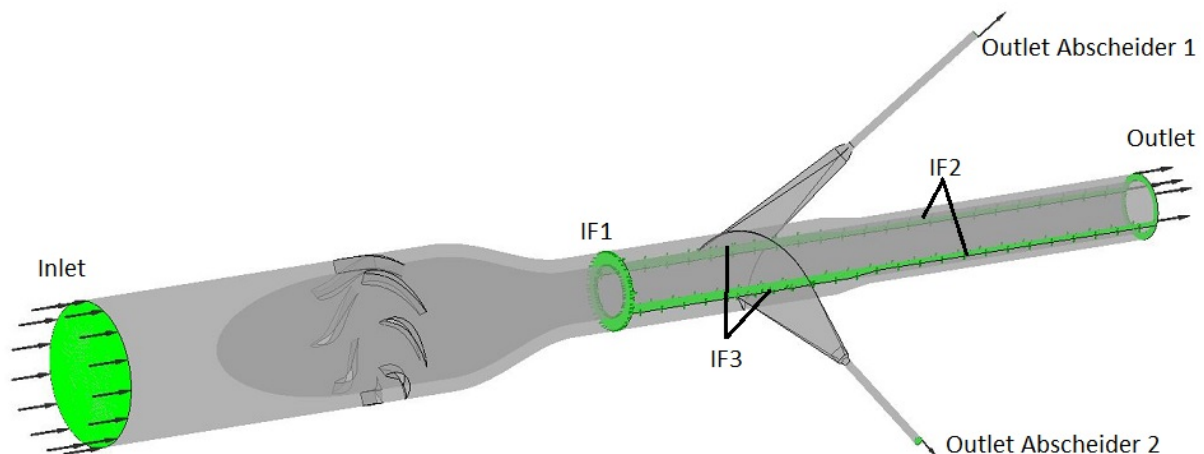


Abbildung 17: Randbedingungen - CFX-PRE

7.1.1. Strömungsmedien

Als Flüssigkeit wird das, bereits vordefinierte, flüssige Wasser verwendet.

Für die Partikelstudien werden zusätzlich noch mehrere Medien in CFX definiert. Diese stellen jeweils einen, der im Labor verwendeten, Durchmesserbereiche der Partikel dar. Dabei werden die physikalischen Eigenschaften und die Simulationsparameter festgelegt. Die physikalischen Eigenschaften beinhalten Material, Durchmesser, Formfaktor usw. Zu den Simulationsparametern zählt die Kopplung zwischen der Flüssigkeit und den Partikeln (siehe Kapitel 3.5), und welche Kräfte auf die Partikel simuliert werden sollen. Weitere Details im Kapitel 7.8.3

7.1.2. Eintritt

Am Eintritt in die Anlage wird eine „Inlet“ Randbedingung. Um die Strömungsverhältnisse am Eintritt der Anlage zu bestimmen wurde eine separate Simulation der Rohrleitung vor der Anlage durchgeführt. Es zeigte sich, dass es sich aufgrund der langen geraden Einlaufstrecke um eine voll ausgebildete Rohrströmung handelt. Das erhaltene Geschwindigkeitsprofil wird am Eintritt der Anlage vorgegeben und ein niedriger Turbulenzgrad eingestellt. Die Simulation wurde zur Kontrolle dieser Abschätzung auch mit einem hohen Turbulenzgrad durchgeführt. Der Turbulenzgrad nähert sich bereits nach den Drallschaufeln an und hat keinen nennenswerten Einfluss auf die Strömung in der Trennstrecke oder den Abscheidegrad.

Für die Partikelstudien (siehe Kapitel 7.8) werden zusätzlich noch die einströmenden Partikel definiert. Dabei wird die Anzahl (einzelne Partikel die CFX simuliert), der Massenstrom und die Eintrittsgeschwindigkeiten vorgegeben.

7.1.3. Austritte

Die Anlage verfügt über drei Austritte. Den zentralen Hauptauslass, durch den der gereinigte Anteil der Strömung die Anlage verlässt, und die beiden Abscheider. Der Hauptauslass ist als „Outlet“ mit vorgegebenem Druck definiert und legt damit das Druckniveau der Anlage fest. Da an dieser Stelle keine Druckmessung im Labormodell durchgeführt wird, kann die Simulation nicht mit dem realen Drücken durchgeführt werden. Das stellt allerdings kein Problem dar, da auf Grund des inkompressiblen Strömungsmediums, die Strömung vom absoluten Druckniveau unabhängig ist. Dieser Unterschied im Druckniveau muss aber bei der Auswertung (Kapitel 7.3) berücksichtigt werden.

Die beiden Abscheider sind „Outlet“ Randbedingungen mit festem Massenstrom. Dieser ist mit jeweils 2.5 % des Eintrittsmassenstroms festgelegt.

7.1.4. Wände

Die Wände werden als „Wall“ Randbedingung mit rauher Oberfläche definiert. Die Sandraugigkeit beträgt 0.05 mm. Das entspricht den Werten für verzinkte Stahlrohre.

7.1.5. Interfaces

Das Gesamtnetz ist aus mehreren Teilnetzen aufgebaut, siehe Kapitel 6.1. Da die Gitterpunkte an den Grenzflächen nicht übereinander liegen, müssen die Strömungsgrößen beim Übergang von einem Netz auf das Andere interpoliert werden. Dies wird in CFX durch Interfaces erreicht.

Es sind insgesamt 3 Interfaces vorhanden, siehe Abbildung 17:

- IF1: Drallerzeuger <> Helix1 / Helix2
- IF2: Helix1 <> Helix2
- IF3: Helix1 / Helix2 <> Abscheider1 / Abscheider2

7.2. Konvergenzverhalten

Die ersten Simulationsversuche mit den Standardeinstellungen sind stark divergiert und nach wenigen Zeitschritten mit einem Fehler abgebrochen worden. Standardmäßig berechnet CFX den Zeitschritt selbst. Dieser war für die vorliegende Simulation allerdings zu groß gewählt. Der Zeitschritt lässt sich über den „Timescale Factor“ anpassen, dieser wird intern mit dem Berechneten multipliziert. Mit dem gewählten „Timescale Factor“ von 0.2 ergibt sich also ein fünfmal kleinerer Zeitschritt. Dieser ist ausreichend klein um ein Divergieren der Lösung zu verhindern.

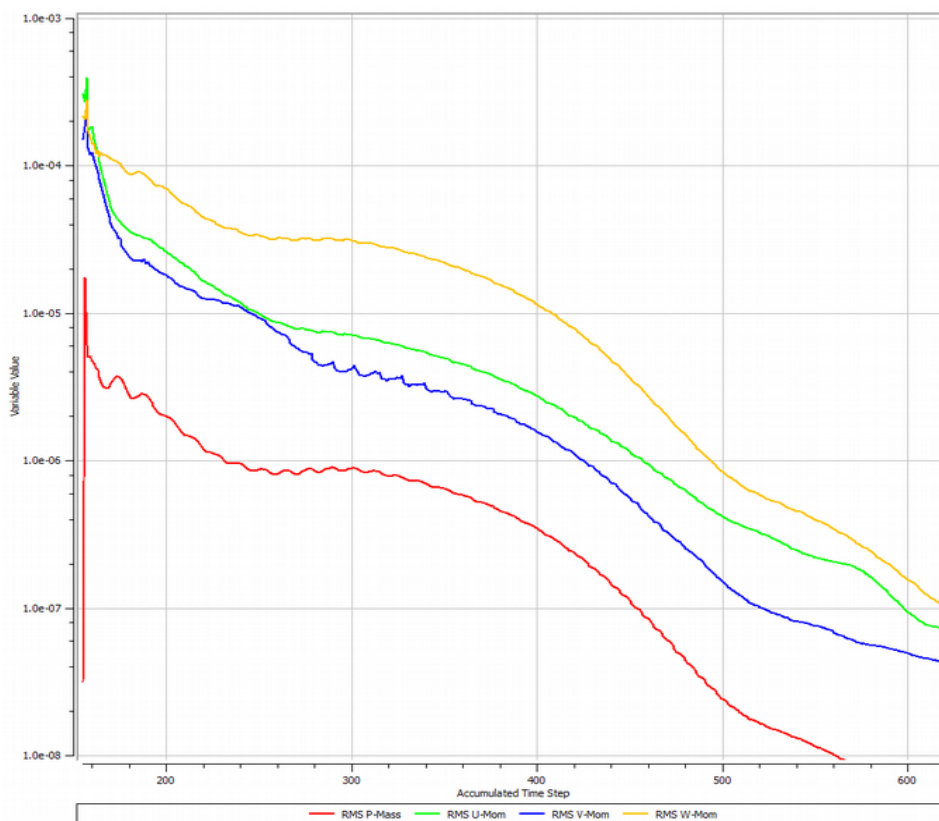


Abbildung 18: Residuenverlauf

In Abbildung 18 ist der Residuenverlauf der Simulation für einen Durchfluss von 60 L/s mit dem SSG-Reynolds-Spannungsmodell dargestellt. Der Residuenverlauf ist eine einfache Möglichkeit das Konvergenzverhalten zu bewerten. Da dies aber gewisse Unsicherheiten beinhaltet, wurden zusätzlich noch mehrere Monitorpunkte am Eintritt und Austritt, im Abscheider, zwischen den Drallschaufeln und im Bereich der Trennstrecke eingefügt. Dadurch lässt sich die Konvergenz direkt an diesen Stellen kontrollieren. Dazu wird die Entwicklung des Drucks und der Geschwindigkeit über die Zeitschritte betrachtet. In Abbildung 19 ist diese Auswertung für den statischen Druck an der Messstelle P1 (Anlageneintritt) dargestellt. Es ist zu sehen, dass die anfänglichen Schwankungen abklingen und der Druck konvergiert.

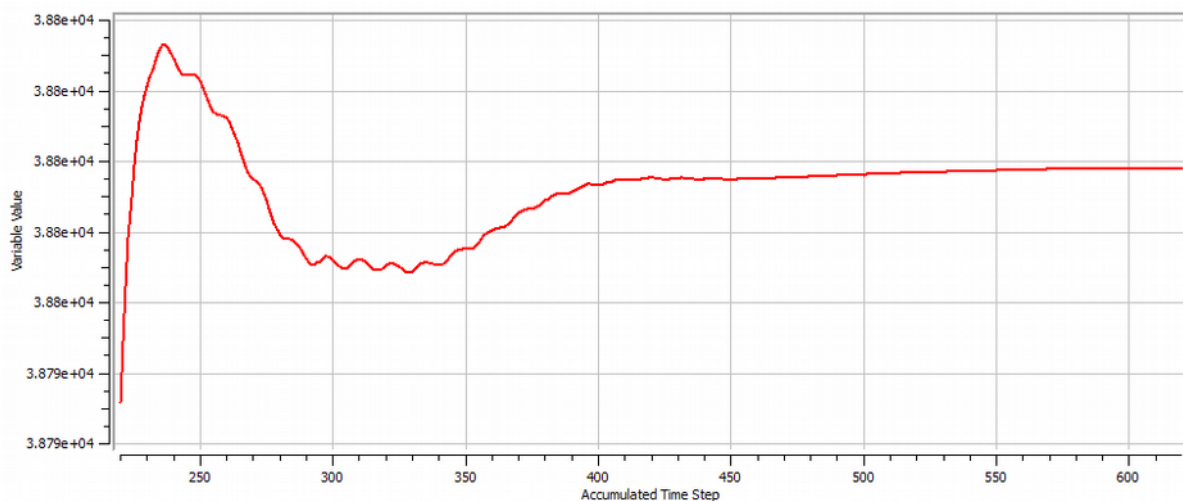


Abbildung 19: Statischer Druck an der Messstelle P1

7.3. Drücke

In Abbildung 20 ist der statische Druck im Längsschnitt der Anlage, bei einem Volumenstrom von 60 L/s, dargestellt.

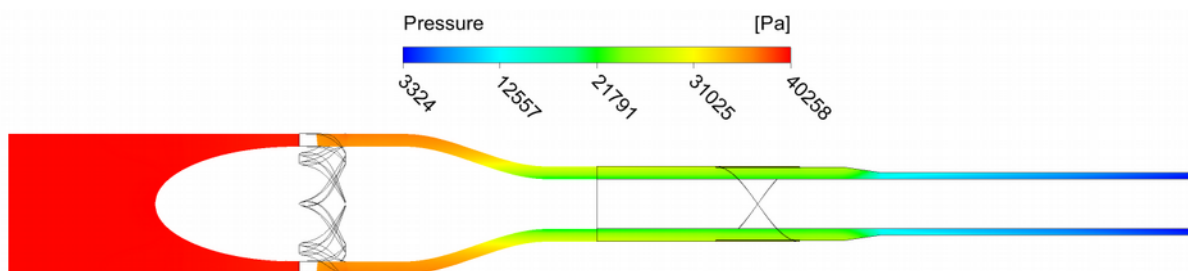


Abbildung 20: Statischer Druck in der Anlage bei $Q = 60 \text{ L/s}$

Die Abnahme des Drucks über die Anlage ist sehr gut zu erkennen und hat zwei Ursachen. Erstens, die Umwandlung der Druckenergie in kinetische Energie, also Geschwindigkeit. Dies sind keine Verluste. Und Zweitens die Verluste durch Reibung, die Totaldruckverluste. Diese machen rund 40 % des statischen Druckabfalls aus, siehe Kapitel 7.3.1 und 7.3.2.

Der erste Druckabfall tritt an den Drallschaufeln auf. Anschließend, bei der Verjüngung des Rohrquerschnitts erhöht sich die Geschwindigkeit und der statische Druck nimmt ab. Nach dem Abscheider folgt eine weitere Verengung des Querschnitts mit einem Druckabfall. Im letzten Abschnitt ist die Geschwindigkeit

relativ hoch (siehe Abbildungen 25 und 26) und es ist deutlich der Druckabfall durch Reibung zu erkennen.

In den anschließenden Kapiteln werden diese Vorgänge genauer betrachtet und ein Vergleich der Messergebnisse mit den Simulationsergebnissen durchgeführt.

7.3.1. Statische Druckverluste

Wie in Kapitel 7.1.3 beschrieben, stimmen die Druckniveaus der Simulationen nicht mit jenen des Labormodells überein. Für die Auswertung wird das Druckniveau der Simulationen an die Laborversuche angepasst. Als Referenz dient der statische Druck am Anlageneintritt p_{s1} .

Der statische Druckverlust zwischen Eintritt (P1) und Austritt (P2) ist für die Validierung der Ergebnisse besonders bedeutend, da die gesamte Anlage zwischen den Messstellen liegt. In Abbildung 21 ist der statische Druckverlust $p_{s1}-p_{s2}$ über dem Durchfluss aufgetragen. Es sind zwei Simulationen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen eingetragen. Die Unterschiede zwischen SSG- und BSL-Reynolds-Spannungsmodell sind minimal und im Diagramm nicht ersichtlich. Die Ergebnisse der Laborversuche sind gemeinsam mit der dazugehörigen Messunsicherheit eingetragen. Die eingezeichnete Trendlinie basiert auf dem erwarteten Verlauf des Druckverlustes (43). Dieser ist aufgrund der hohen Reynoldszahlen näherungsweise proportional zum Durchfluss. Der anlagenabhängige Parameter a wurde mit dem Druck bei $Q=100$ l/s der SSG-RSM Simulation berechnet und beträgt 7.484.

$$\Delta p = a \cdot Q^2 \quad (43)$$

Die Simulationen stimmen sehr gut mit den Labormessungen überein. Die maximale Abweichung beträgt etwa ein Prozent und liegt deutlich innerhalb der Messunsicherheiten. Der erwartete Verlauf (Trendlinie) deckt sich mit den Simulationsergebnissen.

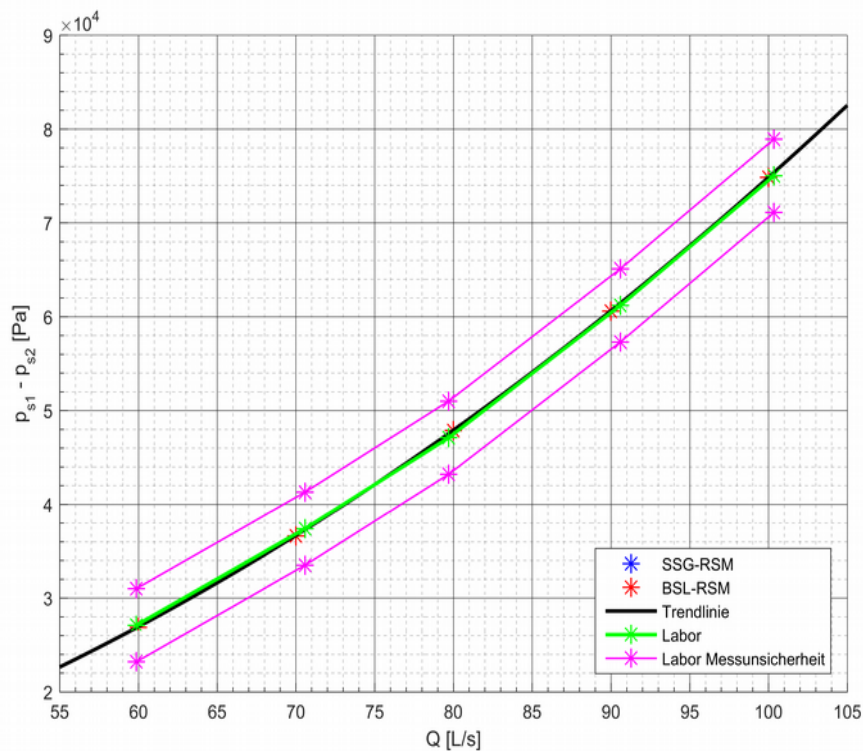


Abbildung 21: Statische Druckdifferenz $p_{s1}-p_{s2}$ abhängig vom Durchfluss

7.3.2. Totaldruckverlust

Der Totaldruckverlust spielt für die Auslegung und den Betrieb der Anlage eine bedeutende Rolle. Er stellt den Energieverlust durch die Entsandung dar und ist damit, neben dem Abscheidegrad, die wichtigste Größe für die Betrachtung der Wirtschaftlichkeit. Dies gilt allerdings nur unter der Voraussetzung, dass die verbleibende Drallenergie nach der Anlage zurückgewonnen wird. Dies kann zum Beispiel über eine Kaplan-Turbine erfolgen.

Der Totaldruckverlust drallbehafteter Strömung berechnet sich nach folgender Formel

$$\Delta p = p_{s1} + \frac{1}{\dot{V}} \int_{A_1} \frac{\rho_W}{2} c^2 c_t dA - \frac{1}{\dot{V}} \int_{A_2} p_{s1}(r) c_t dA - \frac{1}{\dot{V}} \int_{A_2} \frac{\rho_W}{2} (c_u^2 + c_r^2 + c_t^2) c_t dA \quad (44)$$

Darin stellen A_1 und A_2 den Ein- bzw. Austrittsquerschnitt dar.

Um die Totaldrücke und damit den Totaldruckverlust berechnen zu können, müssen also die Geschwindigkeitsverläufe und die statischen Druckverläufe am Ein- und Austritt bekannt sein.

Am Eintritt wird der statische Druck an der Wand gemessen. Da hier noch kein Drall aufgebracht wurde, kann der Druck über dem Querschnitt als konstant angenommen werden. Die mittlere axiale Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Rohrquerschnitt und dem Durchfluss. Damit lässt sich der Totaldruck am Eintritt einfach berechnen.

Am Austritt ist es deutlich komplizierter. Hier liegt eine drallbehaftete Strömung vor. Das bedeutet zum einen, dass der statische Druck nicht mehr über den Querschnitt konstant ist und zum anderen, dass die tangentiale Geschwindigkeit berücksichtigt werden muss. Der statische Druckverlauf kann über das radiale Druckgleichgewicht aus der tangentialen Geschwindigkeit hergeleitet werden. Der bekannte Referenzpunkt liegt dabei an der Außenwand. Das Problem liegt in den Geschwindigkeitsverläufen. Diese wurden in der Trennstrecke und nicht am Austritt gemessen. Die benötigten Geschwindigkeiten müssten also über die bekannten stromaufwärts gelegenen Verläufe abgeschätzt werden. Dies stellt bestenfalls eine sehr grobe Näherung dar.

Die gemessenen statischen Druckverläufe und die Geschwindigkeitsprofile im Trennrohr stimmen relativ gut mit den Simulationen überein. Daher ist der in CFX berechnete Totaldruckverlust genauer, als eine Berechnung mit abgeschätzten Geschwindigkeitsprofilen. Zur Kontrolle wurden die Geschwindigkeitsprofile aus dem Trennrohr verlustfrei mit dem Impulserhaltungssatz auf den Austrittsquerschnitt umgerechnet. Der damit berechnete Totaldruckverlust muss kleiner als jener aus der Simulation sein.

Abbildung 22 zeigt den Totaldruckverlust über dem Durchfluss. Es ist zu erkennen, dass zwischen den beiden Turbulenzmodellen praktisch kein Unterschied vorhanden ist. Die eingetragene Trendlinie wird wie in Kapitel 7.3.1 erstellt. Dabei dient das Simulationsergebnis bei $Q = 100 \text{ L/s}$ als Referenzpunkt und es ergibt sich ein a von 2,853. Die Trendlinie stimmt gut mit den Simulationsergebnissen überein.

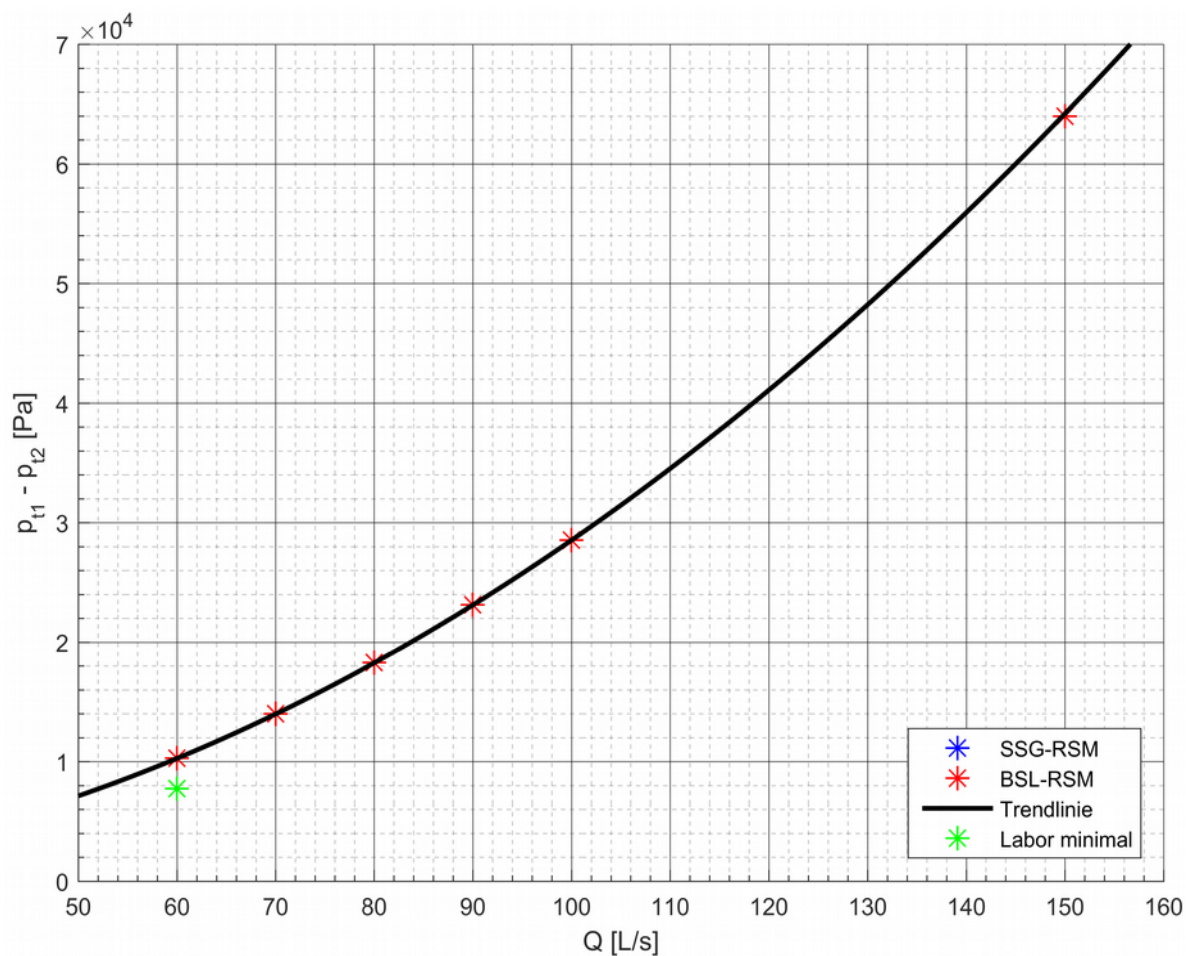


Abbildung 22: Totaldruckverlust der Anlage

7.3.3. Druckverteilung an den Drallschaufeln

Die Drallschaufeln erzeugen den Drall, der dem Abscheideprinzip zu Grunde liegt. Sie sind so ausgelegt [2], dass sie eine möglichst große Umlenkung ohne Ablösungen bewirken.

Zur Kontrolle wurde der statische Druck entlang der Druck- und Saugseite der Drallschaufeln gemessen, siehe in Kapitel 5.5.1

Um eine einfache Vergleichbarkeit zwischen verschiedenen Profilformen und -größen zu ermöglichen wird der Druckverlauf üblicherweise über der relativen Sehnenlänge (L_{rel}) aufgetragen. Dazu wird eine Gerade normal zur Profildrehse durch die Messpunkte gelegt. Der Abstand von der Sehnenpitze zum Schnittpunkt der Sehne mit dieser Geraden wird auf die Sehnenlänge bezogen. In Abbildung 23 ist das

Schaufelprofil, in der halben Schaufelhöhe (Druckmessstellen), mit der Profilsehne und den Messstellen dargestellt.

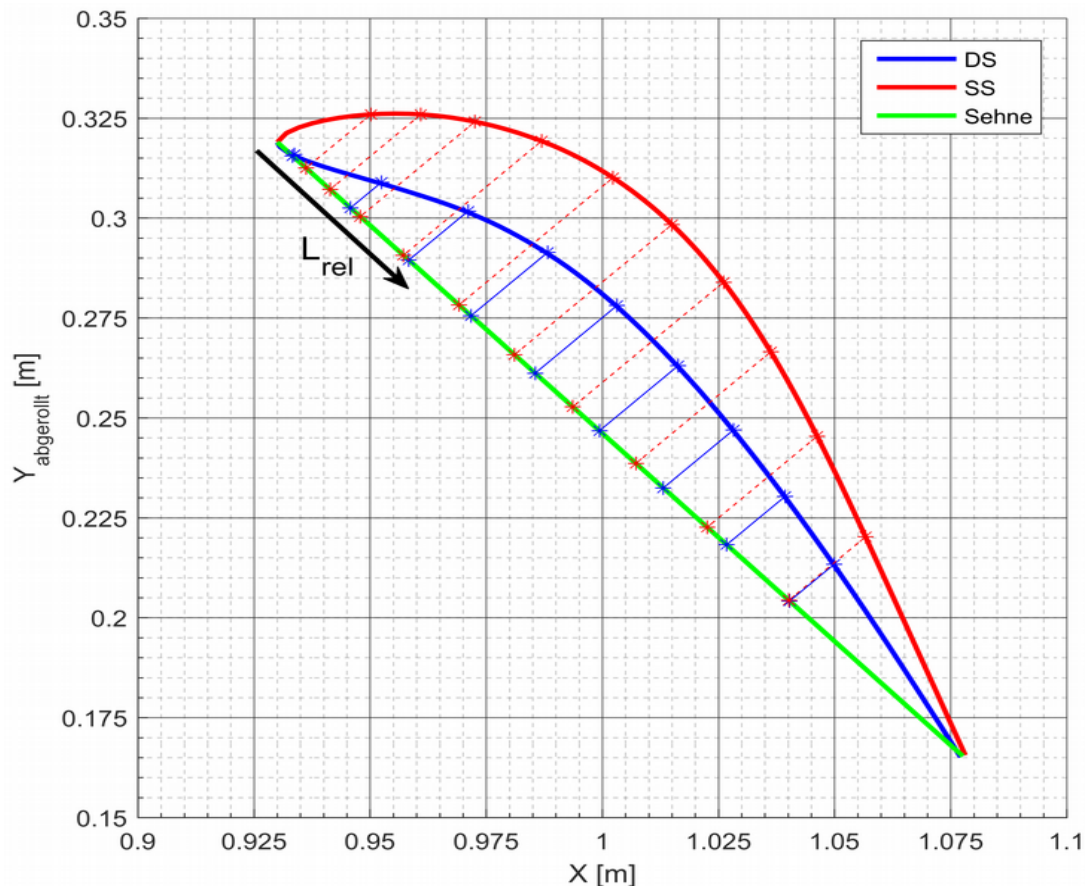


Abbildung 23: Schaufelprofil mit Sehne und Messpositionen

Aufgrund der fehlerhaften Unterlagen zu den verbauten Schaufelprofilen stimmen die, für die Labormessungen angegebenen, relativen Sehnenlängen nicht mit den realen Positionen überein. Für die Bohrungen auf der Druckseite ist ein aktuelles CAD Modell vorhanden und es wurde die relative Sehnenlänge für die Messstellen neu berechnet. Für die Saugseite sind keine aktuellen Daten zu den Messpositionen vorhanden.

In Abbildung 24 ist der statische Druckverlauf an der Schaufel über der relativen Sehnenlänge aufgetragen. Der Durchfluss beträgt 100 L/s. Der Druck der Simulationen wurden an das Druckniveau der Labormessungen angepasst. Als Referenz dient der statische Druck am Anlageneintritt p_{s1} .

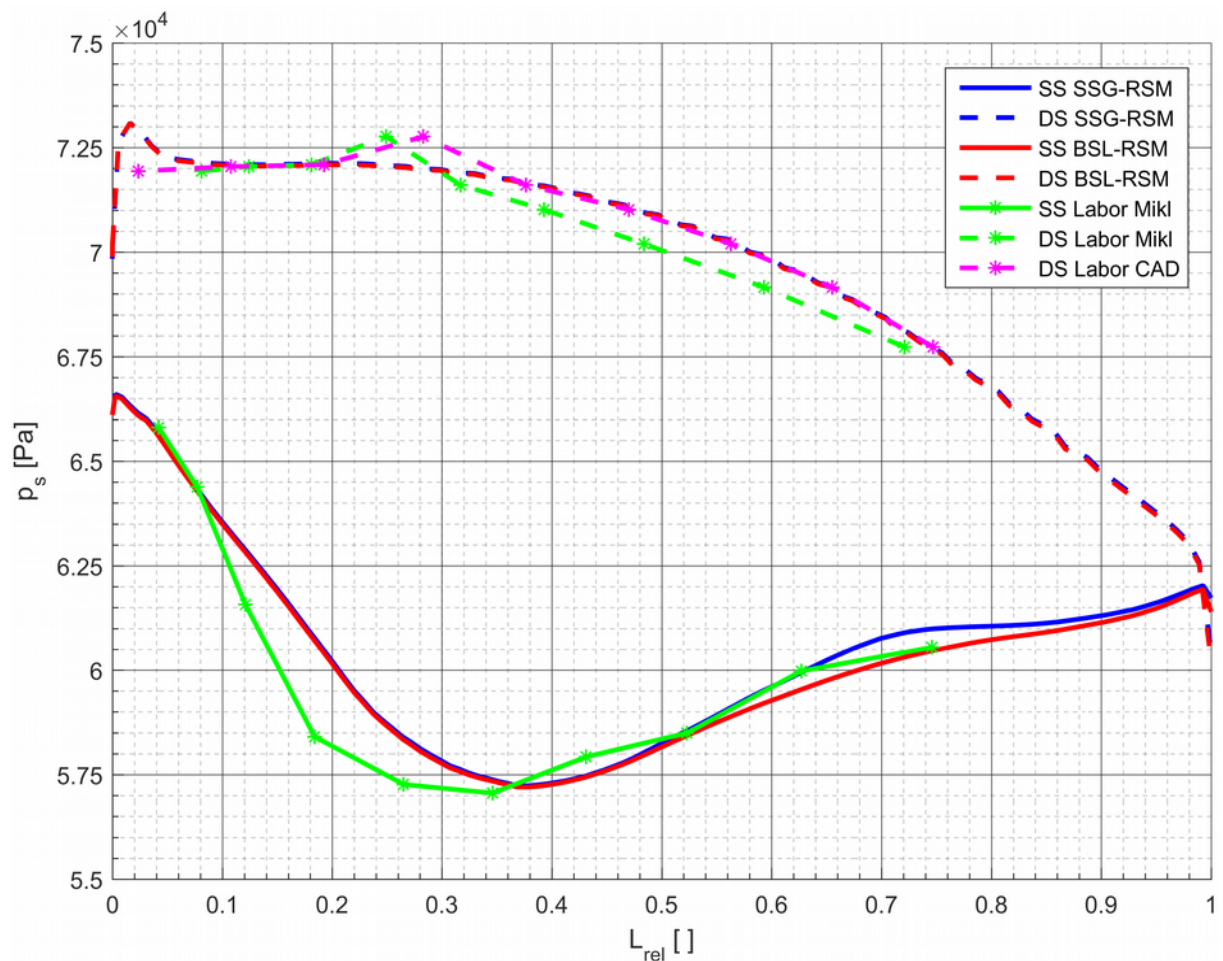


Abbildung 24: Druckverlauf an den Drallschaufeln $Q = 100 \text{ L/s}$

Es sind die Ergebnisse der Simulationen mit den BSL- und SSG-RSM-Turbulenzmodellen eingetragen. Die Labormessungen, auf der Druckseite, sind einmal mit den Positionen aus dem aktuellen CAD-Modell und mit den alten Daten von Herrn Christof Mikl [8] dargestellt. Wegen der fehlenden Positionsdaten für die Saugseite werden nur die übernommenen Positionen aufgetragen.

Die berechneten Drücke auf der Druckseite der Schaufeln stimmen sehr gut mit den Laborwerten überein. Bei Verwendung der übernommenen Positionen fällt der Druck früher ab.

Die leichte Erhebung bei L_{rel} 0.3 ist bei allen Durchfüssen vorhanden. Die Ursache könnte zum Beispiel ein leichter Grat an der Bohrung sein.

Auf der Saugseite liegt das Druckminimum in den Simulationen bei einer relativen Sehnenlänge von etwa 0.4. Bei den Laborwerten liegt es etwas weiter näher an der

Profilspitze. Dabei sind aber die Abweichungen aufgrund der fehlerhaften Daten für L_{rel} zu beachten. Der Betrag des minimalen Druckes ist gleich. Das ist wichtig, weil das eine wichtige Größe für die Beurteilung der Kavitationsgefahr ist.

7.4. Strömungsgeschwindigkeiten

Die Geschwindigkeitsverläufe sind für die Beurteilung der Strömung von großer Bedeutung.

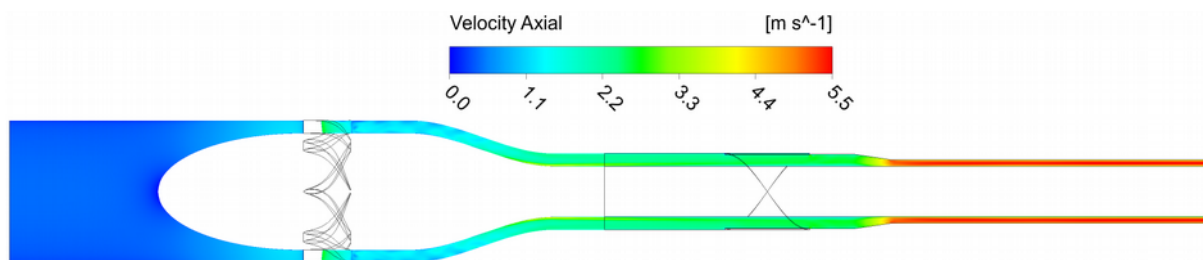


Abbildung 25: Axiale Geschwindigkeit in der Anlage für $Q = 60 \text{ L/s}$

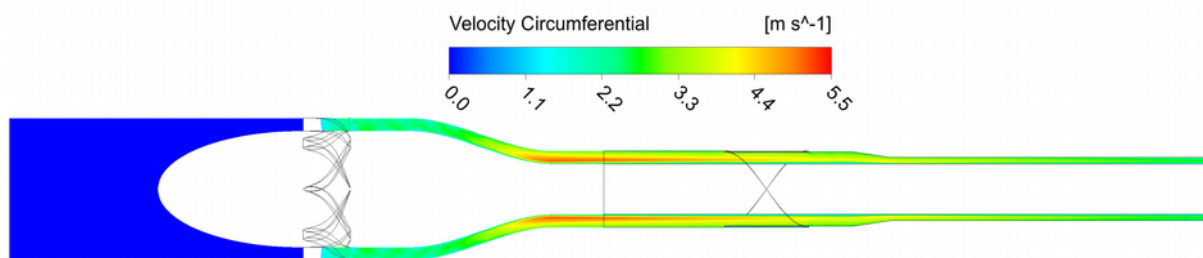


Abbildung 26: Tangentiale Geschwindigkeit in der Anlage für $Q = 60 \text{ L/s}$

In Abbildungen 25 und 26 sind die axialen und tangentialen Geschwindigkeitsverläufe in der Anlage dargestellt. Dabei sorgt die axiale Geschwindigkeit für den Transport der Flüssigkeit/Partikel durch die Anlage, während die tangentielle Komponente für den Drall und damit die Abscheidung der Partikel verantwortlich ist.

Die axiale Geschwindigkeit nimmt bei jeder Querschnittsverengung zu und ist über den Radius relativ konstant. Hinter den Schaufeln sind die Nachlaufdellen zu erkennen.

Am Beginn der Anlage ist die tangentielle Geschwindigkeit Null und steigt erst im Leitschaufelgitter an. Die Nachlaufdellen sind relativ schlecht zu erkennen. Im

Bereich der Verjüngung steigt die Geschwindigkeit stark an. Im Trennrohr ist die Geschwindigkeit im Bereich des Innenrohres erhöht. Der Abfall der tangentialen Geschwindigkeit, infolge der Reibung, über der Trennstrecke ist sehr gut zu erkennen.

In den folgenden Kapiteln werden die Geschwindigkeiten an den besonders relevanten Stellen genauer betrachtet und mit den Labormessungen [8] verglichen.

7.4.1. Geschwindigkeiten im Bereich der Drallschaufeln

Zur Kontrolle der Strömung wurden die Geschwindigkeiten im Bereich der Drallschaufeln an zahlreichen Positionen gemessen. Die Geschwindigkeiten wurden in einem Raster mit 130 Positionen gemessen. Dieser Raster besteht aus fünf Ebenen, E1 (vorne) und E3 bis E6 (hinten), fünf Schichten (eins innen, fünf außen) und fünf Punkten zwischen Druck- und Saugseite. Punkt eins liegt bei der Druckseite und Punkt fünf bei der Saugseite. In Ebene eins ist zusätzlich noch Punkt null vor der Profilmase vorhanden.

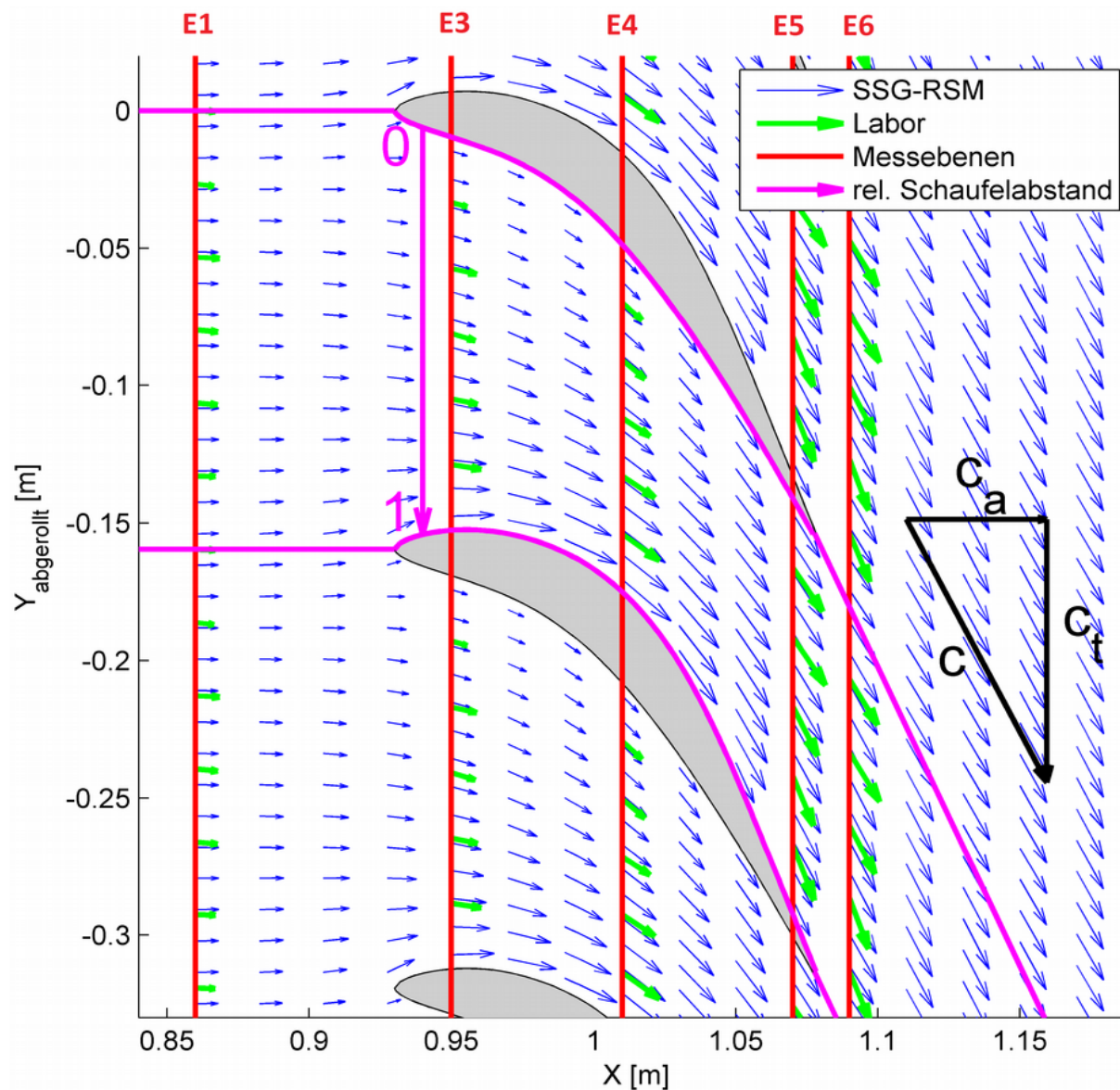


Abbildung 27: Vektorgrafik der Geschwindigkeit im Schaufelkanal

Abbildung 27 zeigt einen Ausschnitt des Schaufelgitters. Die roten Linien stellen die Messebenen E1 und E3 bis E6 dar. Die Pfeile entsprechen den Geschwindigkeiten. Grün stellt die gemessenen und blau die mit dem SSG-RSM-Modell berechneten Werte dar. Am Schaufelende auf der Saugseite der erkennt man einen Abfall der Strömungsgeschwindigkeit. Dies deutet auf eine Ablösung der Strömung hin.

Die Messstelle befindet sich im oberen Bereich der Anlage. Die, für die Geschwindigkeitsmessung notwendige, eingeblasene Luft (siehe 5.5.2) steigt auf.

Daher ist zu erwarten, dass ein möglicher Einfluss an den inneren (unteren) Schichten geringsten ist.

In den folgenden Abbildungen sind die Geschwindigkeiten über dem relativen Schaufelabstand aufgetragen. Dafür wurde der abgerollte Abstand von der Druckseite zur Messposition auf den Abstand zwischen Druck- und Saugseite bezogen. Der relative Schaufelabstand null entspricht also dem Punkt auf der Druckseite der Schaufel während sich eins auf der Saugseite befindet.

Die Abbildungen 28-32 zeigen die axialen Geschwindigkeiten in den Ebenen E1 und E3 bis E6.

In der Ebene E1 (Abbildung 28) zeigt sich ein über den Umfang sehr gleichmäßiges Profil. Das entspricht den Erwartungen, da die Schaufeln nur einen sehr geringen Einfluss auf das 70 mm vor ihnen liegende Strömungsgebiet haben.

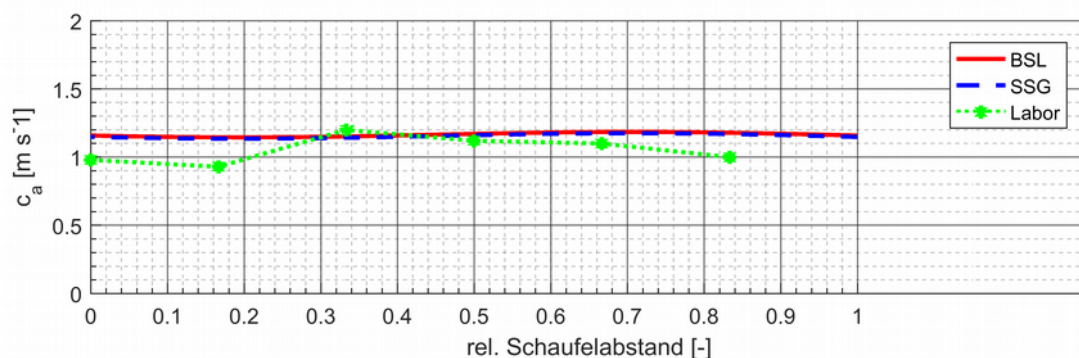


Abbildung 28: axiale Geschwindigkeit in Ebene 1 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe)

Für die Ebenen E3 und E4 (Abbildung 29 und 30) sehen die axialen Geschwindigkeitsprofile sehr ähnlich aus. Das Profil entspricht in etwa einem Trapez mit der größeren Geschwindigkeit an der Saugseite. In E4 sind dabei die Geschwindigkeiten größer als in E3, da hier der effektive Querschnitt kleiner ist (siehe Abbildung 27). Die Tendenz der Labormessungen stimmt mit den Simulationen überein.

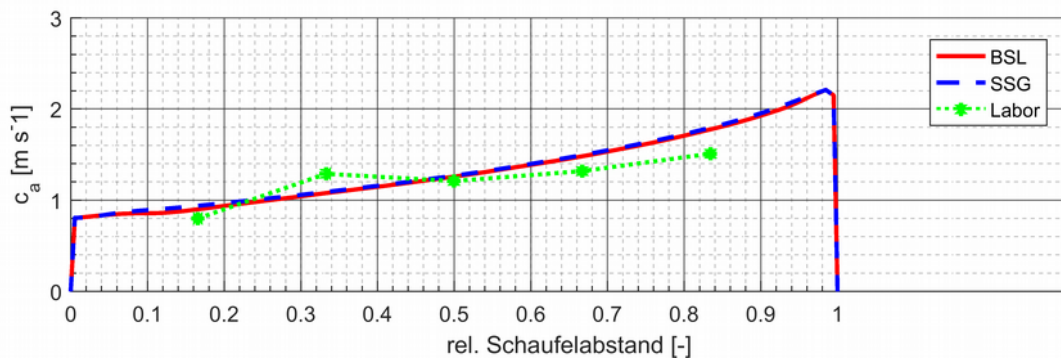


Abbildung 29: axiale Geschwindigkeit in Ebene 3 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe)

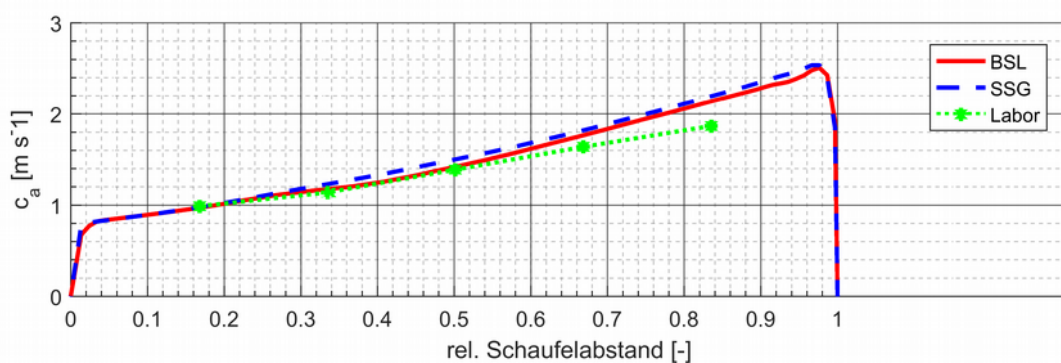


Abbildung 30: axiale Geschwindigkeit in Ebene 4 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe)

In der, kurz vor dem Schaufelende liegenden, Ebene E5 (Abbildung 31) zeigt sich ein relativ gleichmäßiges Profil mit einem leichten Abfall der Geschwindigkeit an der Saugseite. Dieser stammt von einer leichten Ablösung. Hier beginnen die beiden Simulationen leicht voneinander abzuweichen.

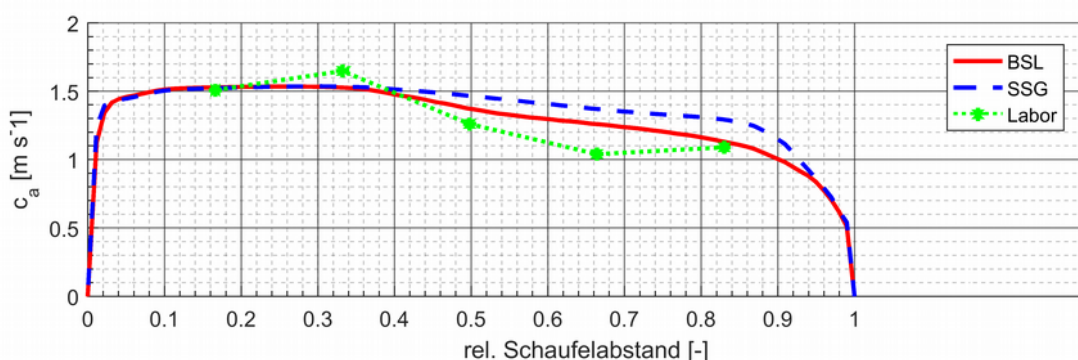


Abbildung 31: axiale Geschwindigkeit in Ebene 5 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe)

Die Ebene E6 (Abbildung 32) liegt hinter der Schaufelreihe und der relative Schaufelabstand null bzw. eins entspricht dem Punkt auf der verlängerten Mittellinie

der Schaufel. Bei einem relativen Schaufelabstand von etwa 0,85 zeigt sich die Nachlaufdele. Sie liegt nicht auf der Verlängerung der Schaufel. Aufgrund der starken Umlenkung und der bereits erwähnten Ablösung, verlässt die Strömung die Schaufeln mit einem geringeren Winkel als dem Schaufelwinkel.

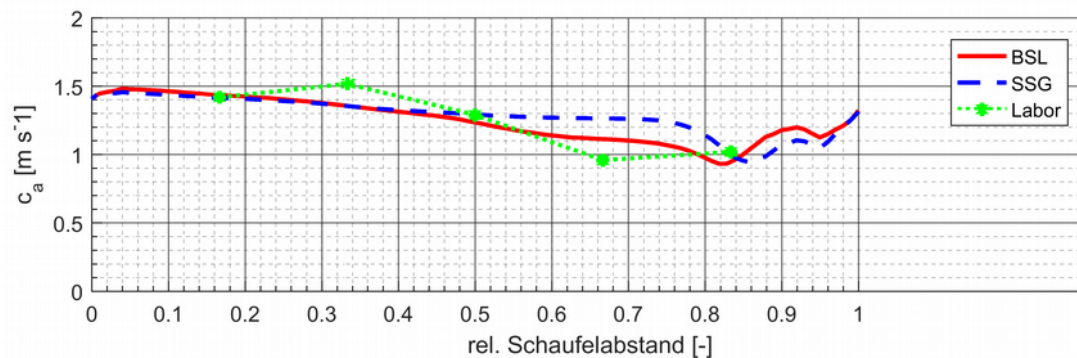


Abbildung 32: axiale Geschwindigkeit in Ebene 6 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe)

Die Abbildungen 33 bis 37 zeigen die tangentialen Geschwindigkeiten in den Ebenen E1 und E3 bis E6 in der Schicht S2. Die tangentielle Geschwindigkeit ist in Richtung der Umlenkung positiv.

In der, vor dem Schaufelgitter liegenden, Ebene E1 ist die tangentielle Geschwindigkeitskomponente sehr gering, siehe Abbildung 33.

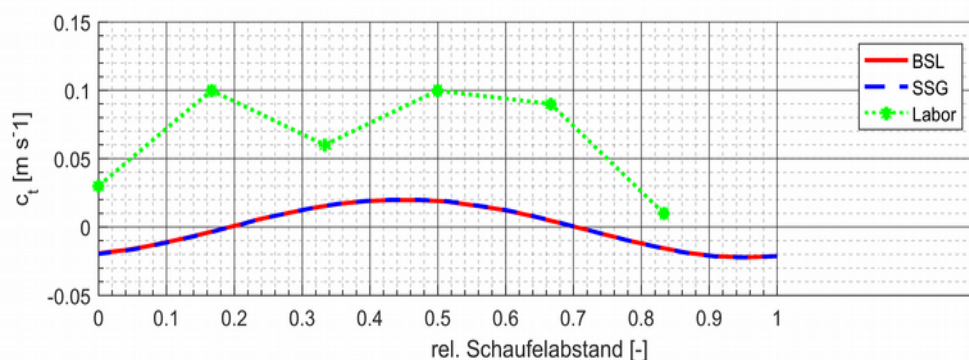


Abbildung 33: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 1 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe)

In der Ebene E3 ist die Umlenkung noch sehr gering. Dies zeigt sich im tangentialen Geschwindigkeitsprofil (Abbildung 34). Direkt an der Saugseite ist die Geschwindigkeit negativ. An dieser Stelle ist die tangentielle Geschwindigkeit aufgrund der Querschnittsverengung größer als jene durch die Umlenkung. Die Messdaten stimmen sehr gut mit den Simulationsergebnissen überein.

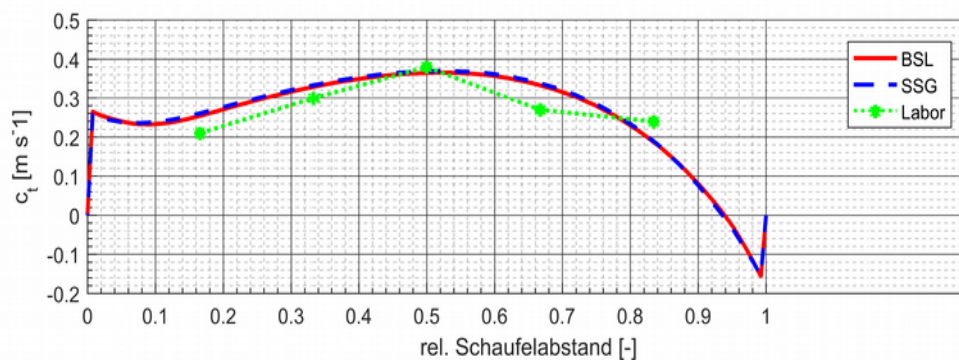


Abbildung 34: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 3 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe)

Über die Schauffellänge wird die Umlenkung immer stärker. In Ebene E4 (Abbildung 35) ist die tangentielle Geschwindigkeit bereits fast so groß wie die Axiale. Auch die Profilform ist sehr ähnlich, mit einem deutlichen Anstieg der Geschwindigkeit über den gesamten Schaufelabstand, bis zum Maximum an der Saugseite. Der Anstieg fällt im Laborversuch geringer aus als in den Simulationen.

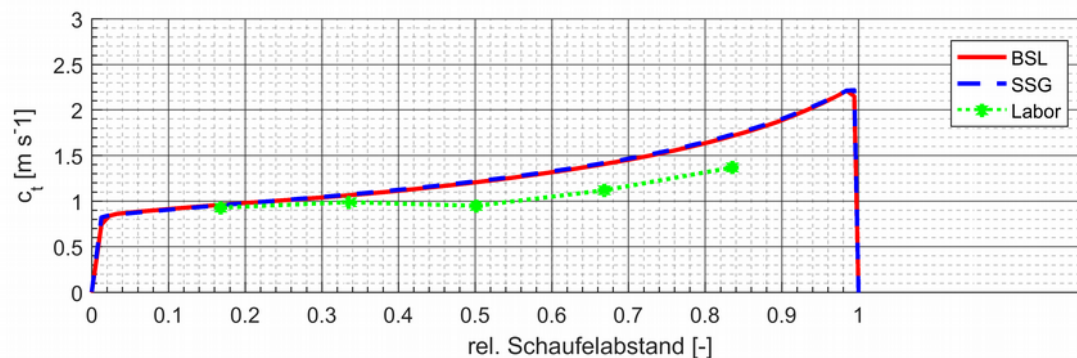


Abbildung 35: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 4 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe)

Kurz vor dem Schaufelende in Ebene E5 (Abbildung 36) ist das tangentielle Geschwindigkeitsprofil wieder relativ gleichmäßig, mit einem Einbruch an der Saugseite. Diese Ablösung der Strömung ist auch in Abbildung 27 zu erkennen und fällt bei der Simulation mit dem SSG-RSM-Modell schwächer aus als mit dem BSL-RSM-Modell. In den Messwerten aus dem Laborversuch ist die Ablösung nicht zu erkennen. Allerdings liegt der letzte Messpunkt in dem Bereich, in dem die Ablösung, laut SSG-RSM-Modell, gerade erst beginnt. Für einen genauen Vergleich braucht es weitere Messungen im Bereich der Ablösung.

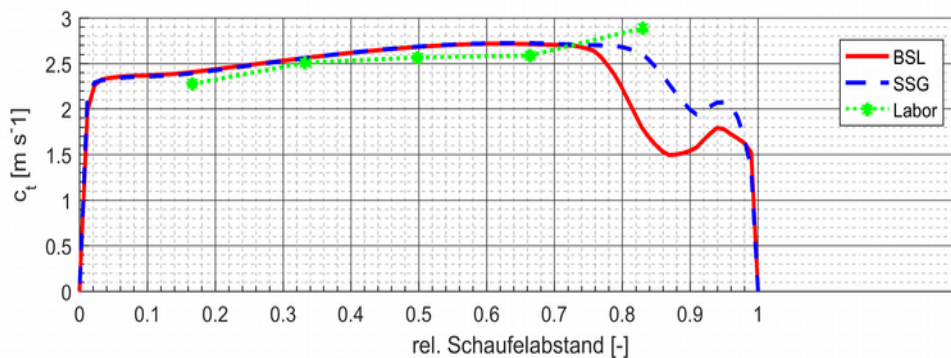


Abbildung 36: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 5 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe)

Hinter den Schaufeln in Ebene E6 (Abbildung 37) ist die tangentielle Geschwindigkeit relativ konstant über den gesamten Umfang. Die Ausnahme bildet die bereits beschriebene Nachlaufdüse bei einem relativen Schaufelabstand von etwa 0,85.

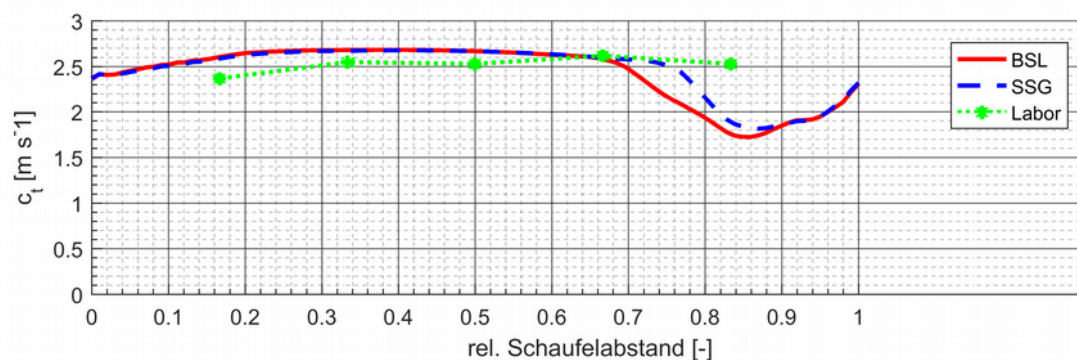


Abbildung 37: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 6 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe)

7.4.2. Geschwindigkeitsprofile in der Trennstrecke

Die Geschwindigkeitsmessungen im Labor wurden bei einem Durchfluss von 60 L/s durchgeführt. Daher beziehen sich die nachfolgenden Absätze auf diesen Durchfluss.

Wie in Kapitel 5.5.2 beschrieben, wurden die axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten in zwei Ebenen an jeweils zehn Positionen gemessen. Dabei gab es bei den Messungen in Wandnähe Probleme, weshalb es nicht für alle Messpositionen Ergebnisse gibt.

Abbildung 38 zeigt die axialen Geschwindigkeitsverläufe für die Ebene E100. Es sind die Daten der Simulationen und der Laborversuche aufgetragen.

In E100 ist bei allen drei Kurven eine deutliche Erhöhung der Geschwindigkeit am Innenrohr festzustellen. Vor dem Trennrohr befindet sich die Verjüngung auf einen geringeren Durchmesser. Dort sind nach innen gerichtete Radialgeschwindigkeiten vorhanden. Bei der Umlenkung führt die Massenträgheit zu einer nach innen gerichteten Kraft. Dies bewirkt die beobachteten erhöhten Geschwindigkeiten am Innenrohr.

In den Simulationen ist die radiale Ausdehnung der Geschwindigkeitsspitze in etwa gleich. Sie unterscheiden sich jedoch deutlich in der Amplitude. Ausgenommen eines abweichenden Wertes stimmen die Laborwerte im äußeren Bereich gut mit den Simulationen überein. Die Erhöhung liegt allerdings weiter außen.

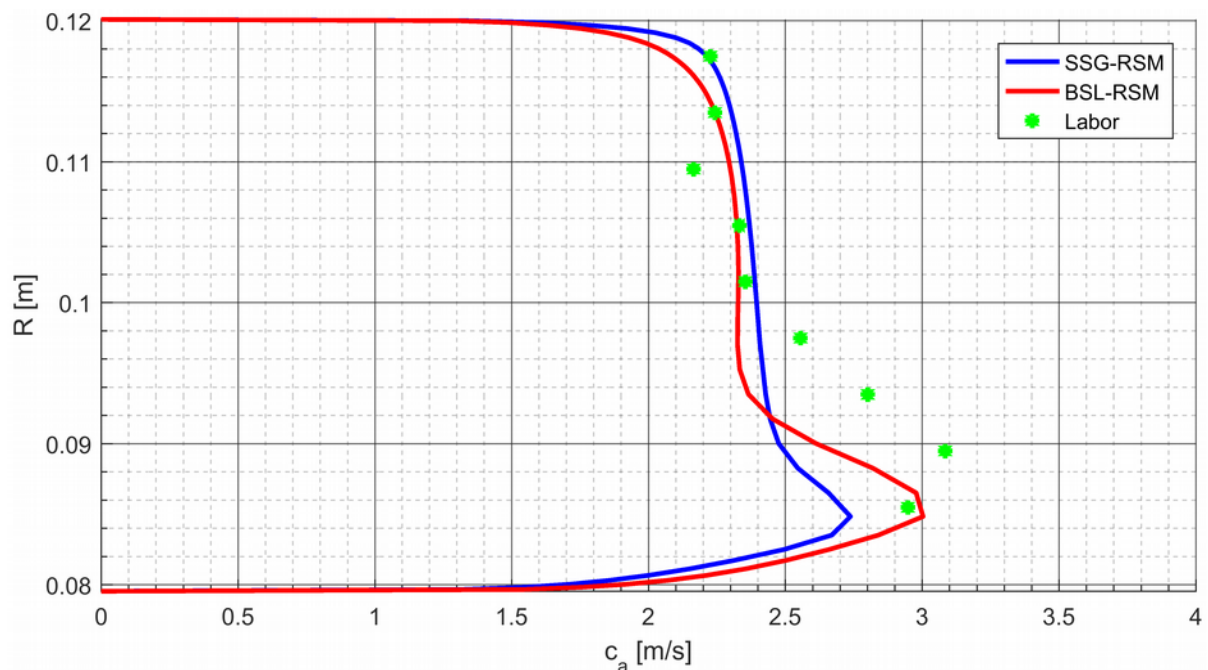


Abbildung 38: E100 - axiale Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$

Die, in Abbildung 39 dargestellten, axialen Geschwindigkeiten in E250 verhalten sich tendenziell wie in E100. Die Amplitude der Erhöhung am Innenrohr hat sich verringert. Auf der geraden Strecke fehlen die Trägheitskräfte der Umlenkung und die Strömung kehrt zum normalen turbulenten Geschwindigkeitsprofil zurück. Bei der SSG-RSM Simulation ist die Erhöhung bereits verschwunden. Die BSL-RSM Simulation und die Labormessungen stimmen in der Amplitude überein, jedoch ist, wie bei E100 auch, die Position in der Simulation nach innen verschoben.

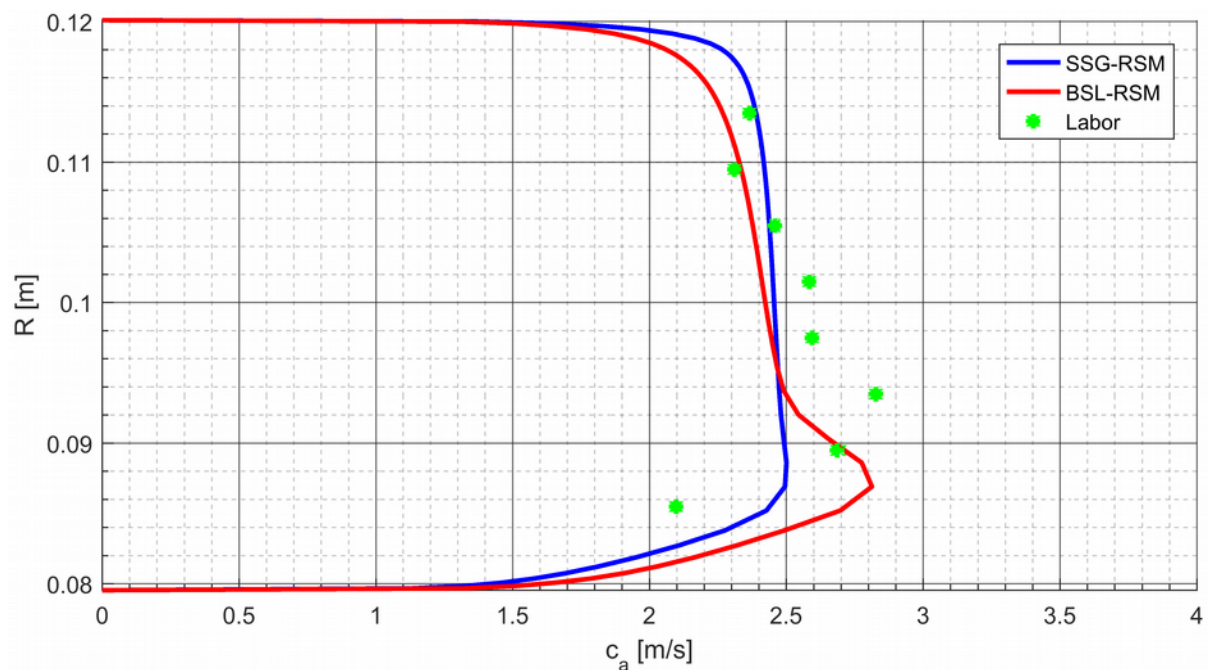


Abbildung 39: E250 - axiale Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$

Abbildung 40 zeigt das tangentielle Geschwindigkeitsprofil in Ebene 100. Die Größenordnung der Geschwindigkeiten und damit der Energieinhalt stimmen überein. Der Verlauf zwischen Simulation und Labormessungen unterscheidet sich jedoch deutlich.

Die beiden Simulationen zeigen die gleiche Tendenz einer höheren Geschwindigkeit am Innenrohr. Wie bereits bei den axialen Geschwindigkeiten erklärt, kommt dies durch die Verjüngung des Rohres und die Massenträgheit der Strömung zustande. Bei Verwendung des BSL-RSM Turbulenzmodells ergibt sich eine höhere Maximalgeschwindigkeit mit einem steileren Abfall zum Außenrohr. Dadurch ergibt sich in etwa die gleiche mittlere Geschwindigkeit. Dies bedeutet, dass die Reibungsverluste ca. gleich sind, was durch den fast identischen Totaldruckverlust über der Gesamtanlage, siehe Kapitel 7.3.2, bestätigt wird.

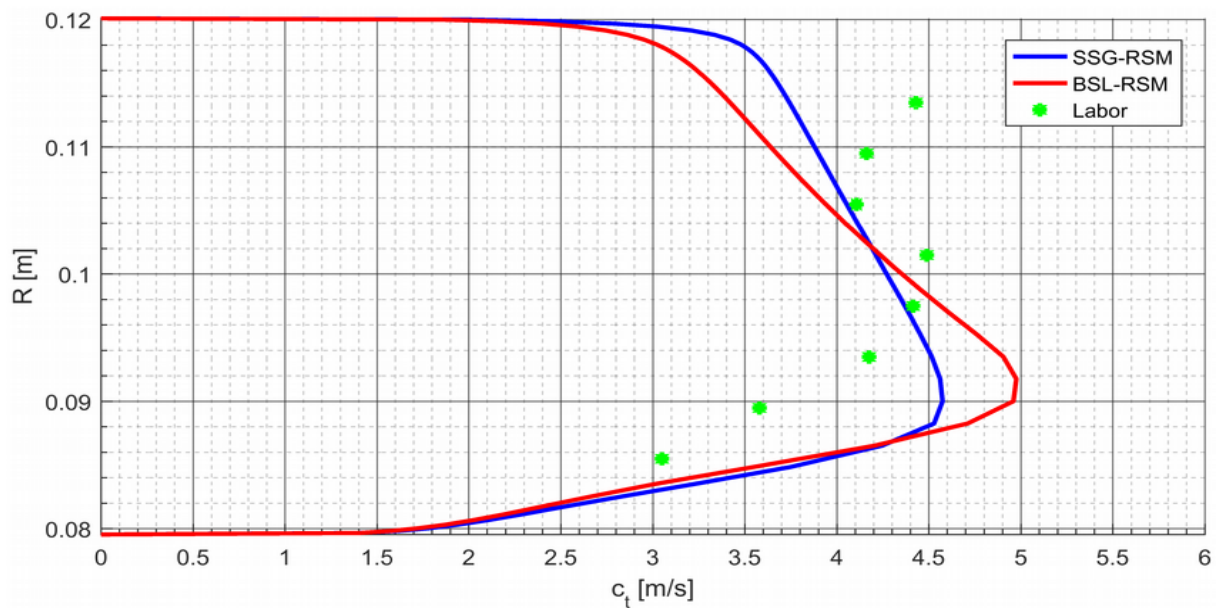


Abbildung 40: E100 - tangentielle Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$

In Abbildung 41 ist das tangentielle Geschwindigkeitsprofil in E250 dargestellt. Die Profile der beiden Simulationen ähneln jenen in E100. Die Geschwindigkeiten sind etwas geringer und der Abfall zur Außenwand etwas flacher. Ersteres ist auf die Reibungsverluste zurückzuführen, da hier nicht, wie bei der axialen Komponente, die Massenerhaltung gilt. Der flachere Abfall stellt, wie schon bei den axialen Geschwindigkeiten, eine Rückkehr zum turbulenten Geschwindigkeitsprofil dar.

Die Laborwerte stimmen in weiten Teilen gut mit der SSG-RSM Simulation überein.

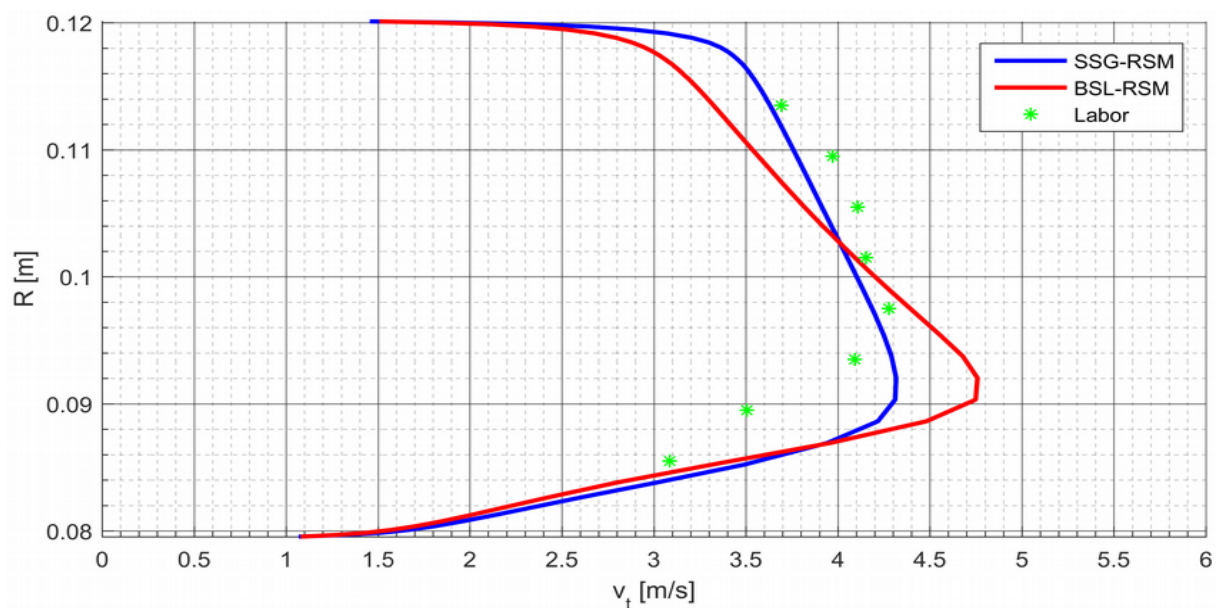


Abbildung 41: E250 - tangentielle Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$

Die im Labor gemessenen Geschwindigkeitsprofile im Trennrohr fallen am Innenrohr bereits in deutlich größerer Entfernung von der Wand ab, als in den Simulationen. Ein möglicher Grund dafür könnte die, in Kapitel 5.5.2 erklärte, Lufteinblasung sein. Die Standardabweichungen der Messungen steigen in diesem Bereich stark an, siehe Kapitel 7.7. Die Lufteinblasung beeinflusst also die Messung. Ob und wie stark die gemittelten Ergebnisse betroffen sind, kann nicht bestimmt werden.

7.5. Drall

Die Intensität der Drallströmung kann über den Drallwinkel β beschrieben werden (Abbildung 42). Dieser ist folgendermaßen definiert:

$$\beta = \arctan\left(\frac{c_t}{c_a}\right) \quad (45)$$

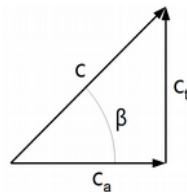


Abbildung 42: Drallwinkel

Die Axialgeschwindigkeit bestimmt die Verweilzeit im Zyklon. Je höher die Geschwindigkeit, desto geringer die Verweilzeit. Mit steigender Tangentialgeschwindigkeit steigt die Fliehkraft und damit die radiale Geschwindigkeit der Partikel. Es gilt also, je höher der Drallwinkel, desto höher der Abscheidegrad. Mit höherem Drallwinkel steigt aber auch die zurückgelegte Strecke und damit der Totaldruckverlust der Anlage.

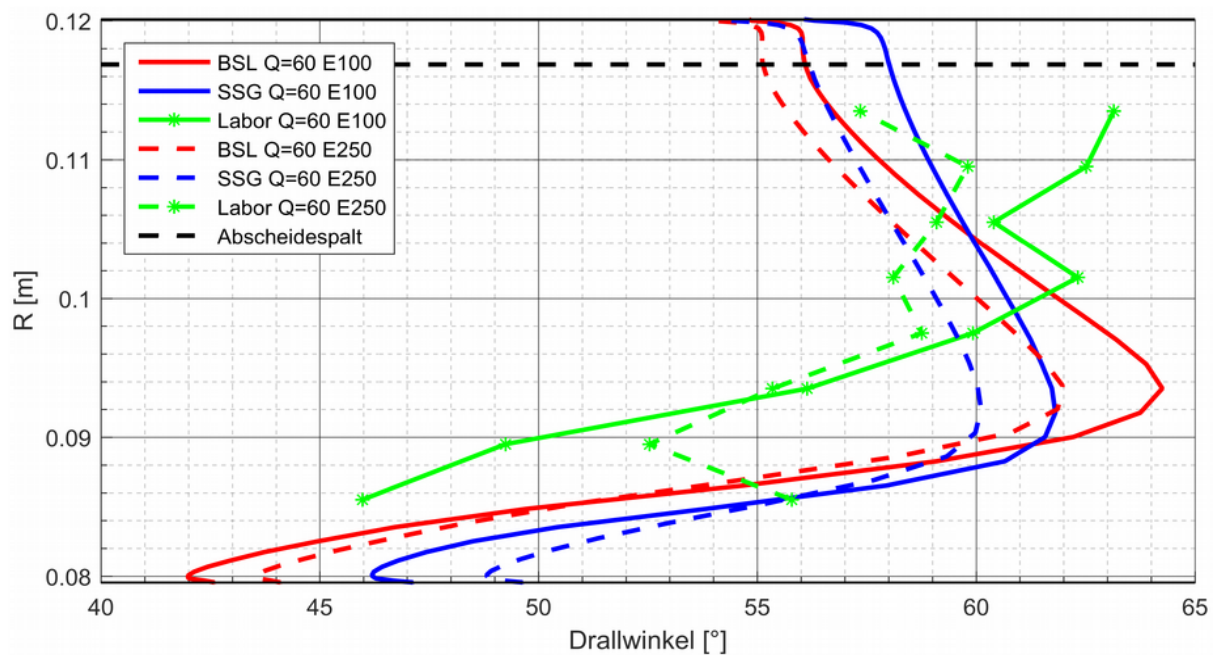


Abbildung 43: Drallwinkel in der Trennstrecke

Abbildung 43 zeigt den Drallwinkel der Simulationen und der Versuchsanlage für die beiden Messebenen im Trennrohr.

Da die Axialgeschwindigkeit über dem Radius relativ konstant ist (Abbildungen 38 und 39), wird das Verhalten des Drallwinkels hauptsächlich durch die Tangentialgeschwindigkeit bestimmt.

Die höchsten Drallwinkel und Umfangsgeschwindigkeiten treten in der Mitte des Ringquerschnittes auf. Das bedeutet, dass die Zentrifugalkraft (Formel 46) zum Außenrohr hin deutlich abnimmt. Einerseits weil die Umfangsgeschwindigkeit abnimmt und andererseits weil der Abstand zum Mittelpunkt (Radius) zunimmt. Eine hohe Zentrifugalkraft wäre besonders im äußeren Bereich wünschenswert um die Partikel verlässlich im Bereich des Abscheidespaltes zu halten.

$$F_{zf} = m \frac{v^2}{r} \quad (46)$$

Der weiter außen erfolgende Abfall des Drallwinkels in der Labormessung könnte durch die Lufteinblasung entstanden sein, siehe Kapitel 7.4.2.

Der Drallwinkel nimmt in Strömungsrichtung (E100 → E250) ab, da die Umfangsgeschwindigkeit durch die Reibung verringert wird.

Die Abhängigkeit des Drallwinkels vom Durchfluss ist in Abbildung 44 für das BSL-RSM Modell dargestellt. Der Drallwinkel nimmt mit dem Durchfluss leicht zu.

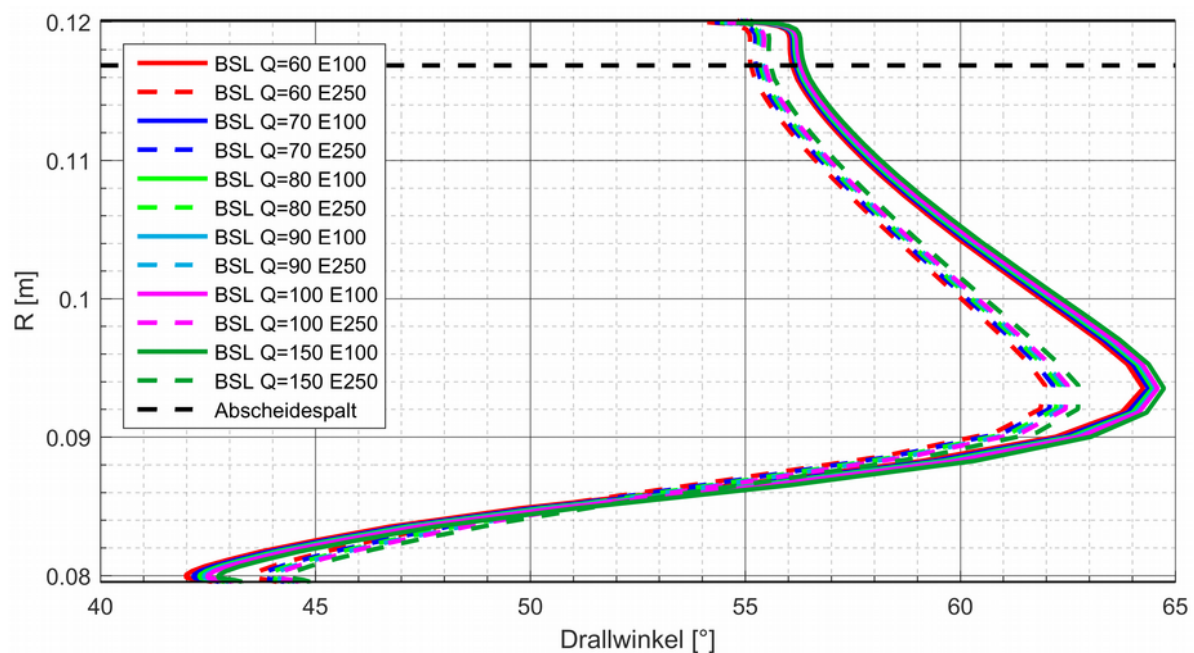


Abbildung 44: Drallwinkel abhängig vom Durchfluss

Für die Optimierung ist der Drallwinkel im Bereich des Abscheidespaltes besonders interessant. Um Ablösungen und Verwirbelungen im Bereich der Abscheiderarme zu verhindern, muss deren Neigungswinkel mit dem Drallwinkel übereinstimmen.

7.6. Strömung im Bereich der Abscheider

Abbildung 45 zeigt einen der Abscheiderarme. Der Neigungswinkel φ beträgt 45° . Über der Abscheiderlänge wird der Querschnitt vom langgestreckten Abscheidespalt in ein Quadrat und anschließend in einen Kreis umgewandelt. Dadurch steht die vordere Seitenwand unter einem Winkel $\varphi_1 = 35^\circ$ und die Hintere unter $\varphi_2 = 55^\circ$.

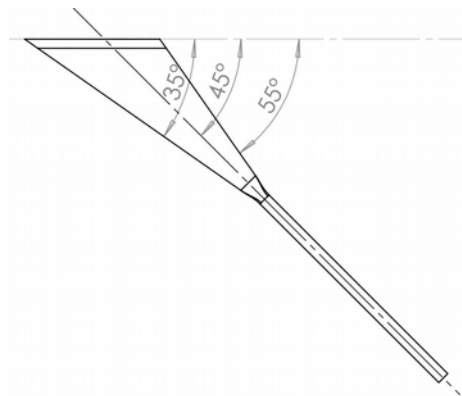


Abbildung 45: Abscheiderarm

Der Drallwinkel der Strömung kurz vor dem Eintritt in den Abscheider beträgt etwa 53° bis 58° . Im vorderen Bereich des Abscheiders beträgt der Winkel zwischen ankommender Strömung und Abscheiderwand rund 20° . Hier findet eine starke Umlenkung statt, welche die Strömung im Abscheider stört, siehe Abbildung 46. Die Umlenkung ist zu gering um Ablösungen zu bewirken. Die Umlenkung über der gesamten Abscheiderbreite, kurz hinter der Abscheidekante wird durch eine Querschnittreduktion in diesem Bereich hervorgerufen. Diese wird von der Platte gebildet, mit der der Abscheidespalt eingestellt werden kann. Die Geschwindigkeitserhöhung in z-Richtung und damit die Umlenkung ergibt sich aus dem Impulserhaltungssatz.

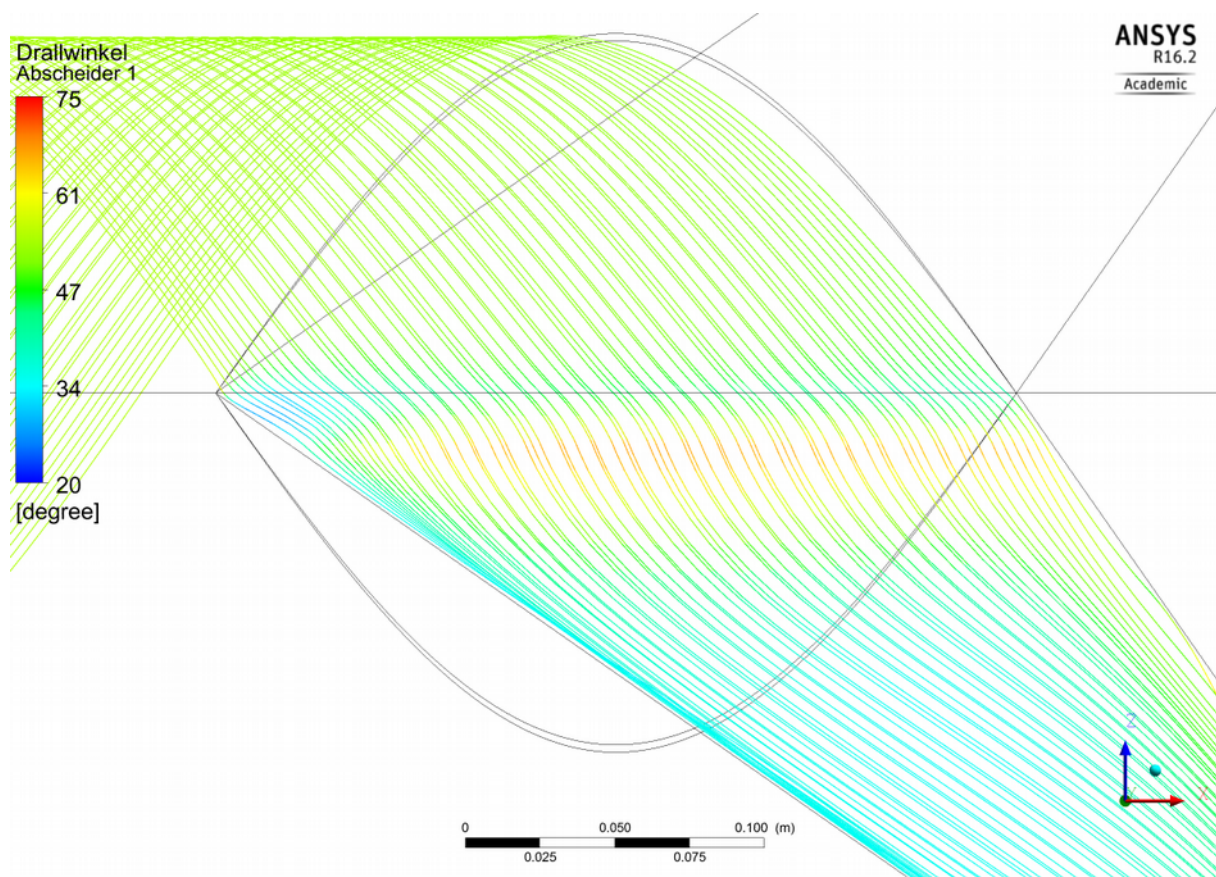


Abbildung 46: Stromlinien im Bereich des Abscheiders

Zur Optimierung sollte der Neigungswinkel des Abscheiders auf 55° erhöht werden. Dadurch wäre die Anströmung zentral in Richtung der Abscheider.

7.7. Turbulenzgrößen

Als Kenngrößen für die Turbulenz dienen die Reynolds-Spannungen $\tau_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$. Für i gleich j gilt Formel 47.

$$\tau_{ii} = \overline{u_i'^2} = \frac{\sum_{a=1}^n u_{i a}'^2}{n} \quad (47)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{a=1}^n (u_i - \overline{u_i})^2}{n-1}} \quad (48)$$

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{a=1}^n u_{ia}^2}{n-1} \quad (49)$$

Bei den Messungen der Geschwindigkeiten wurden neben dem Mittelwert auch die Standardabweichung σ (Formel 48) ausgewertet. Aus dieser folgt direkt die Varianz σ^2 , siehe Formel 49. Dabei stellt n die Anzahl der Messwerte dar. Die Formeln für die Reynolds-Spannung und die Varianz ähneln sich sehr. Der Unterschied im Nenner zwischen n und $n-1$. Bei großen Mengen an Messwerten ist dieser Unterschied zu vernachlässigen. Die Varianz der Geschwindigkeit kann also näherungsweise als Reynolds-Spannung interpretiert werden. Dabei muss aber beachtet werden, dass in der Varianz neben den physikalischen Geschwindigkeitsschwankungen auch der statistische Messfehler enthalten ist, was zu Abweichungen führt.

In Abbildungen 47 und 48 sind die axialen bzw. tangentialen Reynolds-Spannungen für die Ebene E100 aufgetragen.

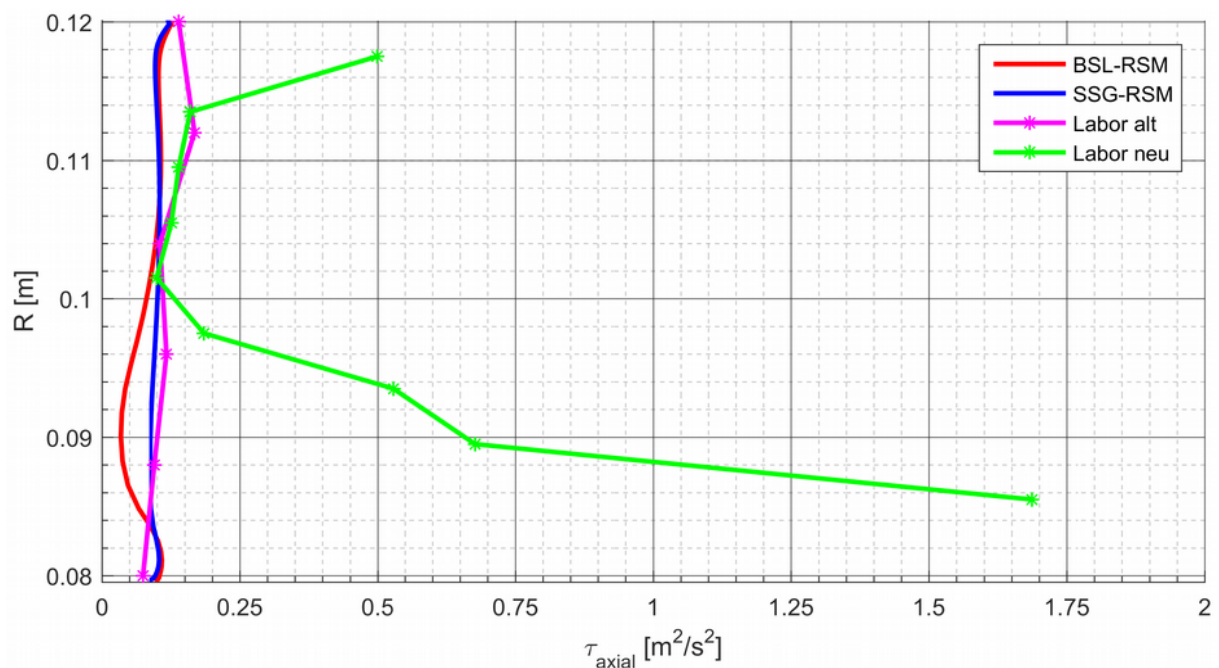


Abbildung 47: E100 - axiale Reynolds-Spannung

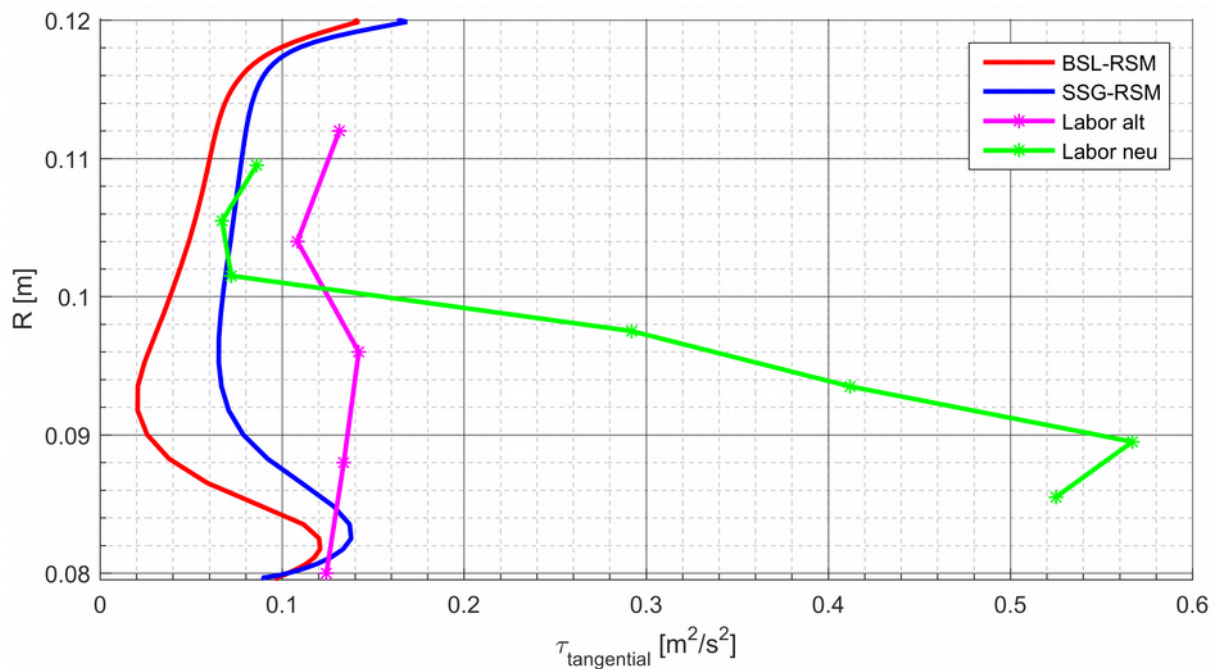


Abbildung 48: E100 - tangentielle Reynolds-Spannung

Für beide Richtungen weisen die Messungen auf der neuen Anlage einen sehr starken Anstieg in der inneren Hälfte des Rohrquerschnitts auf. Diese Spitzenwerte lassen sich nicht durch die eigentliche Strömung erklären. Sie werden vermutlich durch die eingeblasene Luft (Kapitel 5.5.2) verursacht. Da Luft leichter als Wasser ist, sammelt sie sich daher in der Rohrmitte.

Eine genauere Betrachtung der Daten bekräftigt diese Vermutung. Im äußeren Bereich stimmen die Daten relativ gut mit jenen der alten Messung und den Simulationsergebnissen überein, während sie im inneren Bereich stark ansteigen. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei den Counts, siehe Abbildung 49. Counts sind die Einzelmessungen von Partikeln/Blasen bei der LDA (für genauere Informationen verweise ich auf die Diplomarbeit von Herrn Christof Mikl [8]). Die Anzahl der Counts beginnt ebenso wie die Reynolds-Spannungen ab der Mitte anzusteigen. Im Vergleich dazu bleiben bei der Messung auf der alten Anlage die Countanzahl über den gesamten Querschnitt in etwa konstant.

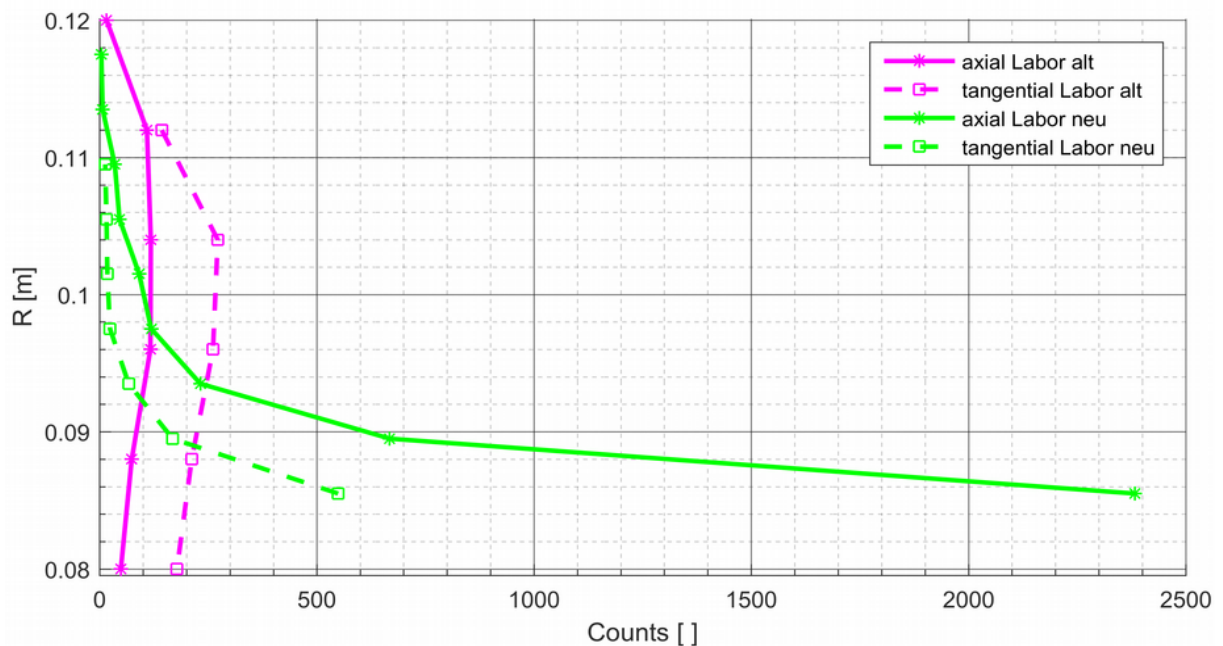


Abbildung 49: E100 - Counts (LDA-Messung)

Die Messwerte der alten Anlage sollen nur einem groben Vergleich dienen, da dort noch kein Innenrohr verbaut war. Durch den vorhandenen Wirbelzopf in der Rohrmitte, müssen vor allem die innen liegenden Messwerte mit Vorsicht betrachtet werden. Für eine Kontrolle der richtigen Größenordnung sind sie aber ausreichend.

7.8. Partikelstudie

In der Partikelstudie wird der Abscheidevorgang in der Anlage simuliert. Im Folgenden werden die Eigenschaften der Partikel, die Parameter in CFX und die Ergebnisse der Simulation erklärt.

7.8.1. Partikeleigenschaften

Die Basis für die Auswahl der, im Laborversuch verwendeten, Partikel ist eine Analyse des Triebwassers im Kraftwerk Dorferbach [5]. Basierend auf diesen Daten wurde für den Laborversuch Quarzsand der Firma Quarzwerke GmbH mit einer Dichte von 2650 kg/m^3 ausgewählt. Die Sedimentkonzentration in Dorferbach beträgt zwischen 300 und 1000 g/m^3 . In den Versuchen wurden jeweils 150 g pro Durchlauf verwendet. Die Simulationen wurden mit einer Beladung von 1000 g/m^3 durchgeführt.

Der untersuchte Größenbereich der Partikel von 63 bis 250 μm wird zur genaueren Auswertung in sieben Bereiche unterteilt, siehe Tabelle 2.

\bar{d} [μm]	d_{\min} [μm]	d_{\max} [μm]
67	63	71
75.5	71	80
90	80	100
106	100	112
118.5	112	125
162.5	125	200
225	200	250

Tabelle 2: Größenverteilung der Partikel

7.8.2. Vereinfachtes Modell, eine Zellenbreite mit Symmetrie

Das Rechengitter für die Simulation der gesamten Anlage hat etwa 4 Millionen Knoten. Dieses Gitter ist für den Einsatz von Wandfunktionen angepasst und hat dazu einen dimensionslosen Wandabstand von etwa 30 – 40. Ein Durchlauf der Berechnung dauert bei Nutzung von 4 Kernen am „Cluster für Strömungsdynamik und Finite Elemente“ etwa ein bis zwei Tage. Um den Rechenaufwand zu verringern wurde ein Teil der Berechnungen, mit Partikeln, auf einfacheren Gittern durchgeführt. Insbesondere Untersuchungen mit Low-Reynoldnumber Modellen, welche die Grenzschichten auflösen. Dafür ist eine sehr geringe Zellendicke an den Wänden nötig, was zu sehr großen Rechengittern und langen Rechenzeiten führt.

Es wurde nur das Trennrohr nachgebildet und die Rotationssymmetrie ausgenutzt. Dadurch lässt sich das Rechengebiet auf eine Zelle in Umfangsrichtung reduzieren.

Als Eingangsbedingungen dient das Geschwindigkeitsfeld am Beginn des Trennrohres aus der Simulation der gesamten Anlage.

7.8.3. Parameter und Randbedingungen

Für die Definition der Partikel in CFX-PRE muss zuerst das Partikelmaterial definiert werden. Dabei ist nur die Dichte von Bedeutung, da keine thermischen oder chemischen Vorgänge untersucht werden. Damit können anschließend in der

Domain die Partikel erstellt werden. Es müssen für jede Größengruppe eigene Partikel definiert werden. Als Option für die Morphologie wird „Particle Transport Solid“ gewählt. Das bedeutet, dass es sich um feste Partikel handelt und die lagrangsche Betrachtungsweise verwendet wird. Neben dem Durchmesser werden hier noch die „Particle Shape Factors“ definiert, siehe Kapitel 7.8.3.1.

Neben diesen grundlegenden Partikeleigenschaften gibt es noch weitere Parameter, welche die Interaktion der Partikel mit dem Fluid steuern. Die, für diesen Anwendungsfall, Wichtigen werden anschließend kurz erläutert.

7.8.3.1. Particle Shape Factors

Die Form der Partikel ist für das physikalische Verhalten von großer Bedeutung. Für die Berechnung der Strömungsgrößen ist vor allem die Querschnittsfläche wichtig. Dieser wird von CFX mit dem angegebenen Partikeldurchmesser berechnet.

Dieser Durchmesser gilt für Kugeln mit dem gleichen Gewicht wie die realen Partikel. Die realen, nicht kugelförmigen Partikel haben in der Regel einen höheren Strömungswiderstand als die angenommenen Kugeln. Der Einfluss Partikelform wird über den „X-Section Area Fac.“ (X-SAF) berücksichtigt. Dieser wird mit dem Querschnitt der Kugel multipliziert und es ergibt sich ein größerer effektiver Querschnitt und damit ein höherer Strömungswiderstand. In Abbildung 50 ist der Einfluss des X-SAF auf die Partikelbewegung dargestellt. Es sind drei Partikelpfade für unterschiedliche Werte dargestellt. X und R sind dabei die axiale und radiale Position des Partikels im Rohr. Je höher der Shape Factor, desto größer ist der effektive Querschnitt. Dadurch steigt auch der Strömungswiderstand und der Partikel bewegt sich langsamer nach außen.

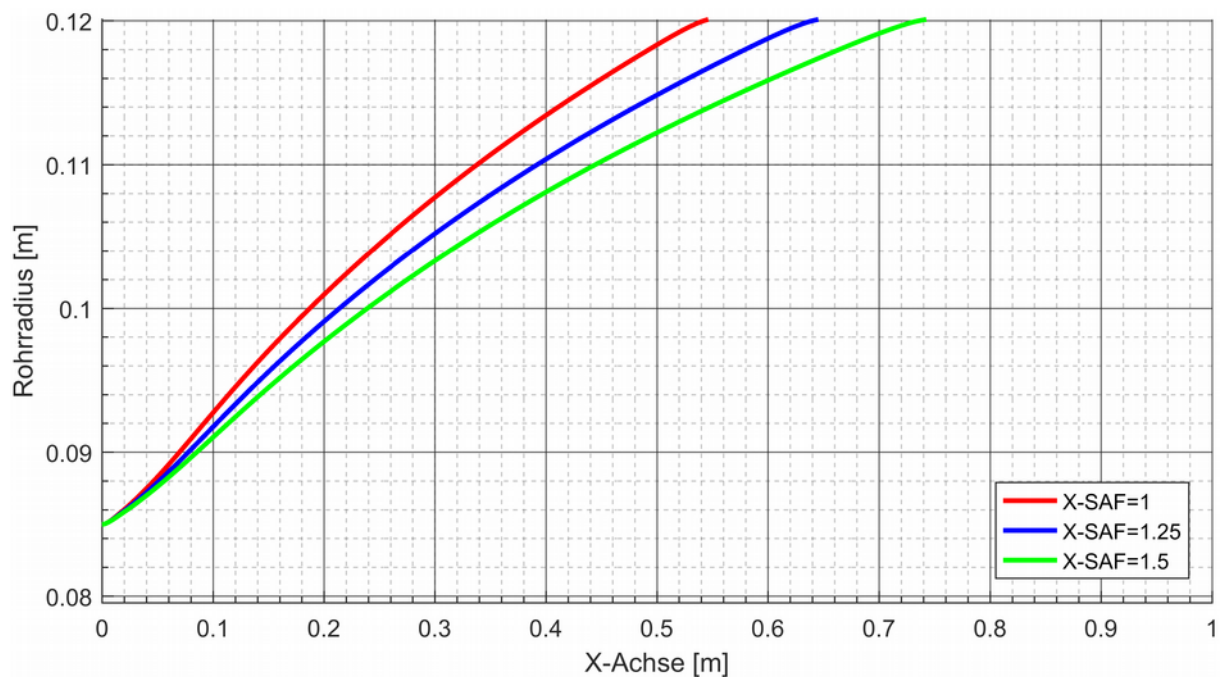


Abbildung 50: Einfluss des Shape Factor auf die Partikel

7.8.3.2. Ein-Wege / Zwei-Wege Kopplung

Die Wechselwirkungen zwischen Fluid und Partikel wurden bereits in Kapitel 3.5 beschrieben. Bei gleichmäßig verteilten Partikeln beträgt die Volumenkonzentration im Bereich der Trennstrecke etwa 0,04 %. Wenn sich alle Partikel in Wandnähe (Abscheidespalt) sammeln beträgt sie 0,4 %. Bei diesen geringen Volumenkonzentrationen und dem relativ kleinen Dichtedifferenz ist der Unterschied zwischen Ein-Wege (one-way) und Zwei-Wege (two-way) Kopplung zu vernachlässigen ist. Dies wurde mit zwei Simulationen überprüft.

Aufgrund der Ein-Wege Kopplung hat die eingestellte Partikelbeladung keinen Einfluss auf das Simulationsergebnis. Es gibt keine Interaktion zwischen den Partikeln und keinen Einfluss der Partikel auf die Strömung. Daher kann jedes Partikel separat betrachtet werden und der Partikelmassenstrom hat keinen Einfluss auf den Abscheidegrad. Ein weiterer Vorteil besteht in der Möglichkeit die Strömung einmalig am Anfang zu berechnen und damit verschiedene Partikel zu untersuchen.

7.8.3.3. Virtual Mass Force

Diese Kraft wurde bereits in 3.5.2.3 erklärt und entsteht bei einer Beschleunigung der Partikel gegenüber der Strömung durch die Mitnahme des umgebenden Fluides. Sie ist besonders bei starken Beschleunigungen (z. B.: transiente Berechnungen oder Düsen) und bei Partikeln, die leichter als das Fluid sind, von Bedeutung. Da beide Bedingungen nicht vorhanden sind, ist diese Kraft zu vernachlässigen und muss nicht in die Simulation einbezogen werden. Eine durchgeführte Simulation unter Einbeziehung der Virtual Mass Force hat diese Annahme bestätigt.

7.8.3.4. Pressure Gradient Force

Diese Kraft berücksichtigt den Einfluss der Druckverteilung an den Partikeln. Die Druckdifferenz ist vor allem in radialer Richtung von Bedeutung, da hier ein deutliches Druckgefälle, aufgrund der Drallströmung, vorhanden ist. Dieses berücksichtigt die Dichte der Flüssigkeit und bewirkt einen „Auftrieb“ zur Rohrmitte. Die Bahn eines Partikels, ohne die Berücksichtigung der Druckverteilung, entspricht der Bahn eines Partikels mit einer um die Dichte des Fluides reduzierten Dichte. Das ist in Abbildung 51 veranschaulicht, dabei ist die Bewegung eines Partikels im Rohr in radial und axial Richtung aufgetragen. Da dieser Effekt bei Fluiden mit hoher Dichte (Flüssigkeiten) sehr ausgeprägt ist, muss er berücksichtigt werden.

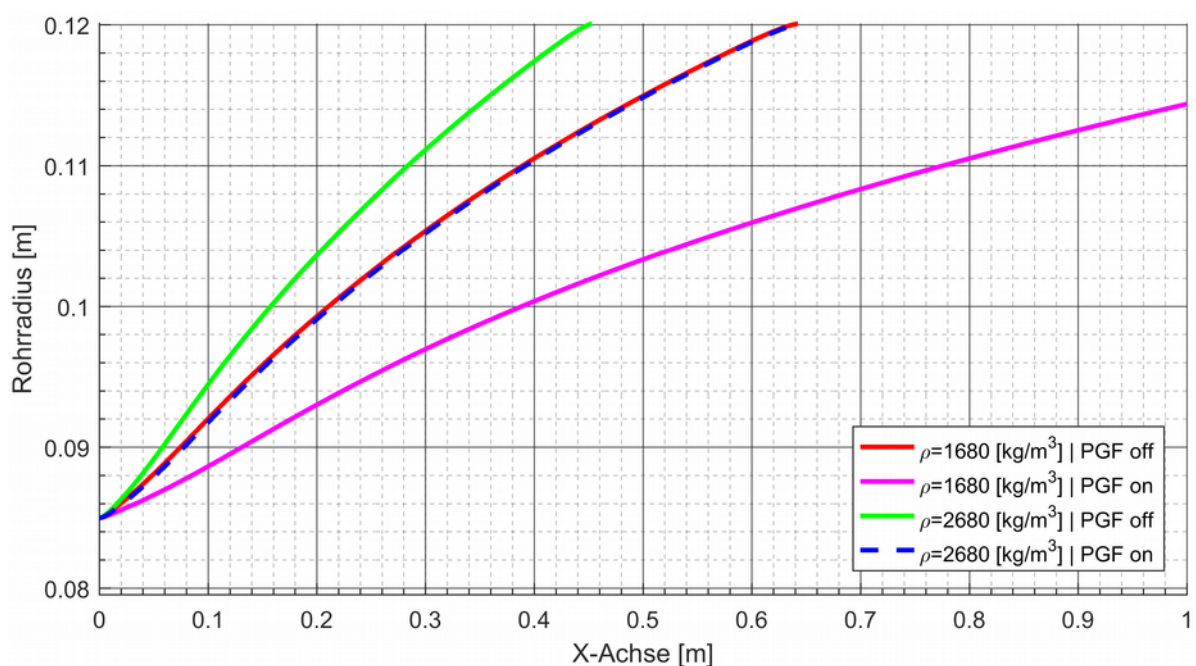


Abbildung 51: Einfluss der Pressure Gradient Force auf Partikel verschiedener Dichte (Bahn im Rohr)

7.8.3.5. Turbulent Dispersion Force

Bei den verwendeten Reynolds-Spannungsmodellen werden nur die mittleren Geschwindigkeiten direkt über die Navier-Stokes-Gleichungen berechnet und die Turbulenz wird modelliert. Für die Berechnung der Bewegung der Partikel werden die mittleren Strömungsgrößen verwendet. Der Einfluss der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen wird über die „Turbulent Dispersion Force“ modelliert. Dabei wird, abhängig von den turbulenten Kenngrößen, eine zufällige Kraft auf die Partikel angewendet. In Abbildung 56 ist die Wirkung der „Turbulent Dispersion Force“ auf die Partikel dargestellt. Alle berechneten Partikel treten am selben Punkt mit den gleichen Randbedingungen in das Strömungsfeld ein. Die blaue Kurve stellt die Bahn eines Partikels ohne die „Turbulent Dispersion Force“ dar. Jede rote Kurve entspricht einem Partikel unter der Berücksichtigung der „Turbulent Dispersion Force“.

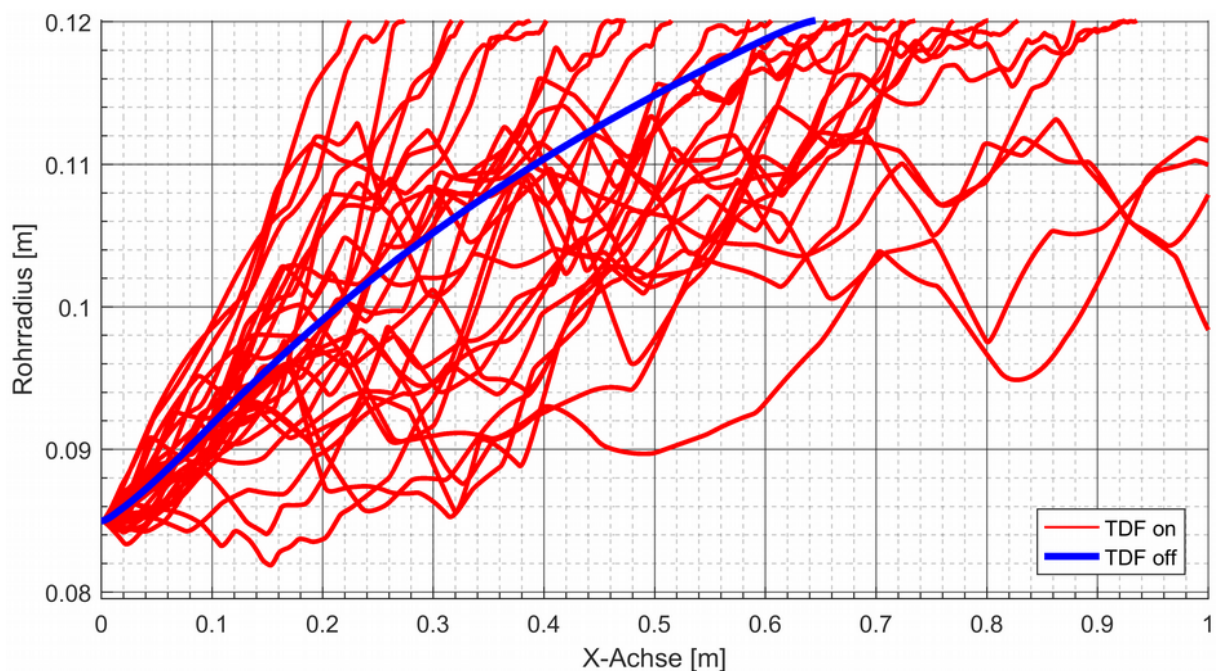


Abbildung 52: Einfluss der Turbulent Dispersion Force auf die Partikel

7.8.4. Gesamtanlage

Die Partikelstudien an der Gesamtanlage wurden mit dem BSL- und dem SSG-RSM-Turbulenzmodell durchgeführt. Es wurden in beiden Fällen Wandfunktionen verwendet, da es Probleme beim Auflösen der Grenzschicht gab, siehe 7.8.5

Die Einbringung der Partikel erfolgt, gleichmäßig über den Querschnitt verteilt, am Eintritt in die Anlage. Die Eigenschaften der Partikel wurden schon in Kapitel 7.8.1 beschrieben. Der „Restitution Coefficient“ an allen Wänden beträgt eins. Es wird also mit vollständig elastischem Verhalten gerechnet.

Pro Durchmessergruppe wurden 10 000 Partikel berechnet. Jedes dieser berechneten Partikel entspricht mehreren realen Partikeln. Je mehr Partikel berechnet werden, desto geringer ist der statistische Fehler. Jedoch steigt gleichzeitig auch der Rechenaufwand. Aufbauend auf [10], wurde mit mehreren Simulation bestätigt, dass der statistische Fehler bei der neuen Anlagengeometrie mit 10 000 Partikel vernachlässigbar gering ist.

Abbildung 53 zeigt eine Übersicht der Anlage mit den Partikelbahnen, für den Durchmesserbereich von 100 µm bis 112 µm, bei einem Durchfluss von 60 L/s.

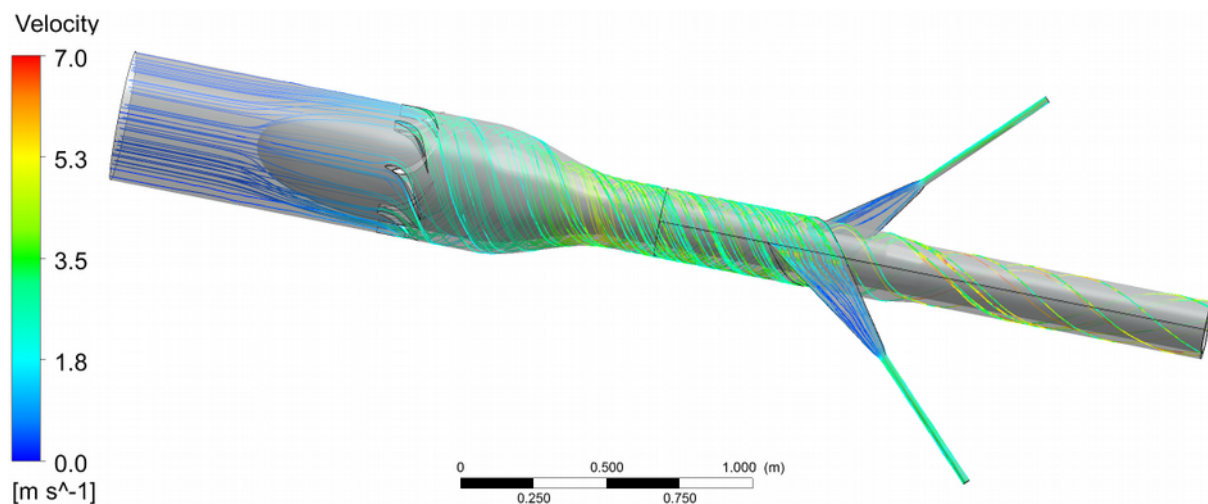


Abbildung 53: Partikelbahnen in Gesamtanlage ($D = 100 - 112 \mu\text{m}$; $Q = 60\text{L/s}$)

7.8.4.1. Abscheidegrad

Der Abscheidegrad (Formel 50) ist eine der wichtigsten Kenngrößen eines Zyklons. Dabei stellt \dot{m}_{AB} den abgeschiedenen und \dot{m}_{ges} den gesamten Partikelmassenstrom dar. Der Abscheidegrad hängt von der Beladung, den Partikeleigenschaften und der Strömung ab.

$$\eta = \frac{\dot{m}_{AB}}{\dot{m}_{ges}} \quad (50)$$

In Abbildung 54 sind die Abscheidegrade der Simulationen und des Laborversuches für verschiedene Volumenströme dargestellt.

Der Abscheidegrad der Laboranlage liegt, abhängig von Durchfluss und Partikelgröße, zwischen 5 und 20 Prozent. Die Simulation bewegt sich im Bereich von 60 bis 95 Prozent. Die Abweichung ist sehr groß und liegt bei Faktor vier bis sechs.

Die Labormessung zeigt das erwartete Verhalten. Einen Anstieg des Abscheidegrads, sowohl mit steigendem Partikeldurchmesser, als auch mit steigendem Durchfluss.

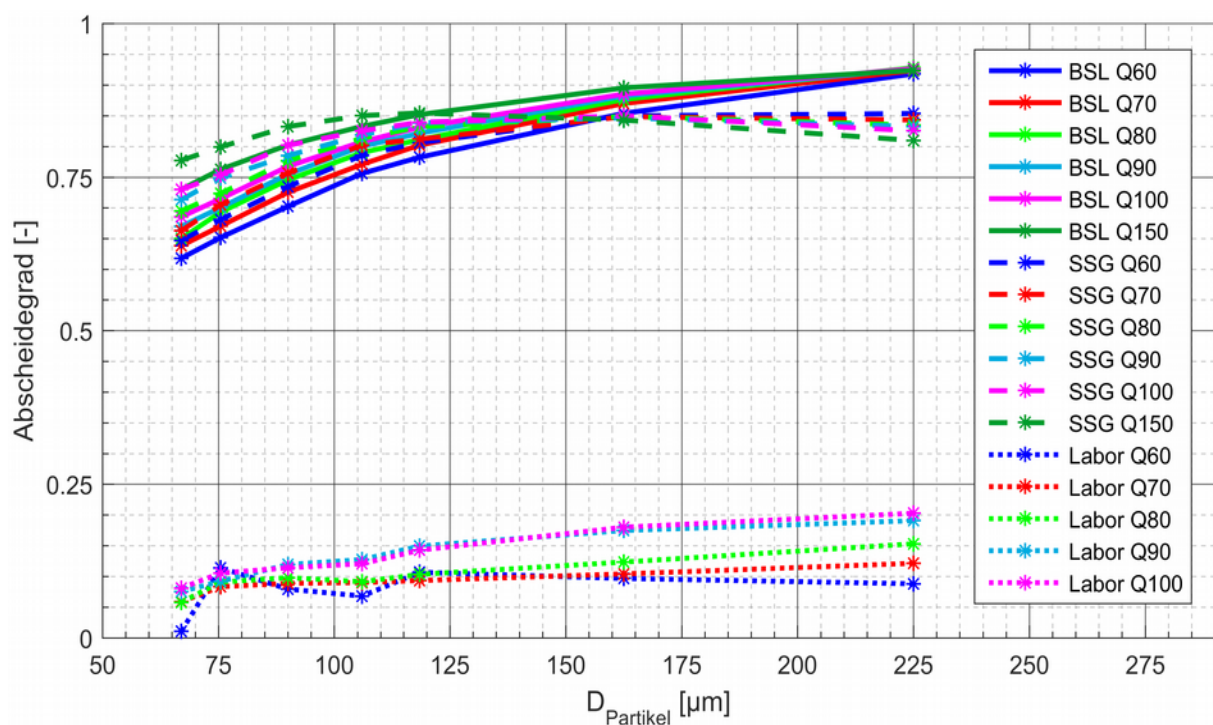


Abbildung 54: Abscheidegrad

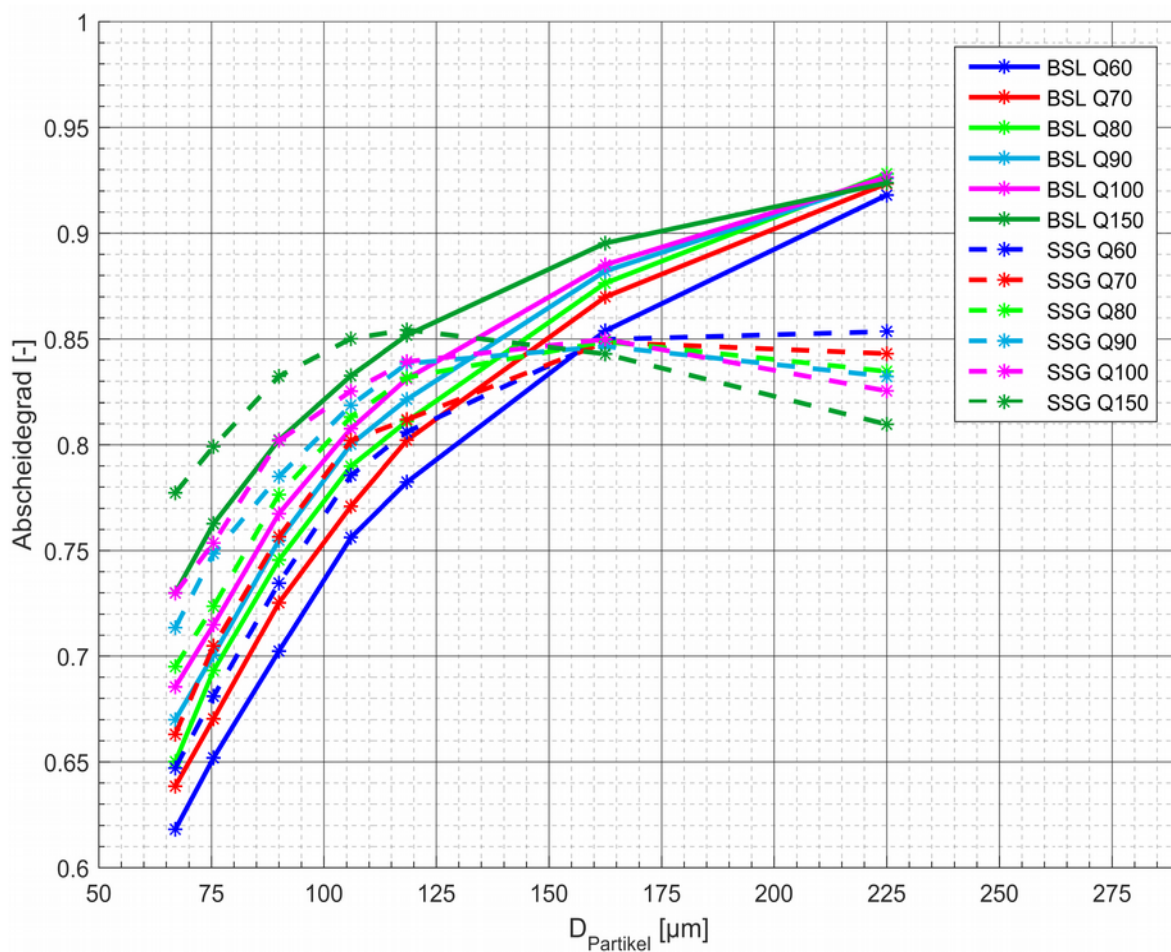


Abbildung 55: Abscheidegrad der Simulationen

Zur besseren Erkennbarkeit sind in Abbildung 55 nur die Abscheidegrade der Simulationen eingetragen.

Der Abscheidegrad zeigt für die beiden Simulationen ein sehr unterschiedliches Verhalten. Das BSL-RSM Modell zeigt das gleiche Verhalten wie die Laborversuche: ansteigender Abscheidegrad mit steigendem Durchfluss und steigender Partikelgröße. Für das SSG-RSM Modell schneiden sich die Kurven des Abscheidegrads bei einem Durchmesser von ungefähr 155 μm . Für diesen Durchmesser ist der Abscheidegrad unabhängig vom Durchfluss. Bei kleineren Durchmessern steigt der Abscheidegrad mit steigendem Durchfluss, bei größeren sinkt er. Die sinkende Abscheiderate bei größeren Partikeldurchmessern könnte durch den Abprall von der Wand entstehen. Durch das elastische Verhalten ist die Abprallgeschwindigkeit gleich groß wie die Aufprallgeschwindigkeit. Für die größere Partikel ist die Stokes Zahl geringer. Je geringer die Stokes Zahl, desto schlechter

folgt ein Partikel der Strömung. Das bedeutet, der Strömungswiderstand bremst sie weniger und daher bewegen sie sich weiter von der Wand weg. Von dort können sie von der Turbulenz weiter nach innen getragen werden. In Wandnähe steigt der Einfluss der Turbulenz auf die Partikel mit zunehmendem Wandabstand stark an, siehe Kapitel 7.8.6.

7.8.5. Auflösung der Grenzschicht

Bei allen bisherigen Simulationen wurden Wandfunktionen für die Beschreibung der Grenzschicht eingesetzt. Um deren Einfluss auf die Partikel zu bestimmen, wurden zusätzlich Simulationen mit aufgelöster Grenzschicht am vereinfachten Modell (Kapitel 7.8.2) durchgeführt.

Aufgrund der hohen Reynoldszahlen ist die Grenzschicht sehr dünn. Für die Auflösung der Grenzschicht wird ein dimensionsloser Wandabstand $y^+ < 1$ benötigt. Dies entspricht einer Dicke von 4 μm für die erste Zelle.

Um Singularitäten in den verwendeten Formeln zu vermeiden, muss in CFX die erste Zelle dicker sein als die halbe Sandrauigkeit der Wand. Alle Zellen die näher als dieser Abstand sind, werden von CFX ignoriert. Mit der vorhandenen Sandrauigkeit von 50 μm lässt sich also nur ein y^+ von sechs erreichen. Deshalb wurden die Simulationen ohne Wandfunktionen mit hydraulisch glatten Wänden durchgeführt.

In CFX werden die Partikel als Punkte modelliert und können sich mit ihrem Mittelpunkt bis an die Wand bewegen. Diese Modellierung ist nur gültig, wenn die Partikel kleiner als die Dicke der ersten Zellen sind. Bei größeren Partikeln entsteht ein Fehler, weil ihr Mittelpunkt näher an der Wand ist, als physikalisch möglich und dadurch eine zu geringe Fluidgeschwindigkeit verwendet wird. Für kleinere Partikel ist das kein Problem, da die Geschwindigkeit konservativ ist. Das heißt für Positionen innerhalb der ersten Zelle wird die Geschwindigkeit am äußeren Ende verwendet.

Die kleinsten verwendeten Partikel sind etwa 15 mal so groß wie die Dicke der ersten Zelle. Deshalb brauchen sie bei aufgelöster Grenzschicht sehr viel länger um die Trennstrecke zu durchqueren, als bei Verwendung von Wandfunktionen.

Für diese Anlage kann also die Berechnung in CFX nur mithilfe von Wandfunktionen erfolgen.

7.8.6. Abweichungen und mögliche Fehlerquellen:

Wie in den Kapiteln 7.3 und 7.4 dargestellt, stimmen die Simulationsergebnisse für die Strömungsgrößen, insbesondere die Druckverläufe gut mit den experimentellen Daten aus dem Laborversuch überein. Die geringen Unterschiede können die großen Abweichungen bei der Abscheiderate nicht erklären. Um dies zu bestätigen wurde in einer weiteren Berechnung nur die Trennstrecke simuliert und die Strömungsgrößen am Eintritt variiert. Trotz einer Reduzierung der Umfangsgeschwindigkeiten auf 60 %, bei 80 L/s Durchfluss, ist die Abscheiderate nur auf etwa 80 % (200 – 250 µm Partikel) gesunken und damit noch deutlich höher als die etwa 15 % im Laborversuch.

Eine mögliche Ursache für die geringe Abscheiderate im Laborversuch stellt die Verteilung der Partikel durch die turbulente Strömung dar. Diese wirbelt die Partikel durcheinander und verhindert, dass sich diese in Wandnähe ansammeln. Diese Theorie wird durch die Tatsache gestützt, dass die Verlängerung der Trennstrecke im Labormodell nicht zu der erwarteten Verbesserung im Abscheidegrad geführt hat. Im Gegenteil, es verringerte sich der Abscheidegrad leicht. Dieses Verhalten lässt sich über die geringere Umfangsgeschwindigkeit am Ende der langen Trennstrecke erklären. Dadurch nimmt die Fliehkraft ab und die Partikel können sich durch die Turbulenz über einen breiteren Bereich verteilen. Von diesem Bereich wird dann nur ein Teil abgeschieden, was zu den geringen Abscheidegraden führt.

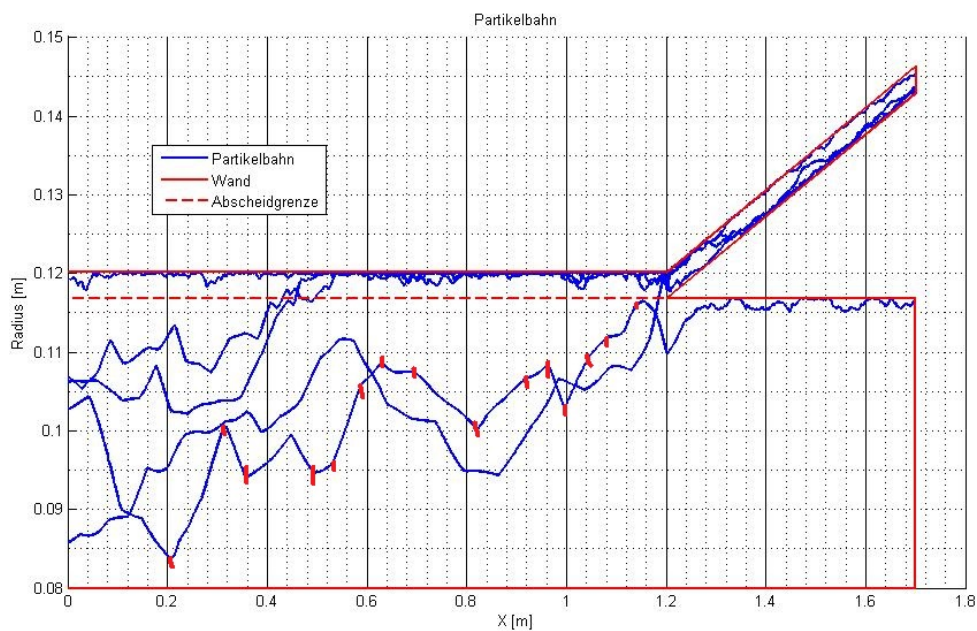


Abbildung 56: Partikelbahnen (Wirbelwechsel in rot markiert)

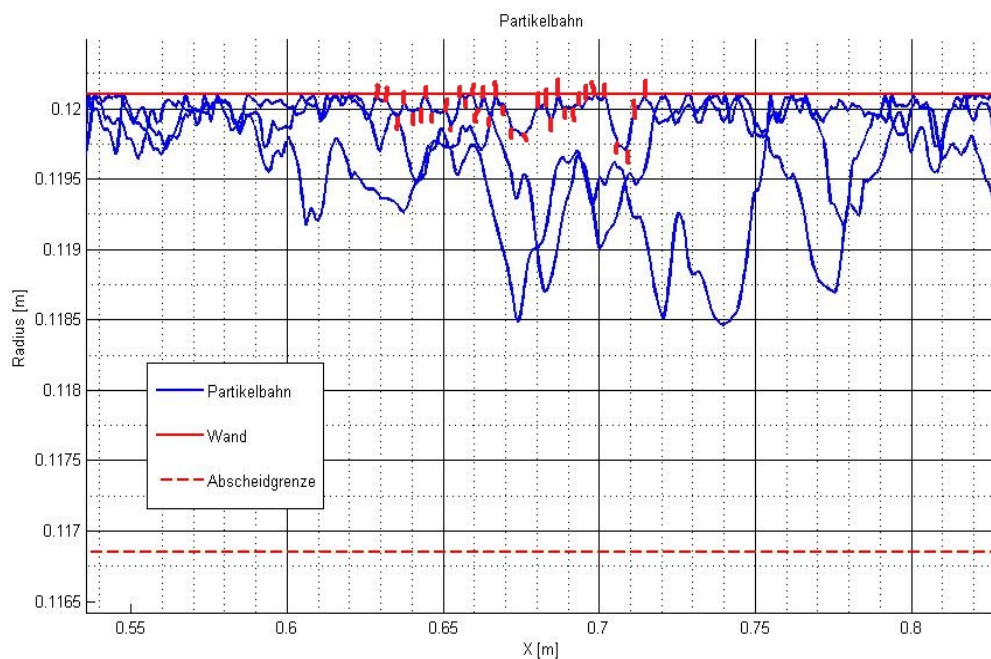


Abbildung 57: Partikelbahnen (Wirbelwechsel in rot markiert) - Detailansicht

Die Abbildungen 56 und 57 (Detailansicht in Wandnähe) zeigen die Pfade mehrerer simulierter Partikel im Trennrühr. Die Partikel bewegen sich in Richtung der äußeren Rohrwand. Sobald sich die Partikel einmal in Wandnähe befinden, bleiben fast alle

sehr knapp an der Wand. Der Grund dafür liegt in der Implementierung der „Turbulent Dispersion Force“. Die anschließende kurze Erklärung basiert auf dem ANSYS CFX-Solver Theory Guide [4].

Der Einfluss der Turbulenz auf die Partikel wird mit Hilfe von Wirbeln simuliert. Die Partikel bewegen sich von einem Wirbel zum Nächsten. Dabei hat jeder Wirbel eine bestimmte Größe, Lebensdauer und eine zufällig bestimmte Geschwindigkeit (Schwankungsanteil der Geschwindigkeit). Die Übergabe der Partikel findet jeweils beim Verlassen des Wirbels (Größe) oder nach Erreichen der Lebensdauer des Wirbels statt. Die Größe der Wirbel (l_e) hängt von der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipation ab und ist wie folgt definiert:

$$l_e = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (51)$$

Besonderes Augenmerk ist dabei auf die turbulente Dissipation zu legen. Diese nimmt zur Wand hin sehr stark zu (Abbildung 58), was eine sehr starke Verkleinerung der Wirbel zur Folge hat (Abbildung 59). Dies bedeutet eine sehr kurze Verweilzeit in jedem Wirbel. Die Wechsel zwischen den Wirbeln sind in Abbildung 56 und 57 in rot markiert. Die großen Unterschiede in der Verweilzeit, zwischen Wandnähe und Rohrmitte, sind sehr gut zu erkennen.

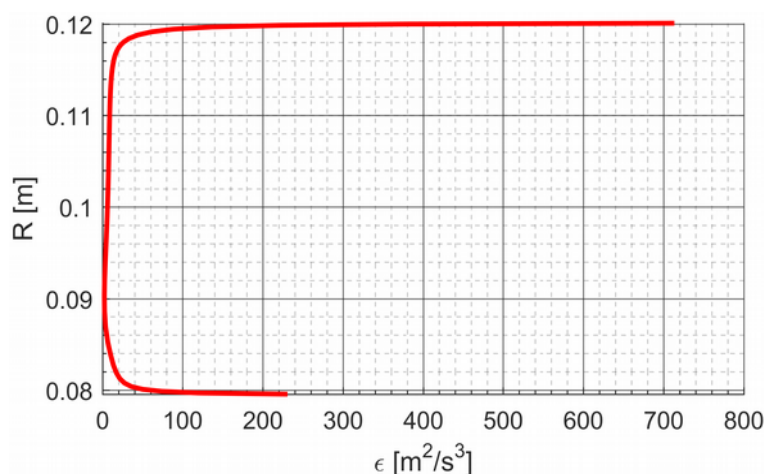


Abbildung 58: Turbulent Dissipation

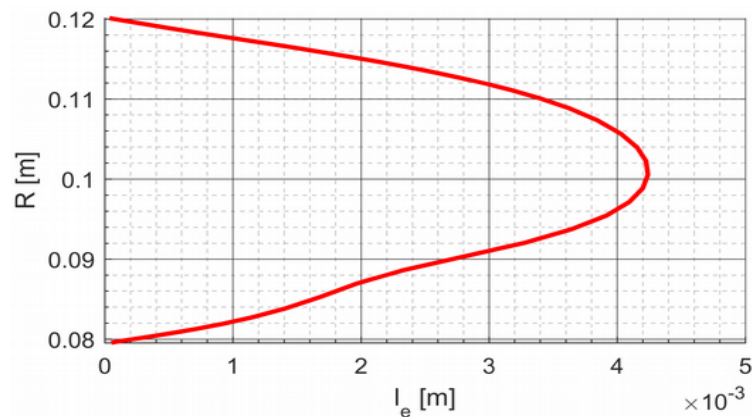


Abbildung 59: Wirbelgröße (eddy length)

Ein Partikel bewegt sich nach innen, wenn der nach innen wirkende Strömungswiderstand, durch den turbulenten Geschwindigkeitsanteil, größer ist als die Fliehkraft. Mit sinkender Verweilzeit wird die Strecke, die sich ein Partikel mit einem Wirbel von der Wand wegbewegen kann, immer geringer. Es müssen also immer mehr nach innen wirkende Wirbel hintereinander durchlaufen werden, um sich von der Wand zu entfernen.

Zusätzlich wird für die Berechnung jener Wirbel verwendet, in dessen Zentrum sich der Partikel beim Wechsel befindet. Es werden aber die größeren Wirbel ignoriert, deren Randgebiete bis zur aktuellen Partikelposition reichen. Veranschaulichung in Abbildung 60.

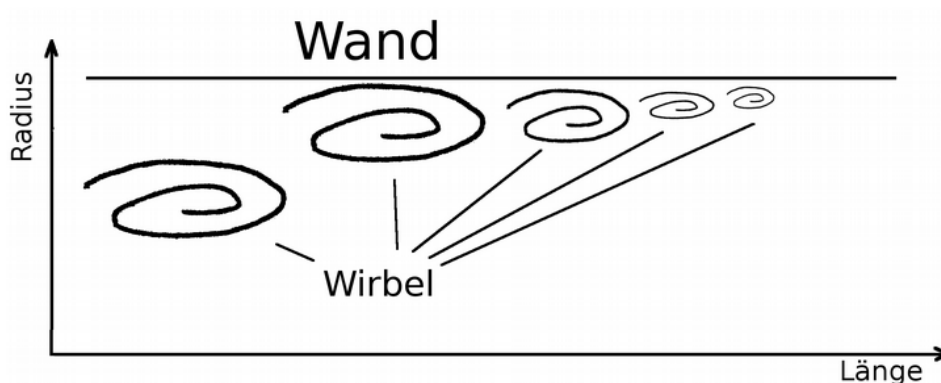


Abbildung 60: Veranschaulichung der turbulenten Wirbel

Wenn die Partikel über die turbulente Strömung effektiver verteilt werden, sammeln sie sich in einem deutlich breiteren Gebiet an der Wand an. Wird dann im Abscheider nur ein Teil dieses Gebietes abgeschieden, ergeben sich geringere Abscheideraten.

Derzeit gibt es einen Kontakt zum ANSYS Support um den Einfluss der verwendeten physikalischen Modelle zu diskutieren und mögliche Ursachen für die Abweichungen zwischen Simulation und Laborversuch aufzudecken.

8. Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der Arbeit ist es ein besseres Verständnis der Strömung und des Abscheidevorgangs im Axial-Zyklon zu erhalten. Mit diesem Wissen können weitere Verbesserungen an der Anlage vorgenommen werden.

Den Ausgangspunkt bildet die Arbeit von G. Holzmann. Dort wurde die erste Version der Versuchsanlage simuliert. Dabei haben sich Abweichungen in den Strömungsgrößen und insbesondere in den Abscheidegraden gezeigt. Mit den Ergebnissen wurden Verbesserungen im Trennrohr und an der Abscheidergeometrie vorgenommen.

In dieser Arbeit wird der verbesserte Axialzyklon berechnet. Dabei liefern die Versuche von C. Mikl sowohl die Randbedingung als auch die Vergleichsdaten für die Verifikation der Ergebnisse.

Die Simulationen wurden mit dem kommerziellen Softwarepaket ANSYS-CFX durchgeführt. Aufgrund der Erkenntnisse von G. Holzmann wurde von Anfang an mit den aufwändigeren Reynolds-Spannungs-Turbulenzmodellern gerechnet.

Die berechneten Strömungsgrößen, insbesondere die Druckverläufe stimmen gut mit den Versuchsergebnissen überein. Bei den Geschwindigkeitsmessungen gibt es besonders im Bereich des Innenrohres zum Teil deutliche Abweichungen von den Messwerten. Diese gehen mit einem Anstieg der Counts der LDA-Messung um bis zu einer Größenordnung einher. Das ist ein deutlicher Hinweis darauf, dass in diesem Bereich Luftblasen gemessen wurden. Die Luft wurde bei den Versuchen am Anlageneintritt eingeblasen, da zuvor keine ausreichenden Counts erreicht wurden.

Es wurden kleine Verbesserungspotentiale bei den Drallschaufeln und bei den Abscheiderarmen aufgezeigt.

Bei den Abscheidegraden haben sich Abweichungen zwischen Simulation und Versuchen von bis zu 400 % gezeigt. Wobei die Simulation die tatsächlichen Abscheidegrad deutlich überschätzt.

Bei einer früheren Anfrage beim Support von ANSYS wurde auf die, zu dem Zeitpunkt vorhanden, Abweichungen in den Strömungsgrößen (mögliche Ablösungen) zwischen Laboranlage und Simulation hingewiesen.

Derzeit gibt es wieder Gespräche mit ANSYS in denen mögliche Gründe für die großen Abweichungen zwischen Simulation und Laborversuch diskutiert werden. Die bisherigen Änderungen in den Einstellungen haben noch keinen Erfolg gebracht. Die Vermutung liegt nahe, dass der geringe Dichteunterschied zwischen dem Strömungsmedium und den Partikeln Effekte auslöst, die mit dem Berechnungsmodell nicht erfasst werden.

Ein möglicher Schritt für nachfolgende Projekte ist die Erfassung der Partikelbewegungen mittels Hochgeschwindigkeitskameras. Dabei wäre zu Überlegen, ob man gleich das Verhalten in der Anlage untersucht oder sich erst auf einfachere Versuchsaufbauten konzentriert um den Einfluss der Turbulenz bei so geringen Dichteunterschieden zu studieren.

Literaturverzeichnis

- [1]: Reinhard Willinger, Numerische Methoden für thermische Energiesysteme, TU Wien, 2010
- [2]: J. H. Ferziger, M. Perić , Numerische Strömungsmechanik, Springer, 2008
- [3]: Eckart Laurien, Herbert Oertel jr., Numerische Strömungsmechanik, Springer Vieweg, 2013
- [4]: , ANSYS CFX-Solver Theory Guide, 2009
- [5]: Bernd Windholz, Konstruktives Layout von Einbauten zur Entsandung von Triebwasser, TU Wien, 2011
- [6]: Klaus Wagner, Messtechnische Untersuchung und Optimierung von Einbauten zur Entsandung von Triebwasser, TU Wien, 2011
- [7]: Schlichting, H., Boundary-layer theory, McGRAW-HILL Book, 1979
- [8]: Christof Mikl, Messtechnische Untersuchung eines Labormodells zur Entsandung von Triebwasser von Hochdruckanlagen, TU Wien, 2014
- [9]: Ismail B. Celik, Procedure for estimation and reporting of uncertainty due to discretization in CFD applications. Scopus, 2008
- [10]: Georg Holzmann, Numerische Berechnung von Einbauten zur Entsandung von Triebwasser, TU Wien, 2010

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Zeitmittelung für stationäre Größe [4].....	7
Abbildung 2: Schematische Darstellung der turbulenten Fluidbewegung (links) und die Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeit in einem Punkt (rechts) [4].....	12
Abbildung 3: Universelles Geschwindigkeitsgesetz im Rohr [5].....	13
Abbildung 4: Universelle Geschwindigkeitsverteilung in der turbulenten Grenzschicht [6]....	14
Abbildung 5: Strömungsbedingungen für Partikel [3].....	16
Abbildung 6: Widerstandsbeiwert abhängig von der Partikelreynoldszahl [7].....	18
Abbildung 7: Labormodell der Entsandungseinheit [8].....	26
Abbildung 8: Messstellen [8].....	27
Abbildung 9: Druckmessstellen im Abscheiderarm (Detail A) [8].....	28
Abbildung 10: Messebenen im Schaufelkanal [8].....	28
Abbildung 11: Messraster Schaufelkanal E1.....	28
Abbildung 12: Anlage - Rechengebiet.....	30
Abbildung 13: Drallerzeuger - Rechengebiet.....	31
Abbildung 14: Helix - Rechengebiet.....	32
Abbildung 15: Helix - Geometrie Detail.....	32
Abbildung 16: Abscheider - Rechengebiet.....	33
Abbildung 17: Randbedingungen - CFX-PRE.....	36
Abbildung 18: Residuenverlauf.....	39
Abbildung 19: Statischer Druck an der Messstelle P1.....	40
Abbildung 20: Statischer Druck in der Anlage bei $Q = 60 \text{ L/s}$	40
Abbildung 21: Statische Druckdifferenz $p_{s1}-p_{s2}$ abhängig vom Durchfluss.....	42
Abbildung 22: Totaldruckverlust der Anlage.....	44
Abbildung 23: Schaufelprofil mit Sehne und Messpositionen.....	45
Abbildung 24: Druckverlauf an den Drallschaufeln $Q = 100 \text{ L/s}$	46
Abbildung 25: Axiale Geschwindigkeit in der Anlage für $Q = 60 \text{ L/s}$	47
Abbildung 26: Tangentiale Geschwindigkeit in der Anlage für $Q = 60 \text{ L/s}$	47
Abbildung 27: Vektorgrafik der Geschwindigkeit im Schaufelkanal.....	49
Abbildung 28: axiale Geschwindigkeit in Ebene 1 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe).....	50
Abbildung 29: axiale Geschwindigkeit in Ebene 3 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe).....	51
Abbildung 30: axiale Geschwindigkeit in Ebene 4 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe).....	51
Abbildung 31: axiale Geschwindigkeit in Ebene 5 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe).....	51
Abbildung 32: axiale Geschwindigkeit in Ebene 6 / Schicht 1 (Drallschaufelreihe).....	52
Abbildung 33: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 1 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe).....	52
Abbildung 34: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 3 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe).....	53
Abbildung 35: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 4 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe).....	53
Abbildung 36: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 5 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe).....	54
Abbildung 37: tangentielle Geschwindigkeit in Ebene 6 / Schicht 2 (Drallschaufelreihe).....	54
Abbildung 38: E100 - axiale Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$	55
Abbildung 39: E250 - axiale Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$	56
Abbildung 40: E100 - tangentielle Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$	57
Abbildung 41: E250 - tangentielle Geschwindigkeit bei $Q = 60 \text{ l/s}$	57
Abbildung 42: Drallwinkel.....	58
Abbildung 43: Drallwinkel in der Trennstrecke.....	59
Abbildung 44: Drallwinkel abhängig vom Durchfluss.....	60
Abbildung 45: Abscheiderarm.....	61
Abbildung 46: Stromlinien im Bereich des Abscheiders.....	62
Abbildung 47: E100 - axiale Reynolds-Spannung.....	63
Abbildung 48: E100 - tangentielle Reynolds-Spannung.....	64

Abbildung 49: E100 - Counts (LDA-Messung).....	65
Abbildung 50: Einfluss des Shape Factor auf die Partikel.....	68
Abbildung 51: Einfluss der Pressure Gradient Force auf Partikel verschiedener Dichte (Bahn im Rohr).....	69
Abbildung 52: Einfluss der Turbulent Dispersion Force auf die Partikel.....	70
Abbildung 53: Partikelbahnen in Gesamtanlage ($D = 100 - 112 \mu\text{m}$; $Q = 60\text{L/s}$).....	71
Abbildung 54: Abscheidegrad.....	72
Abbildung 55: Abscheidegrad der Simulationen.....	73
Abbildung 56: Partikelbahnen (Wirbelwechsel in rot markiert).....	76
Abbildung 57: Partikelbahnen (Wirbelwechsel in rot markiert) - Detailansicht.....	76
Abbildung 58: Turbulent Dissipation.....	77
Abbildung 59: Wirbelgröße (eddy length).....	78
Abbildung 60: Veranschaulichung der turbulenten Wirbel.....	78

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Netzstudie.....	35
Tabelle 2: Größenverteilung der Partikel.....	66