

Die Drallströmung in Wirbelkammern

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

von Dipl.-Ing. Gergely Borosi
geb. am 13.05.1975 in Miskolc

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Hans Joachim Kecke
Prof. Dr.-Ing. habil. Walter Lilienblum
Prof. Dr.-Ing. habil. Tarján Iván

Promotionskolloquium am 27.03.2003

Kurzfassung

Drallbehaftete Strömungen werden in technischen Apparaten zum Zwecke der Abscheidung genutzt. Als Bezugsbasis für die Beschreibung des Geschwindigkeitsfeldes derartiger Strömungen dient der Potentialwirbel. Näherungen für die reale, reibungsbehaftete Strömung sind z.B. bei Zyklonen bekannt ($r^n \cdot c_u = const$ mit $n = 0,4 \dots 0,7$).

Anliegen der Untersuchungen dieser Arbeit war, die Auswirkung verschiedener Konfigurationen auf die Drallverteilung zu untersuchen. Dazu wurde ein Wirbelapparat mit variabler geometrischer Ausführung genutzt. Bestimmt werden sollte die Drallverteilung bei verschiedenen Randbedingungen, insbesondere die Auswirkung einer durch die Gestaltung erzwungenen radialen Geschwindigkeitskomponente sowie die stabilisierende Wirkung von Einbauten.

Daneben war die jeweilige Turbulenzverteilung zu erfassen. Zum Einen ist eine Anregung vom Eintritt und der instabilen Kernströmung zu erwarten, zum Anderen wirkt das Fliehkraftfeld stabilisierend. Im Hinblick auf die Staubabscheidung ist dies von wesentlicher Bedeutung für den zu erwartenden Grenzkorndurchmesser.

Zur Ausmessung des Geschwindigkeitsfeldes kam die Laser-Doppler-Anemometrie, zu Kontrollmessungen die Hitzdraht-Messtechnik und das Prandtl-Rohr zum Einsatz.

Für die numerische Berechnung wurde das Programmsystem CFX-TASCflow herangezogen.

Für 6 unterschiedliche Modellvarianten wurden die Strömungsfelder ausgemessen. Der grundsätzlich ermittelte Verlauf der Umfangskomponente entsprach den Erwartungen.

In Abhängigkeit von der Höhe in den untersuchten Apparate sowie den unterschiedlichen Austrittsbedingungen zeigen sich bezüglich der Drall- wie auch der Turbulenzverteilung keine grundsätzliche Unterschiede. Gemäß dem Ansatz $r^n \cdot c_u = const$ schwankt der Exponent bei ausgebildeten Wirbeln im Bereich von $n = 0,6$ bis $n = 0,9$ und läßt sich systematisch der Art der Strömungsführung zuordnen. In Abhängigkeit vom Abstand vom Einströmungsort tritt bei der geringen Erstreckung ($H/D = 3,4$) noch keine merkliche Dralländerung auf.

Bei den untersuchten Modellvarianten war festzustellen, daß ohne eine radiale Komponente die dem oben angegebenen Ansatz entsprechende Geschwindigkeitsverteilung nicht zustande kam. Als optimale Versuchsobjekte zwecks Partikelabscheidung haben sich zwei Varianten erwiesen. Ergänzend wäre die Variation der Tauchrohrlänge mit ihrem Einfluß auf die radiale Komponente und damit den Abscheidegrad von großem Interesse. Da die Abscheidewirkung nicht das Hauptanliegen der vorliegenden Arbeit war, wurde die Möglichkeit zu detaillierteren Untersuchungen dieser optimalen Konfiguration nicht wahrgenommen.

Hinsichtlich der numerischen Berechnung konnten gute Ergebnisse unter Heranziehung des Reynold-Stress-Modelles für die turbulente Drallströmung bei instationärem Ansatz erreicht werden. Mit diesem Modell lassen sich weitere apparative Konfigurationen auf rechnerischem Wege analysieren.

Danksagung

Bei der Anfertigung dieses Werkes erfreute ich mich der Mithilfe zahlreicher Personen, ihnen sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. H. J. Kecke für die fachlichen Anregungen, Diskussionsbereitschaft und seine jederzeit freundliche Unterstützung.

Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. W. Lilienblum und Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Tarján I. für ihr Interesse und neue Impulse sowie die Bereitschaft zur Übernahme der Koreferate.

Den Kollegen des Instituts und allen Kollegen der Universität, die mir jederzeit halfen, sei an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen.

Außerdem danke ich die überaus freundliche Aufnahme an Institut für Strömungstechnik und Thermodynamik, wodurch ich recht schöne 4 Jahre in Magdeburg verbracht habe.

Gergely Borosi

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	4
Symbolverzeichnis	6
1. Einleitung / Anliegen der Arbeit	8
2. Literaturübersicht und Kenntnisstand	10
2.1 Grundlagen der Strömungen.....	10
2.2 Turbulenzmodelle	13
2.3 Wirbelströmung und Wirbelmodelle	15
2.3.1 Wirbelströmungen in der Natur und Technik	15
2.3.2. Wirbelströmung und Wirbelmodelle (Vorticity / Zirkulation)	17
2.3.3 Ergebnisse des Hamel-Oseenschen Wirbels	21
2.4 Drallströmung	23
2.5 Wirbelströmungen in Apparaten / Literaturübersicht.....	27
2.5.1 Zyklon	27
2.5.2 Wirbelrohr	29
3. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung	31
3.1. Versuchsstand	31
3.2 Versuchsobjekt	33
4. Meßtechnik.....	34
4.1 Grundlagen und Prinzipien der Meßtechnik.....	34
4.1.1 Laser-Doppler-Anemometrie	34
4.1.2 Hitzdraht-Anemometrie	36
4.1.3 Prandtl-Rohr.....	37
4.2 Genauigkeit der Meßtechnik	37
4.2.1 Genauigkeit der Laser-Doppler-Anemometrie	38
4.2.2 Genauigkeit der Hitzdraht-Anemometrie	40
4.2.3 Genauigkeit des Prandtl-Rohres	41
5. Meßergebnisse.....	42
5.1 Auswertung der Meßergebnisse	42
5.1.1. Versuchsdurchführung.....	42
5.1.2 Darstellung der Ergebnisse	42
5.1.3 Umfangsgeschwindigkeit.....	43
5.1.4 Reynolds-Zahl und Grenzschichtabschätzung.....	46
5.1.5 Druckverlust der Versuchsobjekte	48
5.1.6 Schubspannung und Reibungsmoment	49
5.1.6.1 Schubspannung.....	49
5.1.6.2 Reibungsmoment.....	57
5.1.6.3 Schlußfolgerung	62
5.2 Variante 5 /mit Apex-Kegel und zweiseitigem Austritt/	63
5.2.1. Einleitung.....	63
5.2.2. Versuchsdurchführung.....	63
5.2.3. Meßergebnisse	64
5.2.3.1 Geschwindigkeitsfeld bei Volumenstromaufteilung $\beta = 10\%$	65
5.2.3.2 Geschwindigkeitsfeld und Vergleich bei Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$	68

5.2.3.3 Geschwindigkeitsfeld und Vergleich bei Volumenstromaufteilung $\beta = 20\%$	70
5.2.3.4 Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen ($\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$).....	71
5.3 Variante 1 /mit offenem Austritt/	78
5.3.1. Einleitung.....	78
5.3.2. Versuchsdurchführung.....	78
5.3.3. Meßergebnisse	79
5.3.3.1 Geschwindigkeitsfeld bei Zustand 1	79
5.3.3.2 Geschwindigkeitsfeld bei dem Strömungszustand 2.....	81
5.3.4 Zusammenfassung.....	82
5.4 Variante 2 /mit festem Kern/	83
5.4.1. Einleitung.....	83
5.4.2. Meßergebnisse	83
5.4.3. Vergleich des Strömungsfeldes zur Variante 1.....	85
5.5 Variante 3 /mit Tauchrohr Austritt gegenüber dem Eintritt/	86
5.5.1 Einleitung.....	86
5.5.2 Ergebnisse	86
5.6 Variante 4 /mit Tauchrohr Austritt am Eintritt/.....	90
5.6.1 Einleitung.....	90
5.6.2 Ergebnisse	90
5.7 Variante 6 /mit Apex-Kegel und Tauchrohr Austritt/.....	95
5.7.1 Einleitung.....	95
5.7.2 Meßergebnisse bei Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$	95
5.7.3 Meßergebnisse bei Volumenstromaufteilung $\beta = 10\%$	98
5.7.4 Meßergebnisse bei Volumenstromaufteilung $\beta = 20\%$	100
5.7.5 Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen ($\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$)	102
5.8 Vergleich der Varianten.....	106
5.8.1 Einleitung.....	106
5.8.2 Vergleich der Variante 3 und der Variante 4.....	106
5.8.3 Vergleich der Variante 4 und der Variante 6 bei $\beta = 0\%$	109
5.8.4 Vergleich der Variante 5 und der Variante 6 bei den Einstellungen von $\beta = 10\%$	111
5.8.5 Numerische Berechnung /nach [88]/	115
6. Zusammenfassung.....	117
Literaturverzeichnis.....	120
Anhangverzeichnis	124
Bildverzeichnis.....	124
Anhang, Bilder	128

Symbolverzeichnis

Formelzeichen (arabische Symbole)

c	[m/s]	Geschwindigkeit theoretisch
c_w		Widerstandsbeiwert
d	[m]	Durchmesser
f	[Hz]	Frequenz
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung
m	[kg]	Masse
\dot{m}	[kg/s]	Massestrom
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
l	[m]	Mischungsweg
p	[Pa]	Druck
r	[m]	Radius
t	[s]	Zeit
u, v, w	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten allgemein
x	[m]	Längenmaß
A	[m ²]	Fläche
C, C_1		allg. Konstante
D	[m]	Durchmesser
\dot{D}	[Nm/m]	Dralländerung
F		relativer Fehler
I		Intensität
K, K_1		allg. Konstante
M_η	[Nm]	Reibungsmoment
T	[°C, K]	Temperatur
U	[V]	elektrische Spannung
V	[m ³]	Volumen
\dot{V}	[m ³ /s]	Volumenstrom

Formelzeichen (griechische Symbole)

δ	[m]	Grenzschichtdicke
ε	[m ² /s ³]	Dissipationsrate
η	[Pas]	dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ρ	[kg/m ³]	Dichte
τ	[N/m ²]	Schubspannung
τ_{jk}	[N/m ²]	Spannungstensor
ω	[1/s]	Winkelgeschwindigkeit
Γ	[1/s]	Zirkulation
Ω	[1/s]	Wirbelstärke

Indizes

a	Axialrichtung (exp.)
A	Außen
D	Detektor
E	Eintritt
gl	gleichwertig
i, j, k	Raumkoordinaten
K	Kern
lam	laminar
n	Exponent
P	Partikel
r	Radialrichtung (exp.)
turb	turbulent
u	Umfangsrichtung (exp.)
z	axiale Richtung (theo.)
φ	tangentiale Richtung (theo.)

1. Einleitung / Anliegen der Arbeit

Drallbehaftete Strömungen bzw. großräumige Wirbel treten in verschiedenen Konfigurationen in Natur und Technik häufig auf. Bekannt sind vor allem stehende oder von einem umströmten Körper abgehende Wirbel, wie auch eine von einem Aggregat abgehende drallbehaftete Strömung in eine Rohrleitung hinein. Technisch finden Wirbelströmungen zum Zwecke der Staubabscheidung vielfach Anwendung.

Solche Strömungsformen sind oftmals quasi mit Sekundärströmungen oder auch einer systembedingten Transportkomponente, wie z.B. bei Rohrströmungen, überlagert.

Die in der Natur auftretenden großräumigen Wirbel sind für Meteorologen von großem Interesse, da die strömungstechnische Charakteristiken dieser Wirbel deren Bewegung und somit das Wetter beeinflussen. Ein weiteres Gebiet, wo Wirbelströmungen vorkommen, ist die Gebäudeumströmung. Die bei der Gebäudeumströmung durch den Wind auftretenden Ablösewirbel haben auf die Statik des Gebäudes große Auswirkungen, die bei dem Bau Berücksichtigung finden müssen.

In der Technik nutzt man erzeugte Drallströmungen bei der Feuerungstechnik oder zum Zwecke der Trennung disperser Systeme. Eine spezielle Anwendung der Drallströmungen ist das Ranque-Rohr als Kältemaschine.

Das Trennen disperser Systeme ist eine grundlegende Aufgabe der Verfahrens- und Aufbereitungs- sowie der Umwelttechnik. Besondere Bedeutung kommt dabei den kontinuierlich arbeitenden Apparaten der Strömungstrenntechnik zu. Eine ausgezeichnete Stellung nehmen in dieser Gruppe die Zyklonabscheider ein, die sowohl zur Abtrennung von festen Partikeln und Tropfen aus Gasströmungen als auch zur Flüssig/Flüssig-Trennung eingesetzt werden.

Bei der Staubabscheidung in einem mit Drallströmung arbeitenden Apparat ist die Abscheidewirkung bekanntlich von der Strömung abhängig. In einer optimal ausgelegten Anlage bewirkt die Fliehkraft und die in Gegenrichtung auftretende radiale Bewegung des Fluidstromes bei einer Symmetrie der Strömung eine gute Abscheidung. Daher ist es wichtig, eine möglichst störungsfreie, symmetrische Strömung in einem solchen Trennapparat zu erzielen.

Wie die bisherigen Kenntnisse zeigen, kommt der radialen Bewegung des Fluids in einem Wirbelrohr große Bedeutung zu. Zusätzlich haben die anderen Geschwindigkeitskomponenten auch aus den überlagerten Sekundärströmungen großen Einfluß.

Die Untersuchungen des Strömungsfeldes von Drallströmungen haben eine lange Geschichte, aber eine allgemeingültige Lösung für die strömungsmechanischen Vorgänge zum breiten Feld vom Wirbelrohr bis zum Rankine-Rohr wurde nicht gefunden.

Bei einem solchen Strömungsfeld sind die Ausbildung und Entwicklung des Drallfeldes von Interesse. Darüber hinaus wird die Stabilität und Turbulenzintensität durch die turbulente Diffusion mitbestimmt.

Einer Wirbelkammer wird die Strömung zumeist tangential zugeführt. Für die Entstehung der inneren Drehströmung wurden mehrere konstruktive Gestaltungen entwickelt. Mit Leitschaufeln ist eine axiale Einleitung ebenfalls möglich. Der Austritt des Trägerfluids erfolgt in axialer Richtung. Die spezifisch schwereren Substanzen setzen sich beim Abscheider nach unten ab und werden zentral ausgetragen.

Durch diesen konstruktiven Aufbau mit dem Strömungseintritt am Außenrand und der zentralen Abströmung tritt neben der Drallströmung als Primärbewegung noch eine Strömung auf, die nach innen gerichtet ist. Obwohl die Geschwindigkeitskomponenten dieser Strömung erheblich kleiner sind als die Umfangskomponente, wird die Abscheideleistung davon maßgeblich beeinflusst.

Die Strömung in einer Wirbelkammer, ähnlich einem Zyklon, kann man in zwei Bereiche aufteilen. Im Außenbereich von der Außenwand bis etwa zum Tauchrohrdurchmesser entsteht ein Wirbel, dem Potenzansatz $c_u \cdot r^n = const$ entsprechend, wo die Umfangsgeschwindigkeit mit abnehmendem Radius anwächst. Im inneren Bereich, in der Nähe der Rotationsachse verhält sich die Strömung wie ein Starrkörperwirbel, d.h. es liegt gleiche Winkelgeschwindigkeit vor, womit die Umfangsgeschwindigkeit nach innen immer kleiner wird.

Zur Kräftebilanz in einem solchen Apparat trägt die durch Rotation entstehende Fliehkraft bei, deren Größe abhängig von der Umfangsgeschwindigkeit ist. Um die Fliehkraft zu vergrößern, hat man die Möglichkeit die Einlaufgeschwindigkeit zu erhöhen oder eine zentral aufgeprägte Zirkulation zu erzeugen. Da diese letzte Möglichkeit nur mit hohem Aufwand zu realisieren ist, wird von dieser Möglichkeit selten Gebrauch gemacht.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist daher, einen Beitrag zu den Verhältnissen bei Drallströmungen zu leisten, mit einer Analyse des Geschwindigkeitsfeldes bei verschiedenen Konfigurationen des Apparates.

Deshalb wird die Ausbildung einer Drallströmung in einer Wirbelkammer unter Nutzung eines multivalenten Versuchstandes mit unterschiedlichen geometrischen Ausführungen untersucht, um die Abhängigkeit der Art des Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen. Die durchzuführenden Untersuchungen sollen das Geschwindigkeitsfeld und die erwartete hohe Turbulenzintensität erfassen. Die unterschiedlichen Konfigurationen sollen aus der Sicht der Symmetrie der Strömung betrachtet werden, und den Vergleich der Varianten enthalten. Darüber hinaus wird eine Folgerung hinsichtlich der geometrischen Gestaltung auf die ausgebildete Strömung gegeben.

Zusätzlich wird bei einigen Varianten ein Vergleich mit numerischen Berechnungen durchgeführt. Im Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen wird die Eignung dieser aktuell zur Verfügung stehenden Programme auf ihre Anwendbarkeit bei Drallströmungen untersucht.

2. Literaturübersicht und Kenntnisstand

2.1 Grundlagen der Strömungen

In diesem Kapitel werden die für die vorgesehene Aufgabe wichtigen Kenntnisse zusammengefaßt. Dabei werden insbesondere die Eigenschaften einer turbulenten Strömung und der Drallströmung betrachtet.

Grundsätzlich wird zwischen laminarer und turbulenter Strömung unterschieden. Ob die laminare oder die turbulente Strömungsform auftritt, hängt von den charakteristischen Abmessungen, dem Strömungsmedium und den Strömungsgeschwindigkeiten des Strömungsproblems ab. Diese Charakteristika können durch eine Dimensionsanalyse zu einer dimensionslosen Kennzahl, der Reynolds-Zahl zusammengefaßt werden, die das Verhältnis von Trägheitskräften zu Reibungskräften beschreibt [1]:

$$\frac{\rho \cdot v^2}{\eta \cdot v / D} = \frac{\rho \cdot v \cdot D}{\eta} = \frac{v \cdot D}{\nu} = \text{Re} \quad (2.1)$$

Es existiert eine kritische Reynolds-Zahl, die den Bereich laminarer Strömungen vom Bereich der turbulenten Strömungen abgrenzt. Bei den laminaren Strömungen dominieren die Reibungskräfte, was einer niedrigen Reynolds-Zahl entspricht. Hieraus ergibt sich, daß sich diese Strömungsart durch eine Art Ordnung und Regelmäßigkeit auszeichnet. Störungen, die auf die Strömung wirken, werden gedämpft. Diese Eigenschaften bedingen, daß laminare Strömungen mit relativ einfachen Mitteln berechenbar sind [2].

Die Bewegung eines Fluids kann mit den auf einer Kräftebilanz am Volumenelement beruhenden Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden. Das Gleichungssystem mit den Indizes i, j, k , für ein inkompressibles Fluid lautet unter Vernachlässigung von Volumenkräften bei laminarer Bewegung im kartesischen Koordinatensystem:

$$\rho \left(\frac{\partial v_j}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_j}{\partial x_k} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \eta \frac{\partial^2 v_j}{\partial x_k^2}. \quad (2.2)$$

Ein Grenzfall der Navier-Stokes-Gleichung führt zum Potentialwirbel. Unter den Voraussetzungen – im zylindrischen Koordinatensystem – einer ebenen Strömung ($v_z = 0$), wo es keine radiale Bewegung gibt ($v_r = 0$) und die Änderung in tangentialer Richtung verschwindet ($\partial / \partial \varphi = 0$), kommt man zur Differentialgleichung, die durch den Ansatz $v_\varphi = r^n$ gelöst wird. Diese Verteilung mit dem Exponenten $n=1$ beschreibt das Geschwindigkeitsfeld eines Potentialwirbels. In diesem Fall geht die tangential Geschwindigkeit in der Mitte des Wirbels gegen Unendlich hoch.

Da im realen Fall die Geschwindigkeit nicht unendlich hoch gehen kann, und durch die Kontakte der Fluidteilchen (innere Reibung) in beiden Richtungen eine Zwangskopplung gegeben ist, entsteht in der Mitte ein Starrkörperwirbel mit einem Rotationspunkt.

Turbulente Strömungen zeichnen sich durch hohe Reynolds-Zahlen aus, wobei die Trägheitskräfte gegenüber den Reibungskräften dominieren, so daß Störungen angefacht werden.

Bei der turbulenten Bewegung eines Fluids tritt eine Vielzahl von unterschiedlichen Strukturen auf. Es entstehen Wirbel, deren Größe vergleichbar ist mit den geometrischen Abmessungen des Strömungsproblems. Darüber hinaus treten sehr kleine Wirbel auf, die für

die Umwandlung von kinetischer Energie in Wärmeenergie und damit für den Energieverlust verantwortlich sind.

Die genannten Eigenschaften führen dazu, daß die Berechnung turbulenter Strömungen weitaus schwieriger ist als die von laminaren Fluidbewegungen.

Sehr viele, in der Natur und Technik vorkommende Strömungen sind turbulent. Turbulente Strömung bedeutet, daß der geordneten Grundströmung ungeordnete, statistisch zufallsbedingte Schwankungsbewegungen in Quer- und Längsrichtung überlagert werden. Die einzelnen Bewegungen der die Grundströmung bildenden Einzelpartikeln sind so kompliziert, daß die theoretische Berechnung mit den derzeit zur Verfügung stehenden Rechenmaschinen nicht möglich ist [3]. Die Beschreibung und Berechnung der laminaren Strömungen ist schon nur rein numerisch lösbar.

Bei der turbulenten Strömungen sind alle Variablen vom Ort x, y, z und der Zeit t abhängig. Da eine theoretische Berechnung der turbulenten Strömung wegen der Kompliziertheit der Schwankungsbewegung bis heute nicht möglich ist, ist man darauf angewiesen, die zeitlichen Mittelwerte der turbulenten Bewegung experimentell zu bestimmen.

Zur Analyse von Strömungszuständen ist es sinnvoll, die Aufspaltung des Momentanwertes der Geschwindigkeit $v_i(t)$ in eine Summe aus zeitlichem Mittelwert \bar{v}_i und Schwankungswert $v_i'(t)$ zu zerlegen:

$$v_i(t) = \bar{v}_i + v_i'(t). \quad (2.3)$$

Zur Ermittlung des Mittelwertes hat Reynolds den sehr einfachen Zusammenhang vorgeschlagen:

$$\bar{v}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v_i(t) dt. \quad (2.4)$$

In der statistischen Turbulenztheorie sind die Momente – die Mittelwerte der Potenzen von v_i – von Bedeutung. Die Momente um den Mittelwert werden als zentrale Momente bezeichnet. Der Mittelwert nach Gl.(2.4) ist der Schätzwert für das Moment 1. Ordnung. Das zentrale Moment 2. Ordnung wird Varianz genannt. Der Schätzwert ist:

$$\overline{v_i'^2} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} v_i'^2 dt. \quad (2.5)$$

Die Wurzel daraus, die Standardabweichung $\sqrt{\overline{v_i'^2}}$ dient der Beschreibung der Schwankungsbewegung. Für diese Größe wird auch die Bezeichnung Effektivwert, Intensität oder *RMS-Wert* benutzt. Während die RMS-Werte nur bei der einkomponentigen Geschwindigkeitsmessungen gebräuchlich sind, erlaubt die Kovarianz in der Statistik die Berechnung von zwei- oder dreikomponentigen Messungen. [4].

Einer weiteren Beurteilung für die Intensität der turbulenten Schwankungen dient der dimensionslose Turbulenzgrad. Man definiert den Turbulenzgrad nach der Aufspaltung der Hauptgeschwindigkeit durch Gl.(2.3) als:

$$Tu = \sqrt{\frac{\overline{v_i'^2}}{\bar{v}_i^2}}. \quad (2.6)$$

Der Turbulenzgrad ist ein Maß der Schwankungsgeschwindigkeit bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit.

Fluidbewegung, Erweiterung der Navier-Stokes-Gleichung:

Die Bewegung eines Fluids kann bei laminaren Strömungen mit den auf einer Kräftebilanz am Volumenelement ruhenden Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben werden. Im Falle einer turbulenten Strömung werden die Aufspaltung der zeitlichen Werte und die Schwankungen in die Gl.(2.2) einbezogen, dadurch entsteht nach wiederum Mittelwertbildung die Reynolds-Gleichung:

$$\rho \cdot \overline{v_k} \cdot \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_k} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\eta \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_k} - \overline{\rho v'_k v'_j} \right). \quad (2.7)$$

Der zusätzliche Ausdruck davon ist der turbulente oder Reynolds'sche Schubspannungstensor:

$$\tau_{jk} = -\overline{\rho v'_k v'_j} \quad (2.8)$$

Die Matrixform lautet:

$$\tau_{jk} = -\rho \begin{bmatrix} \overline{v'_i v'_i} & \overline{v'_i v'_j} & \overline{v'_i v'_k} \\ \overline{v'_j v'_i} & \overline{v'_j v'_j} & \overline{v'_j v'_k} \\ \overline{v'_k v'_i} & \overline{v'_k v'_j} & \overline{v'_k v'_k} \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

Die Elemente der Hauptdiagonalen werden als turbulente Normalspannungen, und die übrigen Elemente als turbulente Schubspannungen angenommen. Die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten haben die Wirkung von zusätzlichen Spannungen, die jedoch nur in Bezug auf die zeitlich gemittelte Bewegung registriert werden.

Bei den turbulenten Tangentialspannungen handelt es sich um korrelierte Bewegungen zwischen Quer- und Längsschwankungen. Aus dem Korrelationskoeffizienten

$$r' = \frac{\overline{v'_1 v'_2}}{\sqrt{\overline{v'^2_1}} \sqrt{\overline{v'^2_2}}}. \quad (2.10)$$

kann man nähere Informationen über die Turbulenzstruktur gewinnen [3]. Sein Betrag kann maximal den Wert Eins erreichen, wenn beide Komponenten miteinander vollständig korrelierten. Turbulente Strömungen zeichnen sich durch ihre Schwankungsbewegungen um den Mittelwert aus. In turbulenten Strömungen ist der Korrelationskoeffizient kleiner als Eins. Im allgemeinen werden drei verschiedene Arten der turbulenten Strömung unterschieden:

- isotrope Turbulenz

Bei dieser Form der Turbulenz sind alle stochastischen Eigenschaften gleich und richtungsunabhängig. Die Geschwindigkeitsschwankungen in allen Richtungen sind gleich. Bei dieser einfachsten Form liegt ideale Anordnung vor. Der Korrelationskoeffizient beträgt in diesem Fall Null.

- homogene Turbulenz

Alle stochastischen Eigenschaften hängen nur von der Richtung, aber nicht vom Ort ab. Der Korrelationskoeffizient ist ungleich Null.

- anisotrope Turbulenz

Diese Art der Turbulenz ist die in der Praxis am häufigsten vorkommende Form. Die stochastischen Eigenschaften sind verschieden und richtungsabhängig. Auch hier ist der Korrelationskoeffizient ungleich Null.

Für die Verknüpfung des Spannungstensors und des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes sind Schließungsannahmen erforderlich [5]. Das ist nur durch halbempirischen Ansätze möglich.

In Analogie zum Newton'schen Ansatz zur Beschreibung der molekularen Viskosität formulierte Boussinesq [6] durch den Ansatz:

$$\tau_{\text{tur}} = -\overline{\rho v'_1 v'_2} = \rho \cdot \nu_T \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2}. \quad (2.11)$$

eine scheinbare Zähigkeit oder Wirbelviskosität ν_T [7]. Das ist kein Stoffwert, sondern eine Ortsfunktion, die sich im Strömungsfeld ändert. Den ersten Zusammenhang zwischen der Wirbelviskosität und dem Feld der gemittelten Geschwindigkeit hat Prandtl mit dem Mischungswegkonzept gefunden.

Dabei stellt man sich vor, daß die Turbulenz aus kleinsten Wirbeln verschiedener Größe und Frequenz entsteht, die die turbulenten Austauschvorgänge bewirken, bevor sie durch Vermischung mit dem übrigen turbulenten Fluid ihre Individualität wieder verlieren. Bis dahin legen sie einen gewissen Weg, den sogenannten Prandtl'schen Mischungsweg zurück. Als Zusammenhang zwischen dem turbulenten Schubspannungstensor und den zeitlichen Mittelwerten des Strömungsfeldes hat Prandtl mit l als Prandtl'schen Mischungsweg die folgende Gleichung herausgestellt [8]:

$$\tau_{\text{turb}} = \rho \cdot l^2 \cdot \left| \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2} \right| \cdot \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2}. \quad (2.12)$$

2.2 Turbulenzmodelle

Zur Beschreibung der turbulenten Verhältnisse sind zusätzliche Annahmen notwendig. Die dazu aufgestellten halbempirischen Beziehungen stellen Turbulenzmodelle dar, die die Form von algebraischen Beziehungen oder von Differentialgleichungen annehmen können, und die nach der Zahl der Differentialgleichungen eingeordnet werden. Sie alle enthalten Größen, die experimentell bestimmt werden müssen.

Es soll ein Zusammenhang zwischen der Größe der Schwankungsgeschwindigkeit und der mittleren Geschwindigkeit des Strömungsfeldes hergestellt werden. Dieser Zusammenhang wird als Turbulenzmodell bezeichnet.

Prinzipiell unterscheidet man zwei Möglichkeiten zur Modellierung der Turbulenz: Zum einen die direkte Modellierung der Schwankungsgrößen durch das Aufstellen von Bilanzgleichungen für die Schwankungsgröße selbst. Diese ist in der Literatur als Reynolds-Spannungs-Modell (RSM) bekannt. Zum anderen gibt es die weit verbreitete Klasse der Wirbelviskositätsmodelle. Hier werden je nach Anzahl der hinzugenommenen Differentialgleichungen zwischen Null-, Ein- und Zweigleichungs-Turbulenzmodellen unterschieden. Alle Wirbelviskositätsmodelle gehen auf einen Ansatz Gl.(2.13) zurück, der bereits im Jahre 1872 von Boussinesq vorgeschlagen wurde [6]. Dieser Ansatz stellt einen Zusammenhang zwischen der turbulenten Schubspannung und der mittleren Geschwindigkeit dar:

$$\tau_{\text{tur}} = -\overline{\rho v'_1 v'_2} = \rho \cdot \nu_T \frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x_2}. \quad (2.13)$$

Die Größe ν_T ist die Wirbelviskosität oder die scheinbare turbulente Viskosität. Die Reynolds'schen Gleichungen sind damit aber noch nicht geschlossen. Das Schließungsproblem hat sich lediglich auf die Bestimmung der turbulenten Scheinreibung ν_T

verlagert. Zur Bestimmung dieser Größe gibt es nun mehrere Möglichkeiten: Die wohl einfachste Möglichkeit ist die Annahme einer konstanten Wirbelviskosität:

$$\nu_T = \text{const} . \quad (2.14)$$

Diese Annahme liefert bei turbulenten Freistrahlen oder im vollturbulenten Kern einer Innenströmung noch brauchbare Ergebnisse, aber in der Wandnähe ist sie nicht mehr nützlich. Hier ist der Verlauf in einer dünnen wandnahen Schicht, der Überlappungsschicht linear. Der Verlauf ergibt sich aus einer asymptotischen Analyse nach Rocklage für anliegende turbulente Strömungen als:

$$\nu_T = \kappa \cdot r \quad (2.15)$$

mit $\kappa = 0,41$. Die Konstante κ ist dabei universell, d.h. für alle Wandströmungen gleich [9].

Dieser lineare Verlauf führt zu einer weiteren Annahme für die Wirbelviskosität, nämlich einem linearen Verlauf in Wandnähe und einem konstanten Verlauf im Kernbereich. Eine dritte Alternative besteht darin, die Wirbelviskosität durch einen weiteren algebraischen Ansatz zu modellieren. Ein solcher Ansatz ist der schon genannte Prandtl'sche Mischungsweg-Ansatz [8], abgeleitet aus Gl.(2.11) und Gl.(2.12):

$$\nu_T = l^2 \cdot \left| \frac{\partial \bar{v}_1}{\partial x_2} \right| \quad (2.16)$$

Die oben angegebenen drei Beispiele stellen Nullgleichungs-Turbulenzmodelle dar. Ein typisches Beispiel für ein Eingleichungs-Turbulenzmodell ergibt sich, wenn man zur Bestimmung der Wirbelviskosität eine Bilanzgleichung unter Hinzuziehung der turbulenten kinetischen Energie k verwendet:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{v_1'^2} + \overline{v_2'^2} + \overline{v_3'^2}) \quad (2.17)$$

Die k -Gleichung wird bei vielen Autoren herangezogen. Sie bilanziert Konvektion, Produktion und Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Mit der Größe k läßt sich die Wirbelviskosität berechnen:

$$\nu_T = C_1 \cdot L \cdot \sqrt{k} \quad (2.18)$$

Die Größe L ist dabei ein dem Prandtl'schen Mischungsweg analoges Längenmaß, C_1 ist eine Modellkonstante, die nach Literaturwerten als $C_1 = 0,56$ eingesetzt wird [10].

Das bekannteste Zweigleichungs-Turbulenzmodell ist das sogenannte k - ε -Modell. Hierbei wird neben der k -Gleichung eine weitere Differentialgleichung hinzugezogen. Dies ist eine Bilanzgleichung für die Dissipation ε . Die Wirbelviskosität wird dann folgend berechnet:

$$\nu_T = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.19)$$

Die Größe c_μ ist wiederum eine Modellkonstante, der Wert wird als $c_\mu = 0,09$ eingesetzt.

Die Werte der Modellkonstanten sind nicht willkürlich, sondern ergeben sich durch die Auswertung zahlreicher Messungen.

Alle Wirbelviskositätsmodelle basieren auf der Annahme isotroper Turbulenz [2].

2.3 Wirbelströmung und Wirbelmodelle

2.3.1 Wirbelströmungen in der Natur und Technik

Unter dem Begriff Wirbel versteht man eine rotierende Materie. Man unterscheidet zwischen einem einzelnen Materieteilchen, welches rotiert, und zwischen vielen Elementen, die um ein gemeinsames Zentrum drehen. Zunächst wird die Eigenrotation eines Teilchens außer acht gelassen und seine Bahn mit den der Nachbarpartikeln verglichen. Dann gilt folgende Definition: Unter einem Wirbel versteht man die kreisende Bewegung einer Vielzahl von Materieteilchen um ein gemeinsames Zentrum. Die Bahnen der einzelnen Teilchen müssen nicht kreisförmig sein, sondern können auch asymmetrisch verlaufen [11].

Die meisten in der Natur vorkommenden Wirbel haben jedoch eine räumliche Struktur, d.h. die Teilchenbahnen verlaufen nicht nur um die Drehachse, sondern haben auch eine Komponente parallel dazu. Die Bahnen brauchen auch nicht geschlossen zu sein. Beispiele sind die Spiralwirbel, die bei Wirbelstürmen entstehen, oder Ablösewirbel bei der Gebäudeumströmung.

Zum Unterschied der obigen Definition kann auch das Strömungsverhalten in einem Raumpunkt zu einer Wirbeldefinition benutzt werden. Gemäß der klassischen Definition von Cauchy und Stokes wird die Winkelgeschwindigkeit von Fluid in einem Raumpunkt als Wirbel bezeichnet [12]. In diesem allgemeinen Sinn ist der Wirbel neben der Translations- und Dehnungsbewegung eine Grundform der Bewegung überhaupt. Eine Strömung, in der sich das Fluid in einem Raumpunkt nicht dreht, heißt rotationsfreie Strömung oder Potentialströmung. Doch kann man viele Strömungsgebiete angenähert als rotationsfrei ansehen. Die Aussage, daß sich jede Bewegung in einem Raumpunkt zu einem gegebenen Augenblick in Rotation, Translation und Dehnung zerlegen läßt, kann mathematisch exakt bewiesen werden. Voraussetzung dafür ist die Annahme, daß dieser Raumpunkt als Kontinuum angesehen werden kann. Von diesen Annahmen ausgehend, bezeichnet man die Winkelgeschwindigkeit von Materie im Raumpunkt eines Kontinuums als Vorticity [11]. Durch die Rotation der Teilchen hat in der Natur fast jede Strömung Vorticity.

Anstelle des Wortes Wirbel kommen in der Literatur oft Synonyme wie Strudel, Zirkulation, Zyklon oder Drallbewegung vor.

In der Technik kommen sehr oft zwei Wirbelströmungen vor, die sich voneinander stark unterscheiden. Bei dem Starrkörperwirbel wird ein fester Körper um die Achse gedreht, z.B. eine Scheibe um die Achse durch ihren Mittelpunkt. Bekanntlich nimmt die Geschwindigkeit eines Punktes auf der Scheibe mit dem Abstand vom Drehzentrum linear zu. Im Prinzip kann man diese Scheibe durch eine Dose, die innen vollständig mit Flüssigkeit gefüllt ist, ersetzen. Nach gewisser Zeit rotiert die Flüssigkeit wegen der Haftreibung an den Wänden wie ein starrer Körper. Eine Flüssigkeit kann also auch in eine starrkörperwirbel-förmige Drehbewegung kommen, mit der Voraussetzung, daß die Bewegung der Flüssigkeit stationär sein muß.

Wenn ein langer, runder Stab in einer Flüssigkeit gleichmäßig um seine Achse gedreht wird, kommt die Flüssigkeit wegen der oben genannten Reibungskraft in eine Drehbewegung. An der Oberfläche des Stabes ist die Geschwindigkeit am größten und gleich der Drehgeschwindigkeit des Stabes, weil die Flüssigkeit am Stab haftet. Mit zunehmender Entfernung vom Stab nimmt die Geschwindigkeit in umgekehrtem Verhältnis zum Abstand ab. Diese Flüssigkeitsbewegung ist näherungsweise ein Potentialwirbel.

In einem starren Wirbel drehen sich die Flüssigkeitsteilchen zusätzlich um die eigene Achse. Dagegen drehen sich in einem Potentialwirbel die Teilchen nicht um ihre eigene Achse, sondern führen eine kreisförmige Translationsbewegung aus. Das Gesamtfeld der Bewegung kann man in erster Näherung als äußere Potentialströmung mit einem inneren Starrkörperwirbel auffassen. Eine solche Fluidbewegung wird nach Rankine „Rankine-Wirbel“ genannt. Bei gleichmäßiger und kreisförmiger Bewegung ohne Vertikalgeschwindigkeit ist dieser der einzig mögliche Wirbel, dessen Geschwindigkeit im Zentrum und weit außerhalb davon auf Null absinkt.

Die zwei Grundarten der ebenen Wirbelströmung – nämlich der Potentialwirbel und der Starrkörperwirbel – unterscheiden sich in einer anderen Hinsicht noch wesentlich voneinander. Während sich im starren Wirbel alle Teilchen für einen mitrotierenden Beobachter in Ruhe befinden, reiben in einem Potentialwirbel konzentrische Flüssigkeitsschichten aneinander. Da im starren Wirbel keine Scherkräfte auftreten, benötigt er keine Energie, um die Drehung aufrechtzuerhalten. Dagegen wird eine Energiezufuhr beim Potentialwirbel notwendig, um die Scherung der Teilchen zu ermöglichen. Die Bewegungsenergie wird dabei innerhalb der Flüssigkeit in Reibungswärme umgesetzt. Dieser Vorgang wird Dissipation genannt. Wenn die Zufuhr der Antriebsenergie eingestellt wird, wird die Flüssigkeit im Laufe der Zeit durch die Reibung der Teilchen aneinander abgebremst und der Wirbel erlischt. Ein zeitunabhängiger Rankine-Wirbel kann sich ausbilden, wenn er dauernd von irgendwoher Bewegungsenergie bezieht. Ein solcher Wirbel kann also nur dann existieren, wenn er eine radiale und damit wegen der Massenerhaltung auch eine axiale Geschwindigkeitskomponente besitzt. In diesem Fall wird Energie von außen in den Wirbel hineingetragen. Ein Beispiel dafür ist der Ausflußwirbel, der ein Spiralwirbel ist.

Die Verschiedenheit der Medien hat übrigens keinen Einfluß auf die typischen Eigenschaften der Wirbelströmung. Beim starren Wirbel ist der Anstieg der Geschwindigkeit mit der Entfernung vom Drehzentrum sowohl bei Wasser als auch bei Luft linear. Der Unterschied der Medien wird durch eine Stoffkonstante beschrieben, die die Größe der auftretenden Kräfte oder die Zeitdauer des Wirbelzerfalls mitentscheidet. Wegen höherer Viskosität des Wassers soll mehr Energie als bei Luft zugeführt werden, um die gleiche Drehgeschwindigkeit eines Potentialwirbels aufrechtzuerhalten.

Der Druck ist in einem Wirbel nicht überall gleich groß. In einem Starrwirbel entspricht die Druckverteilung über dem Abstand vom Drehzentrum einer Parabel, der Druck steigt mit der Entfernung von der Rotationsachse. Ursache dieser Erscheinung ist die Zentrifugalkraft, die um so größer ist, je weiter die Teilchen vom Drehzentrum entfernt sind. Beim Festkörper wirkt der Zentrifugalkraft die gleich große Zentripetalkraft entgegen, um das Kräftegleichgewicht zu halten. In der rotierenden Flüssigkeit ist es die Wand, die die Flüssigkeit daran hindert, weggeschleudert zu werden. Dieses Gleichgewicht herrscht auch innerhalb der Flüssigkeit, solange die Flüssigkeit überall die gleiche Dichte hat. Befinden sich jedoch Teilchen in der Flüssigkeit, die schwerer oder leichter als die übrigen sind, dann wird das Kräftegleichgewicht gestört. Die schweren Teilchen fliegen zum Wandrand hin, und die leichtere sammeln sich im Zentrum.

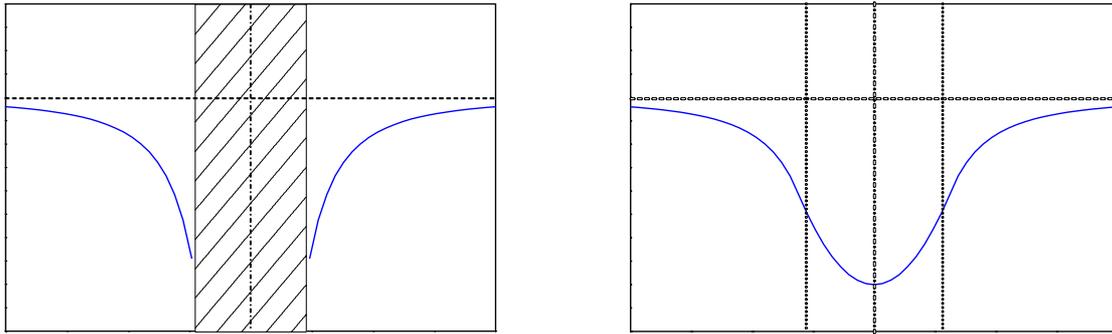


Abbildung 2.1: Druckverteilung in einem Potentialwirbel mit rotierendem Festkörper im Zentrum und in einem Rankine-Wirbel

Auch in einem Potentialwirbel steigt der Druck mit dem Abstand vom Drehzentrum. Im Gegensatz zum Starrkörperwirbel ist der Anstieg in der Nähe des Zentrums am größten. Setzt man die Kurven für beide Wirbelarten zusammen (Starrkörperwirbel und Potentialwirbel), so erhält man die Druckverteilung in einem Rankine-Wirbel. Beim zerfallenden Wirbel sieht die Druckverteilung ähnlich aus wie beim Rankine-Wirbel. Der Druck kann im Drehzentrum eines Wasserwirbels so tief absinken, daß im Wasser gelöste Gase sich im Zentrum absondern, oder sogar Wasser bei Raumtemperatur verdampft. Um die Drehachse entsteht ein Drehhohlraum aus Gas oder Luft. Bei Wasserwirbeln, die an Luft grenzen, geht die Wasseroberfläche in einen Drehhohlraum über. Im Betriebsverfahren arbeiten Hydrozyklone mit Drehhohlraum im Zentrum.

2.3.2. Wirbelströmung und Wirbelmodelle (Vorticity / Zirkulation)

In einem Wirbelrohr mit tangentialen Eintritt – wie es bei den eigenen Untersuchungen der Fall ist –, entsteht eine Wirbelströmung, die allgemein in der Literatur als Drallströmung, auch als Wirbelsenkströmung, bezeichnet wird. Für die allgemeine Beschreibung von Wirbeln werden die Begriffe des Wirbelkerndurchmessers, der Wirbelstärke und der Zirkulation benutzt.

Der Kerndurchmesser eines Wirbels ist definiert als der räumliche Abstand der beiden Betragsmaxima der tangentialen Geschwindigkeit. Der Wirbelkernradius ist der Abstand zwischen dem Maximalwert der Umfangsgeschwindigkeit und der Rotationsachse.

In einem drehungsbehafteten Strömungsfeld bildet die Wirbelstärke (im Englischen vorticity) ein Vektorfeld, das nach [1] und [13] definiert ist als:

$$\vec{\bar{\Omega}} = \text{rot} \vec{v}. \quad (2.20)$$

Die Wirbelstärke ist die kennzeichnende Größe für die Stärke eines Wirbels in einem Strömungsfeld. In der Literatur [1], [4], [14] wird die kennzeichnende Größe für einen Wirbel unter anderem über die Winkelgeschwindigkeit nach Gl.(2.21) definiert:

$$\vec{\bar{\omega}} = \frac{1}{2} \text{rot} \vec{v}. \quad (2.21)$$

Die Wirbelstärke $\vec{\bar{\Omega}}$ und die Gl.(2.21) hängen somit über die Beziehung $\vec{\bar{\Omega}} = 2\vec{\bar{\omega}}$ zusammen. In dieser Arbeit wird die Notation für die Wirbelstärke $\vec{\bar{\Omega}}$ nach Gl.(2.20) verwendet.

Die Zirkulation Γ ist definiert als das Linienintegral der Geschwindigkeit \vec{v} längs einer geschlossenen Kurve innerhalb eines Strömungsfeldes:

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} \cdot d\vec{s} . \quad (2.22)$$

Für $\Gamma < 0$ ist der Wirbelfaden linksdrehend und für $\Gamma > 0$ rechtsdrehend definiert. In diesem Fall ist die Drehrichtung der Zirkulation vom Eintritt festgelegt. Weiter besteht ein Zusammenhang zwischen der Zirkulation längs einer geschlossenen Kurve L und der innerhalb dieses Gebietes vorhandenen Wirbelstärke $\vec{\Omega}$.

Nach dem Stokes'schen Integralsatz erhält man die Zirkulation unter Verwendung der Wirbelstärke zu:

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} \cdot d\vec{s} = \int_A \vec{\Omega} \cdot d\vec{A} . \quad (2.23)$$

Zur Beschreibung von Wirbeln sind in der Literatur einige Modelle zu finden, die im Einzelnen kurz vorgestellt werden. Dabei steht der tangentielle Geschwindigkeitsverlauf der Wirbelmodelle im Vordergrund, um anhand dieser Größe die Modelle miteinander vergleichen zu können [15].

Potentialwirbel

Die Potentialströmung ist zu verstehen als eine reibungsfreie, stationäre Strömungen, die drehungsfrei ist. Der drehungsfreie Anteil ist über ein skalares Potential $\phi(x, y, z)$ mit $\vec{v} = \text{grad}\phi$ definiert.

Der einfachste Fall ist der ebene Potentialwirbel, auch Stabwirbel genannt. Dabei ergibt sich für ein dichtebeständiges Fluid das tangentielle Geschwindigkeitsfeld v_ϕ zu:

$$v_\phi(r) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \quad (2.24)$$

und

$$\vec{v}_\phi(r) = \frac{\vec{\Gamma}_0 \times \vec{r}}{2\pi r^2} \quad (2.25)$$

mit der Zirkulation $\Gamma(r) = \Gamma_0 = \text{const}$, im gesamten Strömungsgebiet. Während (2.24) den Betrag der Geschwindigkeit angibt, enthält (2.25) die Vorzeichenregelung für die Geschwindigkeit.

Der Geschwindigkeitsverlauf eines ebenen Potentialwirbels ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die tangentielle Geschwindigkeit v_ϕ strebt für $r \rightarrow 0$ gegen ∞ (singuläre Stelle), nach außen nimmt sie mit wachsendem Abstand wie $1/r$ ab. Der Potentialwirbel ist physikalisch nicht realistisch, da unendlich große Geschwindigkeiten in einem realen Fluid nicht auftreten können [16].

Rankine Wirbel

Auf das Potentialwirbelmodell aufbauend, nimmt Rankine als Näherung der realen Drallströmung an, daß im Inneren eines jeden realen Wirbels ein Wirbelkern existiert, der wie ein starrer Körper rotiert [1]. Das tangentielle Geschwindigkeitsfeld wird aufgeteilt in die Bereiche $r \leq r_K$ und $r > r_K$, mit r_K als Wirbelkernradius. Dabei verhält sich das Fluid im ersten Bereich wie ein starr rotierender Körper, und im zweiten Bereich wie ein Potentialwirbel.

$$r \leq r_K : \quad v_\varphi = \omega \cdot r \quad \text{mit } \omega = \frac{\Gamma_0}{2\pi \cdot r_K^2} \quad (2.26)$$

$$r > r_K : \quad v_\varphi = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \quad (2.27)$$

Wie in Abbildung 2.2 aufgetragen ist, verläuft das Geschwindigkeitsprofil im Wirbelkern linear mit der Steigung ω . Das Geschwindigkeitsmaximum liegt an der Stelle $r=r_K$, das identisch ist mit einer Stromlinie des Potentialwirbels. Für $r>r_K$ ist es der Geschwindigkeitsverlauf eines Potentialwirbels, der nach außen hin ständig abnimmt.

Für ein Strömungsgebiet, das durch einen Rankine Wirbel beschrieben wird, ergibt sich die Wirbelstärke Ω im Bereich $r > r_K$ zu $\Omega=0$ (Potentialwirbel) und im Bereich $r \leq r_K$ zu $\Omega_0 = \text{const}$ (Starrkörperdrehung). Der Verlauf der Wirbelstärke ist in Abb.2.3 aufgezeigt.

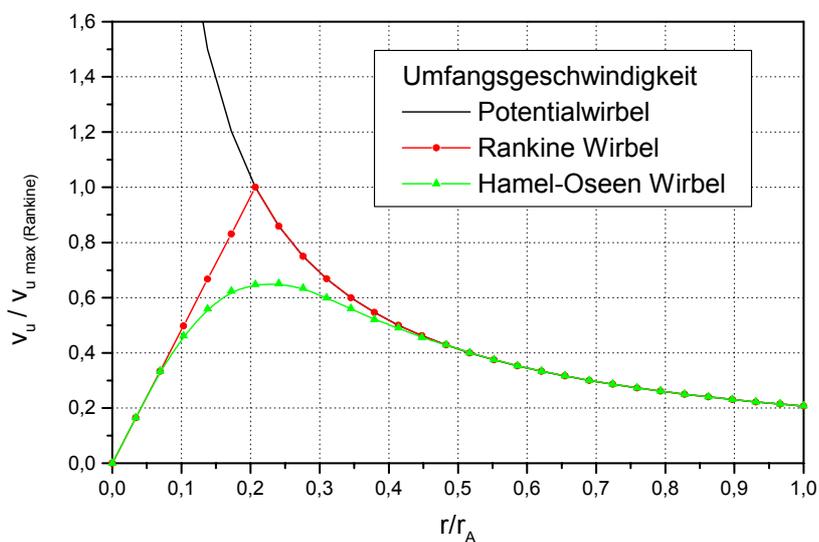


Abbildung 2.2: Tangentiale Geschwindigkeitsprofile verschiedener Wirbelmodelle

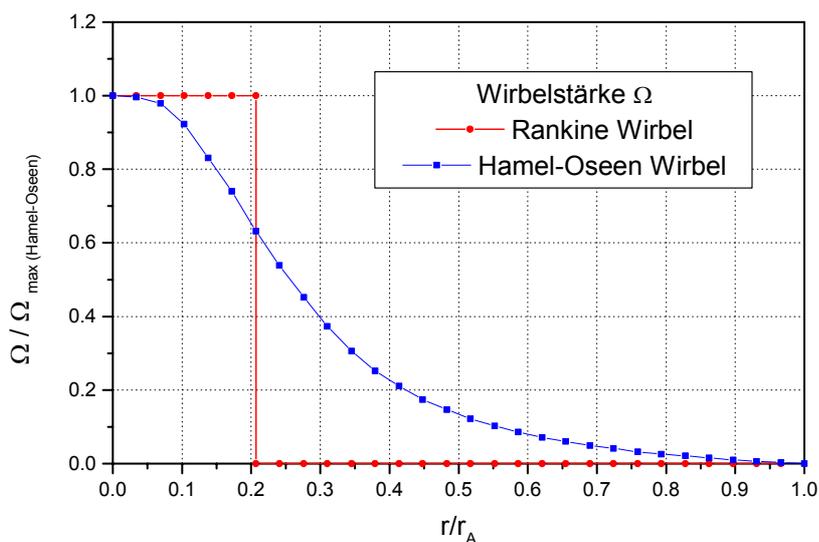


Abbildung 2.3: Verlauf der Wirbelstärke für verschiedene Wirbelmodelle

Hamel-Oseen Wirbel

Der Rankine Wirbel ist eine Näherung des realen Wirbels, in einer Unterschallströmung können keine Unstetigkeitsstellen vorkommen. Hamel und Oseen haben das zeitliche Verhalten eines ebenen Wirbels, infolge der Zähigkeitswirkung, durch eine exakte Lösung der Navier-Stokes-Gleichung beschrieben [17]. Das damit erhaltene Geschwindigkeitsprofil ist glatt und entspricht im Wirbelkern, sowie im Außenbereich einem Rankine Wirbel, siehe Abb.2.2. Der tangentielle Geschwindigkeitsverlauf für einen radialen Schnitt durch die Wirbelachse ist gegeben durch die Gleichung 2.28:

$$v_{\varphi} = \frac{\Gamma_0}{2\pi} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right). \quad (2.28)$$

Der Wirbelkerndurchmesser wird bei zunehmender Zeit größer, und das Geschwindigkeitsprofil flacht sich ab. Diesen Vorgang nennt man physikalisch Dissipation des Wirbels, dabei wird durch innere Reibung Energie in Wärme umgewandelt. Die Dissipation wird durch die kinematische Zähigkeit ν bestimmt, die vom Fluid abhängig ist. In Abb.2.4 ist der zeitliche Verlauf der tangentialen Geschwindigkeitskomponente aufgetragen. Vergleicht man Gl.(2.28) mit Gl.(2.24) und Gl.(2.25) so erkennt man, daß sich für $t \rightarrow 0$ und $r > 0$ der Oseensche Wirbel einem Potentialwirbel annähert. Für Zeiten $t > 0$ verschwindet die Singularität an der Stelle $r = 0$, und es stellt sich ein endlicher Kernradius ein.

Der Hamel-Oseen Wirbel beschreibt für eine laminare Strömung annähernd den Geschwindigkeitsverlauf eines realen Wirbels. Der zeitliche Ausbreitungsvorgang wird bei hinreichend großem Randabstand vom Wirbelzentrum qualitativ richtig beschrieben. Durch die Annahme eines allseitig unbegrenzten Feldes, das in einem realen Fluid nicht vorkommt, stellen sich quantitativ Abweichungen im Ausbreitungsvorgang ein.

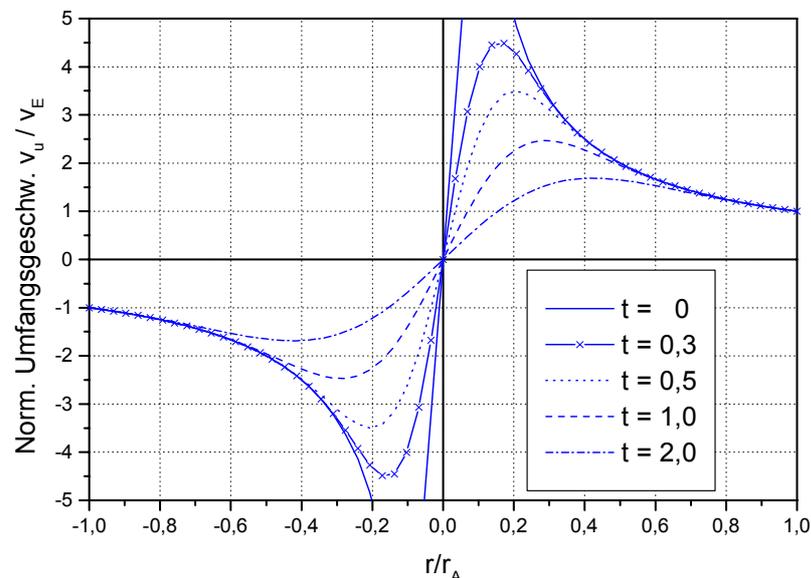


Abbildung 2.4: Zeitliches Verhalten der Geschwindigkeit v_{φ} des Oseenschen Wirbels
Wirbelmethode nach Oseen

Die Untersuchungen reibungsbehafteter Fluidbewegungen gestalten sich im allgemeinen wesentlich schwieriger als bei reibungslosen Strömungen, da hierfür die vollständigen

Navier-Stokes-Gleichungen gelöst werden müssen. Unter der Annahme eines inkompressiblen, instationären und reibungsbehafteten Strömungsfeldes ergibt sich für den zweidimensionalen Fall eine exakte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen, die als Oseenscher Wirbel bekannt ist. Dabei beschreibt Hamel-Oseen einen einzelnen Wirbel in einem unendlich ausgedehnten reibungsbehafteten Fluid [15].

Nachfolgend die wesentlichen Ergebnisse hierzu.

2.3.3 Ergebnisse des Hamel-Oseenschen Wirbels

Der Hamel-Oseen Wirbel ergibt sich aus der exakten Lösung der zweidimensionalen Wirbeltransportgleichungen unter der Voraussetzung eines instationären, dichtebeständigen und reibungsbehafteten Fluids. Für den zweidimensionalen Fall steht die Wirbelstärke $\bar{\Omega}$ senkrecht auf der Geschwindigkeitsebene (x, y) , und somit verschwindet der Term $(\bar{\Omega} \nabla) \bar{v}$. Daraus erhält man die zweidimensionale Wirbeltransportgleichung für den Betrag der Wirbelstärke Ω zu:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + (\bar{v} \nabla) \Omega = \nu \Delta \Omega. \quad (2.29)$$

Hamel und Oseen geben für die Gl.(2.29) eine exakte Lösung an, die die Ausbreitung eines Wirbels in einer unbegrenzten, reibungsbehafteten Flüssigkeit beschreibt. Dabei stellt die Wirbelstärke Ω zum Anfangszeitpunkt $t = 0$ einen geraden, linearen Wirbelfaden mit der Zirkulation Γ_0 dar. Dieser Wirbelfaden steht senkrecht auf der x,y -Ebene. Somit läßt sich das Wirbelstärkefeld wie folgt anschreiben:

$$\Omega(r, t) = \frac{\Gamma_0}{4\pi\nu t} e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \quad (2.30)$$

und ist abhängig von der Zeit t und dem Radius r . Die Viskosität des Fluids wird durch die kinematische Zähigkeit angegeben. Die zeitliche Wirbelausbreitung erfolgt dabei um so schneller, je größer die Viskosität ist. In Abb.2.5 ist das Wirbelstärkefeld eines einzelnen Wirbels in einer unendlich ausgedehnten Flüssigkeit zum Zeitpunkt $t > 0$ aufgezeigt, dabei stellt ein radialer Schnitt durch die Wirbelachse den Verlauf der Wirbelstärke dar.

Der anfänglich gerade, lineare Wirbelfaden wird mit zunehmender Zeit immer breiter und flacher, diesen Vorgang nennt man Dissipation des Wirbels.

Nach dem Stokes'schen Integralsatz erhält man mit Gl.(2.30) die Zirkulation längs eines konzentrischen Kreises mit dem Radius r um den Wirbelmittelpunkt zur Zeit $t > 0$:

$$\Gamma(r, t) = \Gamma_0 \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right). \quad (2.31)$$

Die Abb.2.5 zeigt das Zirkulationsfeld sowie den Verlauf der Zirkulation entlang eines Schnittes durch die Wirbelachse. Durch die Wirbelausbreitung geht insgesamt keine Zirkulation verloren, da für endliche Zeiten $t > 0$ und $r \rightarrow \infty$ die Zirkulation den anfänglichen Wert $\Gamma = \Gamma_0$ beibehält.

Daraus ergibt sich die Folgerung, daß der Wirbel nicht an die Masse der sich bewegenden Fluidteilchen gebunden ist, sondern daß die radiale Ausbreitung des Wirbels nur infolge der Schubspannungen zustande kommt. Dabei führen die Massenteilchen des Fluid eine Kreisbewegung um die Wirbelachse aus, wenn sonst keine translatorischen Bewegungen stattfinden.

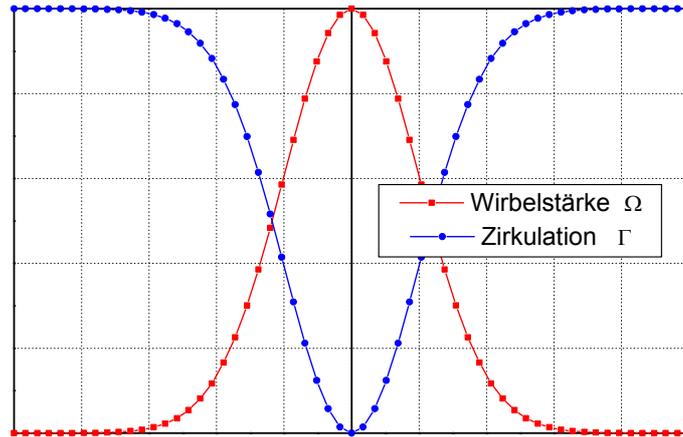


Abbildung 2.5: Wirbelstärkefeld Ω und Zirkulationsfeld Γ eines Oseenschen Wirbels

Weiter ergibt sich aus dem Stokes'schen Integralsatz durch Integration von:

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} \cdot \vec{s} = \oint_L v_\varphi ds \quad (2.32)$$

mit $ds = r \cdot d\varphi$, die Geschwindigkeit eines im Abstand r vom Wirbelzentrum liegenden Aufpunkts zum Zeitpunkt t :

$$v_\varphi(r, t) = \frac{\Gamma_0}{2\pi} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right). \quad (2.33)$$

Radiale Geschwindigkeiten treten bei der hier vorausgesetzten laminaren Strömungsform nicht auf. Betrachtet man nun statt der Fluidteilchen die kinetische Energie, so nimmt diese mit zunehmender Zeit ständig ab, und damit auch die tangentielle Geschwindigkeit der Strömung. Dies ist eine Folge der Reibung, die die kinetische Energie in Wärme umwandelt. Das dadurch erhaltene Geschwindigkeitsfeld eines Wirbels zu einem Zeitpunkt t ist in Abb.2.6 dargestellt. Wie in Kapitel 2.3.2 anhand des tangentialen Geschwindigkeitsverlaufs aufgezeigt, stellt der Wirbelkern eine Starrkörperrotation dar, die im Außenbereich des Wirbels in eine Potentialströmung übergeht.

Die Druckverteilung des Oseenschen Wirbels erhält man durch die Annahme, daß in sehr großer Entfernung vom Wirbelzentrum $r \rightarrow \infty$ der Druck p_∞ herrscht. Aus der Navier-Stokes-Gleichung in Zylinderkoordinaten für eine ebene konzentrische Strömung erhält man folgende Beziehung für die Änderung des Druckes in radialer Richtung:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho \frac{v_\varphi^2}{r}. \quad (2.34)$$

Integriert man diese Gleichung und verwendet Gl.(2.33), so erhält man:

$$p(r, t) - p_\infty = -\int_R^\infty \frac{v_\varphi^2}{r} dr = -\frac{\Gamma_0^2}{4\pi^2} \int_R^\infty \frac{1}{r^3} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right)^2 dr. \quad (2.35)$$

Im Gegensatz zum Potentialwirbel, stellt sich im Mittelpunkt des Wirbelkerns bei $r=0$ ein endlicher Unterdruck (Druckbeiwert) ein. In Abb.2.6 ist das Druckbeiwertprofil für einen Oseenschen Wirbel aufgezeigt.

Kennt man die Geschwindigkeitsverteilung Gl.(2.33), so findet man durch Differentiation von

$$\tau_{r\varphi}(r, t) = \eta \cdot r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) \quad (2.36)$$

die Schubspannungsverteilung in radialer und azimuthaler Richtung. Wie in Abb.2.6 aus der Schubspannungsverteilung ersichtlich ist, verschwindet $\tau_{r\varphi}$ an der Stelle $r=0$ und erreicht an der Kerngrenze einen Extremwert.

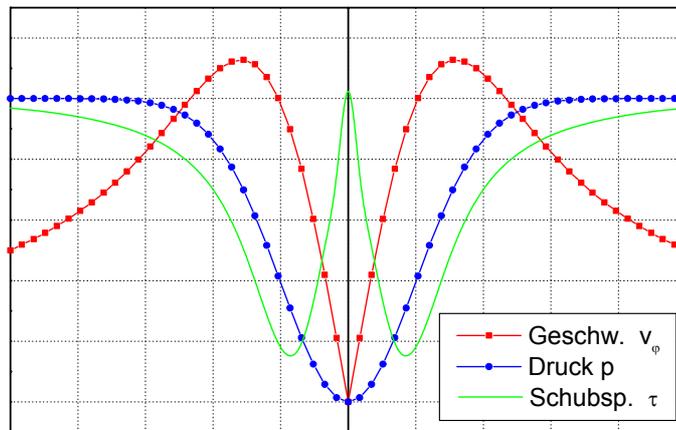


Abbildung 2.6: Tangentiales Geschwindigkeitsfeld v_φ , Druckverteilung und Schubspannungsfeld $\tau_{r\varphi}$ eines Oseenschen Wirbels

2.4 Drallströmung

Der Begriff „Drallströmung“ ist die Bezeichnung für solche Strömungsformen, bei denen sich das strömende Medium in Translation entlang einer Achse und in Rotation um diese Achse befindet. Solche Strömungen entstehen beispielsweise immer im Zyklon, in welchen das strömende Medium durch Leitschaufeln axial, oder durch einen Einlauf tangential eingeführt wird. Es entsteht eine dreidimensionale, um die Achse rotierende Strömung, die Drallströmung. Diese Strömung ist stationär und turbulent. Die Stationarität der Strömung ist dadurch gegeben, daß der mittlere Wert der Geschwindigkeit in einem festen Raumpunkt bei unveränderten Betriebsbedingungen zeitunabhängig bleibt. Die zeitabhängige Schwankungsgeschwindigkeit ist im zeitlichen Integral gleich Null [18].

Man unterscheidet zwischen freien und eingeschlossenen Drallströmungen. Freie Drallströmung liegt z.B. in der Feuerungstechnik oder bei Freistrahlen vor, eingeschlossene Drallströmung entsteht meist in Apparaten oder bei Rohrströmung [19].

Janicka hat drallbehaftete Freistrahlen systematisch untersucht [20]. In seiner Arbeit wurden numerische Berechnungen mit verschiedenen Turbulenzmodellen mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Bei den Turbulenzmodellen SSG von Speziale et al. [21], LRR von Launder et. al. [22], JM von Jones [23] und dem k - ϵ -Modell sind für die axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten der freien Drallströmung die besten Übereinstimmungen beim SSG-Modell gegeben.

Mallog hat in seiner Arbeit die Drallströmung in einer Brennkammer untersucht. Der Drall wurde durch tangentialen Einlauf erreicht. Nach dem Einlauf wurde eine starke Rückströmzone und an der Wand höhere Tangentialgeschwindigkeit beobachtet. Nach einer gewissen Entfernung bildet sich ein Ringwirbel aus [5]. Er hat die Strömung mit dem k - ϵ -Modell und dem Prandtl'schen Mischungswegansatz beschrieben.

Drallströmung im Rohr

Die Geschwindigkeitsverteilung der Drallströmung, d.h. stark verdrallter Strömung, wird in einem festen Rohrquerschnitt als Funktion vom Radius dargestellt. Die Geschwindigkeit \bar{v} hat Komponenten in Richtung der Koordinaten r , φ , z (radiale, tangentielle und axiale Richtung). Die Geschwindigkeitskomponente in Translationsrichtung v_z weist einen stark verzerrten Verlauf auf, mit einem Maximum bei $0,8 - 0,9 r/r_A$, und verhältnismäßig kleinen, sogar negativen Werten in der Rohrachsenähe. Negative Axialgeschwindigkeit (bis $0,3 - 0,4 r/r_A$) bedeutet Massentransport in Gegenstromrichtung. In Bezug auf diese besondere Eigenschaft der Drallströmung kann man die Existenz zweier Strömungsarten herausstellen: Drallströmung ohne und mit Rückströmungen an offenen Rohrenden.

Die Geschwindigkeitskomponente v_φ weist einen für Drallströmungen typischen Verlauf auf. In Rohrachsenähe entspricht die Variation dieser Größe über dem Radius der Gesetzmäßigkeit

$$v_\varphi(r) = r \cdot \omega, \quad (2.37)$$

d.h., daß das Medium wie ein starrer Körper rotiert, was zur Bezeichnung Starrkörperwirbel geführt hat. Im Bereich größerer Radien bis in Wandnähe ist v_φ wie in einem Potentialwirbel mit konstanter Zirkulation verteilt, nach der Beziehung

$$v_\varphi(r) = \frac{1}{r} \frac{\Gamma}{2\pi} \quad \text{mit} \quad \Gamma = \text{const}. \quad (2.38)$$

Zwischen diesen beiden Bereichen erreicht v_φ einen Größtwert ohne Rückströmung bei $0,3 - 0,4 r/r_A$, mit Rückströmung liegt dieses Maximum bei $0,5 - 0,7 r/r_A$. Die Radialgeschwindigkeit ändert sich auch, der bisher flache Verlauf der Kurve bekommt einen Maximumwert bei $0,4 - 0,5 r/r_A$ in negativer Richtung. Bei beiden Fällen ist die radiale Komponente viel kleiner, als beide andere Geschwindigkeitskomponenten [24].

Laux hat in seiner Arbeit die verdrallte Rohrströmung untersucht. Er hat die axialen Laufräder verschiedener Formen variiert, und hat daraus geschlossen, daß nach einer bestimmten Lauflänge die Drallerzeugung auf die Drallausbildung keine Einfluß hat. Es wird eine Gleichgewichtsform – Form der geringsten Verluste – entstehen. Durch die Entstehung der Gleichgewichtsform wird die Strömung keinen weiteren Unterschied aufgrund der Drallerzeugung mehr aufweisen [25]. Nach der Meinung von Laux ist eine rotationssymmetrische, stationäre Drallströmung instabil. Stabile Formen der Drallströmung weisen hingegen eine schraubenförmig umlaufende Exzentrizität um die Rohrmittelachse auf. Der stationären Strömung sind dabei instationäre Sekundärbewegungen überlagert [26].

Drallströmung im Zyklon

Kirch hat den Einfluß der Turbulenz auf die Strömung im Zyklon untersucht. Er hat festgestellt, daß es sich im Strömungsfeld um einen Rankine-Wirbel handelt, zusammengesetzt aus einem inneren Starrkörper- und einem äußeren, potential-ähnlichen Wirbel. Die Grenze liegt etwa bei dem Tauchrohrradius. Die Maximalwerte der Umfangsgeschwindigkeit sind 2-2,5-fach größer als die Eintrittsgeschwindigkeit. Seine Messungen haben gezeigt, daß aus der Erhöhung des Volumenstromes die gleichmäßige Steigung der tangentialen Geschwindigkeit folgt. Er hat bemerkt, daß die Geschwindigkeitsprofile auch winkelabhängig sind, d.h. die gegenseitigen Verläufe der

Geschwindigkeitsprofile sind ähnlich, aber die Werten sind höher oder niedriger. Aus diesen Ergebnissen hat er geschlossen, daß der Einlauf in Hinsicht auf das Strömungsfeld eine bedeutende Rolle spielt. Mit dem einzelnen Tangentialeinlauf wird die Strömung nicht mehr rotationssymmetrisch ausfallen. Die Lösung für die rotationssymmetrische Strömung sind ein Axialeinlauf oder mehrere Tangentialeinläufe in Umfangsrichtung.

Die Geschwindigkeiten erreichen an der Rotationsachse nicht den Wert Null, was physikalisch nicht begründet werden kann. Für diese Erscheinung ist die Meßtechnik verantwortlich, die die Schwankungsgeschwindigkeit den Mittelwerten überlagert [27].

Strömungsfeld im Zyklon

Die ersten Ansätze haben versucht, das dreidimensionale Strömungsfeld des Gases im Zyklon als Potentialwirbel zu beschreiben [28], [29]. Experimentelle Untersuchungen ergaben Werte für den Exponenten n zwischen $0,5 < n < 0,7$ [30]:

$$v_{\varphi} \cdot r^n = const. \quad (2.39)$$

Arbeiten von Ter Linden trugen für das Verständnis der dreidimensionalen Gasströmung im Zyklon wesentlich bei [31]: Im Zyklon existieren ein äußerer Wirbel mit abwärts gerichteter und ein innerer Wirbel mit aufwärts gerichteter axialer Gasströmung. Untersuchungen weiterer Autoren bestätigen dieses Strömungsfeld und brachten Erkenntnisse hinsichtlich der Turbulenz der Zyklonströmung [27], [32], [33].

Der Ansatz nach Gl.(2.39) lieferte für die tangentielle Gasgeschwindigkeitskomponente v_{φ} des inneren Wirbels im Vergleich zu Meßwerten unbefriedigende Ergebnisse. Basierend auf einer Impulsmomentbilanz einer Einphasenströmung führte Barth einen genaueren Ansatz ein, der die Berechnung der tangentialen Geschwindigkeit v_{φ} auf dem Tauchrohrradius im Verhältnis zur mittleren axialen Geschwindigkeit v_z im Tauchrohr erlaubt [34].

In diesen Betrachtungen bleibt der Einfluß der Staubbeladung auf die Gasströmung unberücksichtigt. Insbesondere bei hohen Feststoffbeladungen wirkt der abgeschiedene Feststoff mit einem zusätzlichen Reibmoment auf die Gasströmung [35]. Die additive Berechnung des Reibungsbeiwertes aus Anteilen der einphasigen Strömung sowie der Eintrittsbeladung geht zurück auf Arbeiten von Muschelknautz [36] und Muschelknautz/Krambrock [37].

Partikelbewegung in der Drallströmung

Die mathematische Beschreibung der Bahnkurven einer Partikel erfolgt über die Bewegungsgleichung, die sich aus dem Kräftegleichgewicht an der Partikel errechnet.

Nach dem Newton'schen Grundgesetz ist die Trägheitskraft \vec{T} gleich der vektoriellen Summe aller an der Partikel angreifenden äußeren Kräfte:

$$\vec{T} = \vec{W} + \vec{A} + \vec{G} + \vec{P} \quad (2.40)$$

Vernachlässigt sind die Kräfte in Gl.(2.40), die aus Wechselwirkungen zwischen Partikel und Partikel, Partikel und Wand oder der Eigenrotation der Partikel resultieren. Als einzige Feldwirkung wird die Schwerkraft berücksichtigt. Die einzelnen vektoriellen Ausdrücke in Gl.(2.40) bedeuten:

1. \vec{T} ist die Trägheitskraft, die bei einer beschleunigten Bewegung der Partikel zu berücksichtigen ist:

$$\vec{T} = \rho_p V_p \frac{d\vec{w}}{dt} \quad (2.41)$$

wobei das Produkt $\rho_p \cdot V_p$ die Partikelmasse m_p kennzeichnet und $\frac{d\vec{w}}{dt}$ für die Beschleunigung steht.

2. \vec{W} ist die Widerstandskraft, die immer bei einer Relativbewegung zwischen Partikel und Fluid auftritt. Sie wirkt in Richtung der Relativgeschwindigkeit \vec{u} ,

$$\vec{u} = \vec{v} - \vec{w} \quad (2.42)$$

mit \vec{v} als Fluid- und \vec{w} als Partikelgeschwindigkeitsvektor folgt:

$$\vec{W} = c_w A \frac{\rho}{2} \vec{u} |\vec{u}| \quad (2.43)$$

3. \vec{A} ist die Auftriebskraft im Schwerfeld der Erde:

$$\vec{A} = -\rho V_p \vec{g} \quad (2.44)$$

4. \vec{G} ist die Schwerkraft:

$$\vec{G} = \rho_p V_p \vec{g} \quad (2.45)$$

5. \vec{P} ist die Druckkraft infolge des durch den auftretenden Druckgradient wirkenden Druckes, die bei kleineren Partikel zu vernachlässigen ist:

$$\vec{P} = -A_p \cdot \text{grad} \bar{p} \quad (2.46)$$

Zur Lösung der Vektorgleichung (2.40) in Verbindung mit den Ansätzen (2.41) bis (2.46) ist es nötig, Druck- und Geschwindigkeitsverteilung des unbeladenen Trägerfluids zu kennen, sowie das Widerstandsverhalten der Partikel in turbulenter Strömung.

Lediglich für kugelförmige glatte Teilchen ist für niedrige Geschwindigkeiten (schleichende Umströmung) eine Lösung der Navier-Stokes'schen Gleichung bekannt. Da diese erstmals von Stokes angegeben wurde, wird der Gültigkeitsbereich $Re_p < 0,1$ der Stokes'sche Bereich genannt. Für die größeren Partikel-Reynoldszahlen Re_p werden die komplexen Abhängigkeiten durch die Einführung des Widerstandsbeiwertes c_w Gl.(2.43) berücksichtigt.

Es wurde eine Vielzahl von Ansätzen für verschiedene Geschwindigkeitsbereiche ermittelt und wiedergegeben:

$$Re_p < 0,1 \quad \text{Stokes} \quad c_w = \frac{24}{Re} \quad (2.47)$$

$$Re_p \approx 1 \quad \text{Oseen} \quad c_w = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re\right) \quad (2.48)$$

$$10^{-4} < Re_p < 2 \cdot 10^5 \quad \text{Kaskas} \quad c_w = \frac{24}{Re} + \frac{4}{Re} + 0,4 \quad (2.49)$$

$$10^4 < Re_p < 2 \cdot 10^5 \quad \text{Newton} \quad c_w = 0,44 \quad (2.50)$$

Die meisten Widerstandsgesetze wurden experimentell ermittelt, indem entweder die Partikel in ruhender Umgebung oder die Umgebung, bei ruhendem Partikel bewegt wurden. Versuchsergebnisse mit bewegten Teilchen in turbulenter Umgebung über die Wechselwirkung zwischen Strömungsturbulenz und Teilchenwiderstand sowie über den Einfluß der Beschleunigung oder über den einer Berandung des Strömungsfeldes sind kaum bekannt. Es wird sowohl von einer Erhöhung als auch von einer Abnahme des Widerstandes bei instationärer Bewegung berichtet.

Über die Beziehung der Teilchengeschwindigkeitsschwankung zur Turbulenzintensität wird von anfachender wie dämpfender Wirkung berichtet. Die Wirkung ist abhängig von der Form,

Größe, Dichte und Eigenrotation der Partikel. So können Teilchen infolge eigener Rotationsenergie als Wirbelgenerator wirken. Andererseits entziehen die Teilchen aufgrund ihrer Masse der Strömungsturbulenz Energie und wirken wie eine erhöhte Zähigkeit des Fluids dämpfend [38].

2.5 Wirbelströmungen in Apparaten / Literaturübersicht

2.5.1 Zyklon

Nach dem erstmaligen Patentieren eines Zyklons durch Morse folgte ein weiteres Patent von der Firma MAN [39]. Dieser Zyklon wurde von Prandtl entwickelt und wurde schon mit Leitschaufeln um das Tauchrohr ausgestattet.

Die systematische Erforschung des Zyklons begann Mitte der zwanziger Jahre. Zuvor haben die die Strömung beschreibenden Grundlagen gefehlt, da die wichtigen Gesetze der Strömungslehre noch unbekannt gewesen sind. Im Jahre 1926 ist die erste Veröffentlichung von Meldau erschienen, in der die Erfahrungen und der damalige Erkenntnisstand zusammengefaßt wurden [40]. Dieses Wissen wurde von Förderreuther durch seine Arbeit ergänzt, in der er die ersten systematischen Versuche mit verschiedenen Stäuben und Beladungen zum Abscheideverhalten durchgeführt hat [41]. Hier wurden die ersten Ansätze einer Zyklontheorie mit der radialen Wanderungsgeschwindigkeit der Staubteilchen im Fliehkraftfeld beschrieben. Er hat auch schon zwei Schichten unterschieden, eine innere, aufwärts strömende und eine äußere, abwärts strömende Schicht. Er hat auch Rippen an der Zyklonwand eingebaut und hat festgestellt, daß sie den Abscheidegrad verschlechtern.

Prockat hat mit der Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung in einem Zyklon die Grundlagen für die weiteren Forschungen gelegt [42], [43]. Er hat festgestellt, daß der größte Teil der kinetischen Energie des Gasstromes für die Drehströmung gebraucht wird, und nur ein kleiner Teil verursacht das Ausschleudern von Partikeln. Seillan und Lissmann haben die ersten theoretischen Ansätze des Strömungsverlaufs erfasst [44], [45]. Die erste Berechnungsformel für den Gesamtabscheidegrad in Abhängigkeit von der Partikelgrößenverteilung des Staubes wurde von Rosin, Rammler und Intelmann vorgestellt [46]. Das konkrete Strömungsfeld wurde von van Tongeren beschrieben [47]. Die Messungen und die Ergebnisse von van Tongeren wurden durch Wellmann veröffentlicht [48]. Er hat festgestellt, daß die Turbulenz bei dem Abscheidevorgang einen Einfluß hat. Bis dahin war es üblich, eine laminare Strömung im Zyklon vorauszusetzen. Es wurde schon früher beobachtet, daß sich in gekrümmten Kanälen der Hauptströmung Sekundärströmungen überlagern, die sogenannten Doppelwirbel. Dieser Wirbel hat einen bedeutenden Einfluß auf die Turbulenz. Durch diese Theorie hat van Tongeren einen speziellen Zyklon entwickelt. Von Feifel wurde eine neue Berechnungsformel mit eingeführtem Grenzkorn angegeben [28]. Er hat die Zyklonströmung als ebene Wirbelsenke behandelt und hat mit dem Potentialansatz gerechnet.

Sepherd und Lapple haben die erste Untersuchungen mit in den Luftstrom zugegebenem Rauch durchgeführt. Um die Strömungsrichtung zu bestimmen, haben sie auch dünne Fäden verwendet. Für die Bestimmung des dynamischen und statischen Druckes wurde ein Pitot-Rohr eingesetzt. Sie haben die Strömung als einen äußeren, nach unten strömenden und einen inneren, nach oben strömenden Wirbel beobachtet. Es wurde konstatiert, daß zwischen den beiden Wirbeln keine feste Grenze existiert [30]. Die Messungen mit dem Stromfaden haben

aber angedeutet, daß es eine Trennlinie etwa am Tauchrohrradius gibt. Sie haben als erste den radialen Verlauf der Umfangsgeschwindigkeit mit dem Ansatz $v_{\varphi} \cdot r^n = const$ beschrieben. Von Ihnen wurde festgestellt, daß der Druckverlust bei höherer Beladung deutlich niedriger ist.

First hat den Strömungsverlauf in Zyklonen mit verschiedenen Durchmessern vermessen. Für den Exponenten n hat er einen Mittelwert von $n = 0,88$ gefunden, was über den Werten anderer Autoren liegt [49].

Ter Linden hat sich neben der Umfangsgeschwindigkeit auch mit Axial- und Radialkomponenten beschäftigt. Für die Messung der Gasgeschwindigkeit hat er Kugelsonden verwendet. Nach seiner Meinung ist die tangentielle Geschwindigkeitskomponente dominant und offensichtlich für die Stabilität der Strömung verantwortlich. Die Grenze zwischen den zwei Strömungsfeldern hat eine konische Form und liegt näher zur Zyklonwand als in früheren Untersuchungen angenommen wurde. Auch die Trenngrenze besteht eher aus einem Übergangsbereich als einer scharfen Unstetigkeitsstelle [31], [50]. Diese Trennlinie ist beim Verlauf der Radial- und Tangentialgeschwindigkeitskomponenten nicht merkbar. Für den Wirbelexponenten n hat er einen Wert von $n = 0,52$ angegeben.

Stairmand hat durch seine Messungen festgestellt, daß die in dem Strömungsfeld herrschende starke Turbulenz die genaue Bestimmung der Volumenstrombilanz erschwert [51].

Iinoya hat für die Messungen spezielle Pitot-Rohre eingesetzt, und dabei gemerkt, daß die Meßsonden die Strömung beeinflussen. Auch die Eichung dieser Meßsonden in laminarer Strömung ist nicht für die Messung in Drehströmungen geeignet. Er hat große Schwankungen bei der Radialgeschwindigkeit bestimmt, und er hat auf die Exzentrizität der Strömung geschlossen [52].

Von Solbach wurde der Einfluß der Turbulenz in einem Axialzyklon untersucht. Er hat festgestellt, daß die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit 20-mal größer ist, als die radiale Geschwindigkeit der Hauptströmung [53]. Er hat bemerkt, daß die Turbulenz einen überragenden Einfluß auf die Partikelbewegung hat [54]. Mit seinen Untersuchungen zeigte Solbach, daß bei Vernachlässigung der Turbulenz die realen Vorgänge im Zyklon nur näherungsweise beschrieben werden können.

Kecke hat sich mit der turbulenten Strömung im Gaszyklon beschäftigt. Für die Erfassung der Mittelwerte wurde von ihm eine 5-Loch-Sonde verwendet. Für die Bestimmung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit hat er Hitzdrahtanemometer benutzt. Aus den Signalen zweier Hitzdrahtanemometer wurde ein Korrelationskoeffizient ermittelt, mit dessen Hilfe er die turbulenten Mischungswege angeben konnte [32]. Er hat einen Proportionalitätsfaktor verwendet, aber die Ergebnisse wurden nicht verallgemeinert.

Hejma hat die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten mit speziellen Sonden zwecks Einfluß der Turbulenz auf den Abscheidevorgang untersucht. Die Effektivwerte der Schwankungen der drei Komponenten waren etwa gleich, daraus hat er den Schluß gezogen, daß die Turbulenzstruktur isotrop sei [55]. Er hat eingeräumt, daß bei den Messungen die Schwankungsgeschwindigkeiten mit einem größeren Fehler behaftet seien als die Mittelwerte. Meißner hat die Drehimpulsverluste an den rotationssymmetrischen Teilelementen des Zyklons mit einer Drehmomentenwaage ermittelt. Er hat einen neuen Ansatz zur Berechnung der Umfangsgeschwindigkeit aus einer Drehimpulsbilanz hergeleitet [56]. In diesem Ansatz wurde ein Drehimpulsverlustparameter verwendet, wodurch dieser Ansatz die Geschwindigkeitsverteilung in der Potentialströmung besser beschreiben kann. Durch die

Messungen wurde außerdem gezeigt, daß die Grenzschichtvolumenströme einen Großteil des Gesamtvolumenstromes ausmachen können [57].

Ogawa hat mit seinem Modell eine Verfeinerung des Modells von Reydon und Gauvin vorgenommen [58]. Er kombinierte die Gleichung $v_\varphi \cdot r^n = const$ mit einem verfeinerten Ansatz für den quasi Starrkörperwirbel, der auch dieses Übergangsgebiet beschreibt. Dieser Ansatz scheint allgemeingültig zu sein [59].

Beecksmann und Soo haben Diffusionsmodelle beschrieben, die jedoch wegen der Vernachlässigung der Axialbewegung eingeschränkt wurden [60], [61]. Von Ebert stammt ein Diffusionsmodell, bei dem der Partikeldiffusionskoeffizient mit den lokal vorliegenden Turbulenzverhältnissen der Strömung verknüpft wurde [62].

Die Autoren Ayers, Boysan, Ewan und Swithenbank haben Berechnungen des turbulenten Strömungsfeldes durchgeführt [63], [64], [65]. Zur Modellierung der Turbulenz sind sie von dem k - ε -Modell ausgegangen. Da es zur Beschreibung der Turbulenzstruktur in einer Drehströmung nicht geeignet ist, haben sie es mit speziellen empirischen Konstanten angepaßt. Z.B. Boysan definiert aus der kinetischen Energie der Turbulenz k und der Dissipation ε eine Wirbellebenszeit. Diese Ansatz liefert aber im Kern der Strömung viel zu lange Wirbellebenszeiten, deshalb ist diese Vorgehensweise nicht allgemeingültig.

Der Einfluß der Turbulenz wurde bei manchen Autoren lange nicht berücksichtigt. Erst seit den achtziger Jahren, mit der Verwendung und Verfeinerung der Laser-Doppler-Anemometrie, wurde der Dralleinfluß und die Turbulenz beobachtet. Während für Rohrströmungen und einfache Strömungsapparate eine Vielzahl von Ergebnissen vorliegen, ist die Drehströmung unter dem Gesichtspunkt der Turbulenzanalyse bislang nicht ausreichend untersucht worden.

2.5.2 Wirbelrohr

Hilsch, der 1946 grundlegende Messungen an Wirbelrohren veröffentlichte [66], wies darauf hin, daß die Strömungsgeschwindigkeit im Wirbel von außen nach innen zunimmt, der infolge der inneren Reibung wie ein fester Körper rotiert. Knoernschild hat 1947 zuerst hervorgehoben [67], daß sich turbulente Wirbelballen bei radialer Bewegung nach innen bzw. nach außen unter dem Einfluß der Zentrifugalkraft ausdehnen bzw. zusammenziehen. Dabei strebt das Temperaturprofil einer adiabaten Verteilung zu. Dies bedeutet solange einen Wärmeaustausch der Wirbel, wie noch Abweichungen von dieser Verteilung vorhanden sind. Nachdem Prins 1948 den sogenannten Knoernschild-Effekte überschlägig genutzt hatte [68], gelang van Deemter 1952 eine begründete, quantitative Theorie [69]. Er geht in differentialer Form von der zähen laminaren Wirbelströmung mit Wärmeleitung aus und berücksichtigt die Turbulenz nach Knoernschild. Ähnlich sind die Untersuchungen von Deißler und Perlmutter [70]. In beiden Fällen führt die mühsame Integration der Differentialgleichungen zu Verteilungsfunktionen der Umfangsgeschwindigkeit und der Temperatur über dem Radius. Schließlich gelangen sie zu Abkühlungs- und Erhitzungswerten in Abhängigkeit von der Massenverteilung auf beide Zweige.

Reynolds schätzte 1961 die Glieder der Energiegleichung für eine turbulente kompressible Wirbelströmung ab [71]. Er stellte drei Energieflüsse fest, die in der Regel den Wirbelkern abkühlen:

1. den Energieverlust infolge der inneren Reibung,

2. den Knoernschild-Wärmefluß infolge der Turbulenz,
 3. den Wärmefluß infolge der Archimedes'schen Auftriebskraft im Zentrifugalfeld
- Ein Vergleich der Abschätzung mit Meßergebnissen an Wirbelrohren ergab [71], daß die Einflüsse 1 und 2 von etwa gleicher Größenordnung sind und dagegen 3 vernachlässigt werden kann [72].

Cantrak hat die drallbehaftete turbulente Strömung in einem Rohr mit axialem Leitapparat am Eintritt untersucht. Der Durchmesser des Rohres war $D=200$ mm und die Länge etwa $L \approx 50D$. Eine Rückströmzone hat er nicht gefunden und stellte fest, daß die Turbulenzintensität am Rande und im Übergangsgebiet groß war. Nach den Untersuchungen hat er die folgende Aufteilung des Strömungsfeldes angegeben [73]:

- wandnahe Schicht, in der große Geschwindigkeitsgradienten auftreten und der Einfluß der Grenzschicht zu merken ist;
- die Grundströmung, die einer verlustarmen Strömung entspricht, wobei die Axialgeschwindigkeit $v_a \approx const$ ist und die Umfangskomponente annähernd eine Verteilung des Potentialwirbels $v_u \approx 1/r$ hat;
- die Trennschicht, die besondere statistische Eigenschaften, intensiven Impulsaustausch und starke Anisotropie aufweist und in der die Umfangsgeschwindigkeit und die Turbulenzintensität maximale Werte erreichen;
- die Kernströmung, die eine verlustbehaftete Strömung im Totwassergebiet mit einer angenäherten Starrkörperwirbel-Verteilung $v_u \approx r$ ist.

3. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

3.1. Versuchsstand

Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen wurde eine Versuchsstand, wie in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt, aufgebaut. Die Anlage besteht aus:

- dem Gebläse
- der Zuführungsleitung mit Übergang auf Rechteckquerschnitt
- dem Versuchsobjekt (Wirbelkammer)
- der Meßtechnik für Volumenstrom- und Druckmessung

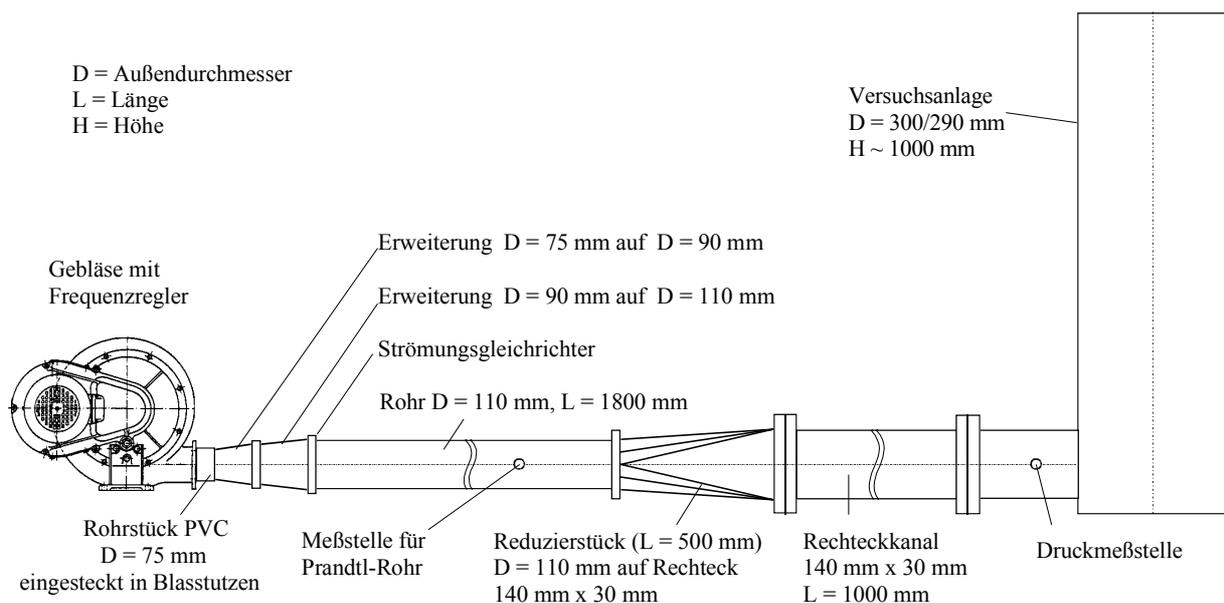


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Versuchsstandes

Das Gebläse

Das Gebläse ist ein Hochdruck-Radialventilator, Typ HG25/58 der Firma Dietz Motoren. Das Gebläse liefert den höchsten Volumenstrom frei ausblasend zu $\dot{V} = 12,7\text{ m}^3/\text{min}$, die statische Druckerhöhung liegt voll gedrosselt bei $p_{st} = 5600\text{ Pa}$. Die Kennlinien des Gebläses zeigt das Bild 3.1.a im Anhang. Bei den Versuchen wird die Eintrittsgeschwindigkeit in die Wirbelkammer auf Werte von $v_E = 15\text{ m/s}$ bis $v_E = 25\text{ m/s}$ eingestellt. Diese Geschwindigkeit entspricht einem Volumenstrom von $\dot{V}_E \approx 3,7\text{ m}^3/\text{min}$ bis $\dot{V}_E \approx 6,3\text{ m}^3/\text{min}$ ($Re_E = 71500$ bis 119000). Der Antrieb wurde mit einem Frequenzregler ausgestattet. Die Einstellung des gewünschten Volumenstroms und damit auch der gewünschten Geschwindigkeit am Eintritt in Wirbelrohr erfolgt durch Frequenzänderung.

Die Zuführungsleitung

Aus dem Radialgebläse strömt die Luft über zwei Erweiterungen in die Zuleitungsstrecke. Die Zuleitungsstrecke besteht aus einem Rohr, einem Reduzierstück und einem Rechteckkanal. Vor dem Eintritt in das Rohr wurde zur Vergleichmäßigung des

Geschwindigkeitsprofilen ein Siebboden eingebaut. Vom Rohr zum Rechteckkanal erfolgt der Übergang durch ein Reduzierstück. Das Reduzierstück verringert den Rohrquerschnitt auf einen Rechteckquerschnitt gleichen Umfanges. In diesem Reduzierstück wird der Querschnitt auf etwa die Hälfte ($A_{\square} / A_o = 0,472$) reduziert, wodurch die Geschwindigkeit des strömenden Fluids sich verdoppelt und somit die Verteilung der Geschwindigkeit auf den Querschnitt bezogen gleichmäßiger wird. Die Länge des Rechteckkanals entspricht etwa 20-mal d_{gl} und dient als Beruhigungsstrecke vor dem Eintritt in die Versuchsanlage. Das strömende Medium tritt durch einen tangentialen Schlitz einlauf in das Wirbelrohr ein.

Meßtechnik für Volumenstrom- und Druckmessung

In dem Rohr in der Zuführungsleitung wurde eine Meßstelle zur Sondenaufnahme für das Prandtl-Rohr eingebaut. Die Bohrung befindet sich im Rohr in einer Entfernung vom Gleichrichter-Siebboden, der etwa dem 10-fachen Durchmesser entspricht.

Das Prandtl-Rohr diente der Volumenstrom-Einstellung, wobei mit Hilfe eines Druckmessers der Firma Testo die Differenz zwischen dem Staudruck und dem statischen Druck gemessen und daraus die Geschwindigkeitsverteilung im Rohr ermittelt wurde. Das Ergebnis zeigt das Bild 3.1.b. Wie aus dem Diagramm zu erkennen ist, weist die Strömung Symmetrie sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung auf. Das ungewöhnliche Profil ist erklärbar durch einen starken Drall am Gebläseaustritt.

Im Rechteckkanal wurde das Austrittsprofil bei freiem Austritt ausgemessen. Durch diese Messungen wird einerseits die gleichmäßige Verteilung der Geschwindigkeit bestätigt. Die Ergebnisse werden als Isotachenbild zusammengefaßt, siehe Bild 3.1.c.

Andererseits wird die Eichung des im Zuleitungsrohr angeordneten Prandtl-Rohr damit vorgenommen. Diese Eichung wird bei der späteren Durchsatz-Einstellung genutzt.

Die im Bild 3.1.b dargestellte Verteilung der Geschwindigkeit, auf den Querschnitt bezogen, weist Symmetrie auf, dadurch ist gesichert, daß die Luft mit einem ausgeglichenen Strömungsprofil in das Wirbelrohr eintritt. Vor dem Eintritt in das Versuchsobjekt wurde eine Druckmeßstelle im Rechteckkanal angebracht. Hier wird der statische Druck gemessen, wodurch Informationen zum Druckverlust des Versuchsobjektes ermittelt werden.

Geschwindigkeit in der Zuführungsleitung

Wie schon oben erwähnt, wird die Geschwindigkeit am Eintritt in das zu untersuchende Objekt bei den Versuchen immer auf von $v_E = 15$ m/s bis $v_E = 25$ m/s, teilweise auf $v_E = 10$ m/s eingestellt. Die zugehörigen Daten sind in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Die eingestellten Eintrittsgeschwindigkeiten entsprechen im Rohr den Reynolds-Zahlen ($Re = v \cdot D / \nu$) von $Re = 32700$ bis $Re = 81900$.

Eintrittsgeschw. v_E [m/s]	Volumenstrom \dot{V} [m ³ /min]	Reynolds-Zahl im Rohr	Reynolds-Zahl im Rechteckkanal	Reynolds-Zahl im Wirbelrohr
10	2,52	32700	47600	12013
15	3,78	49100	71500	18019
20	5,04	65500	95300	24025
25	6,30	81900	119000	30032

Tabelle 3.1: Betriebsgrößen der Versuchsanlage

Im Rechteckkanal, wo die Geschwindigkeit sich wegen der Querschnittverringerng verdoppelt, liegen die Reynolds-Zahlen bei $Re = 47600$ bis $Re = 119000$. Diese Reynolds-Zahlen liegen im turbulenten Bereich.

3.2 Versuchsobjekt

Die Auswertung der Literaturquellen bestätigt, daß die bisherigen Kenntnisse über die Strömungsfelder verschiedener Wirbelkammern bzw. zyklonähnlicher Apparate keine allgemeingültige Aussage zulassen.

Deshalb wurden mehrere Versuchsmodelle erstellt und ein multivalenter Versuchsstand aufgebaut. Das hier verwendete Baukastensystem ermöglicht den schnellen Aufbau der verschiedenen Modellvarianten. Diese Modellvarianten sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die sechs verschiedenen, untersuchten Varianten sind:

- Einfaches Wirbelrohr, mit offenem Austritt
- Wirbelrohr mit festem Kern
- Wirbelrohr, mit Tauchrohr-Austritt gegenüber dem Eintritt
- Wirbelrohr, mit Tauchrohr-Austritt am Eintritt
- Wirbelrohr mit Apex-Kegel und zweiseitigem Austritt
- Wirbelrohr mit Apex-Kegel und Tauchrohr-Austritt am Eintritt und Ringspaltöffnung

Die ganze Versuchsanlage besteht aus austauschbaren Schüssen. Die Schüsse sind aus Acrylglas gefertigt, dessen Brechungsindex sich von der Luft unterscheidet. Das Plexiglas®-Rohr (PMMA) ist glasklar. Bei der Voruntersuchung wurde festgestellt, daß die Datenrate bei der Messung sehr gering war. Deshalb war es erforderlich, einen Schuß mit Glasfenster auszustatten. Dieses Glasfenster ermöglicht die Messung mit LDA im Wirbelrohr. (Eine Erläuterung zur Brechung des Laserstrahles an der Rohrwand ist im Anhang A1 dargestellt.)

Im Wirbelrohr herrscht turbulente Drehströmung. Die Reynolds-Zahlen für den Wirbelkammer ($Re = \bar{v}_a \cdot D / \nu$) liegen im Bereich von $Re = 12000$ bis $Re = 30000$.

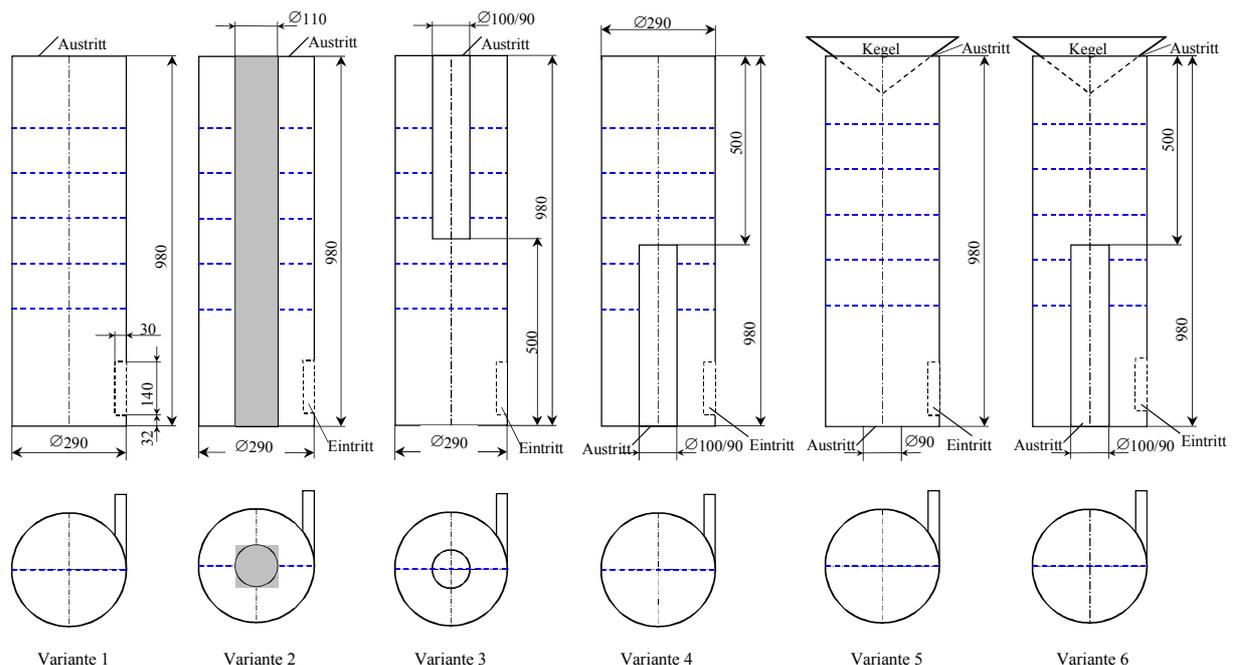


Abbildung 3.2: Modellvarianten der Versuchsanlage zur Untersuchung von Drallströmungen

4. Meßtechnik

4.1 Grundlagen und Prinzipien der Meßtechnik

Zur Messung von Größe und Richtung der örtlichen Geschwindigkeiten von Fluiden sind verschiedene Verfahren bekannt. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und die Hitzdraht-Anemometrie (HDA) herangezogen.

Das Laser-Doppler-Anemometer gestattet eine berührungslose Messung, wobei das optische Meßverfahren die Zugabe von Partikeln erfordert deren Geschwindigkeit bestimmt wird.

Mit dem Hitzdraht-Anemometer (HDA) werden die Geschwindigkeiten des strömenden Fluids ohne Partikelzugabe gemessen. Bei dieser Methode wird jedoch durch den Einsatz einer Sonde das Strömungsfeld beeinflusst.

4.1.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Das laseroptische Meßverfahren wurde zur berührungslosen Messung von Strömungsgeschwindigkeiten entwickelt. Es können lokale Strömungsgeschwindigkeiten mit hoher zeitlicher Auflösung, beispielsweise in pulsierenden Strömungen bestimmt werden. Eine Kalibrierung erübrigt sich und es wird durch das nahezu punktförmige Meßvolumen eine hohe Meßgenauigkeit erreicht [74].

Ein Laser-Doppler-Anemometer besteht aus einer Laserlichtquelle, der Sende- und der Empfangsoptik, sowie der Signalverarbeitungseinheit. Die Leistungsklasse der eingesetzten Laser liegt üblicherweise im Milliwatt- bis wenigen Watt-Lichtleistungsbereich. Laser, wie sie in der Meßtechnik eingesetzt werden, arbeiten vorwiegend in einem Grundmode, der als TEM₀₀-Mode (Transversal-Elektro-Magnetisch) bezeichnet wird und durch eine Gaußverteilung der Intensität über den Strahlquerschnitt charakterisiert ist. Das Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie beruht darauf, daß kohärente Lichtwellen, die von bewegten Phasengrenzflächen gestreut werden, eine Doppler-Frequenzverschiebung aufweisen und somit Geschwindigkeitsinformationen enthalten. Im Fall eines Fluides können suspendierte Teilchen, Tröpfchen, natürliche Verunreinigungen etc. für das Meßverfahren als Streuteilchen ausgenützt werden. Kann vorausgesetzt werden, daß die Streuzentren hinreichend klein sind und keine Eigendynamik im Strömungsraum entwickeln, so kann ihre lokale Geschwindigkeit als lokale Geschwindigkeit des Fluides angesehen werden [75]. Bei der Zweistrahlanordnung wird der Lichtstrahl eines Lasers durch eine geeignete Strahlteilungsoptik in zwei Teilstrahlen aufgespalten, siehe Abbildung 4.1.

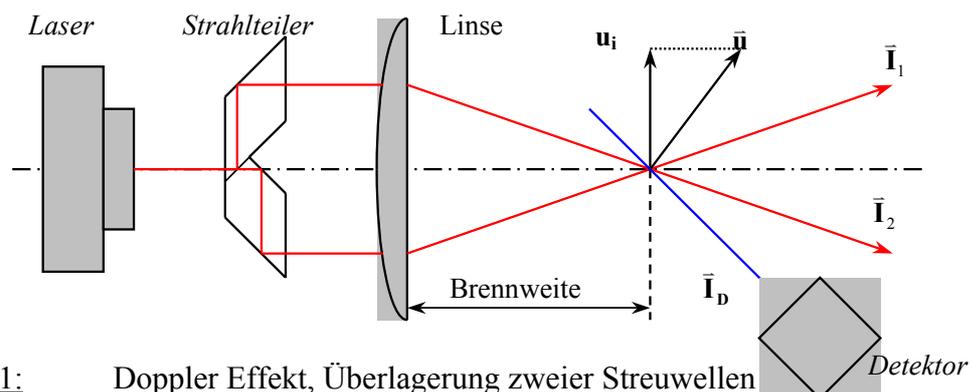


Abbildung 4.1:

Doppler Effekt, Überlagerung zweier Streuwellen

Die beiden Teilstrahlen werden mit einer Konvexlinse fokussiert und am Brennpunkt der Linse zum Schnitt gebracht. Der Schnittpunkt der beiden Laserstrahlen stellt den Meßort dar, an dem die Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt werden. Die beiden Laserstrahlen bilden am Ort ihrer Überlagerung ein Schnittvolumen, das als Meßvolumen bezeichnet wird. Dieses Meßvolumen muß in die zu messende Strömung positioniert werden. Durch die Verwendung zweier Laserstrahlen nimmt ein Detektor gleichzeitig die Überlagerung zweier Doppler-verschobener Lichtfrequenzen wahr. Die sich ergebende Welle kann aufgefaßt werden als eine hochfrequente Signalwelle, die von einer niederfrequenten Schwebung f_{Schweb} moduliert wird. Diese real detektierbare und diskretisierbare Schwebungsfrequenz liegt in einem leicht auflösbaren Frequenzbereich und zeigt keine Abhängigkeit mehr von der Detektionsrichtung. In der Laser-Doppler-Anemometrie wird die Schwebungsfrequenz als Signalfrequenz oder auch "Doppler-Frequenz" bezeichnet.

Wenn ein Teilchen das Meßvolumen durchströmt, dann empfängt der Detektor die Überlagerung beider Wellen:

$$f_{D_1} = \frac{f'_1}{1 - \frac{\bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{I}}_D}{c}} \quad f_{D_2} = \frac{f'_2}{1 - \frac{\bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{I}}_D}{c}} \quad (4.1)$$

Die Differenzbildung und Taylor-Reihenentwicklung führt zur Gl.(4.2):

$$f_{\text{Schweb}} = f_{D_1} - f_{D_2} \approx \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{I}}_2 - \bar{\mathbf{u}} \cdot \bar{\mathbf{I}}_1}{c} \right) = \frac{1}{\lambda} \mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_1. \quad (4.2)$$

Daraus ergibt sich die Schlußfolgerung, daß die Schwebungsfrequenz unabhängig vom Detektionswinkel ist.

Das LDA-Verfahren kann vereinfacht durch das Interferenzstreifenmodell erklärt werden [76]. Zwei einander kreuzende Laserstrahlen treffen sich im Messbereich, in welchem infolge Interferenz sich Interferenzstreifen ausbilden. Wenn ein Partikel in den Messbereich eintritt, dann streut es das Licht mit einer Frequenz, die der Normalkomponente seiner Geschwindigkeit proportional ist. Bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit \mathbf{u} durch das Interferenzstreifenfeld, so ergibt sich für das Streulicht eine messbare Frequenz:

$$f_D = \frac{u}{\Delta x} = \frac{2 \cdot u \cdot \sin \varphi}{\lambda} \quad (4.3)$$

und daraus die Geschwindigkeit:

$$u = \frac{f_D \cdot \lambda}{2 \cdot \sin \varphi} = k \cdot f_D. \quad (4.4)$$

Die Intensitätsverteilung des Lichtstrahles und auch die Verteilung der Geschwindigkeit weist eine Ähnlichkeit zur Gaußverteilung auf.

Das zur Messung bei der aufgestellten Anlage verwendete Meßsystem besteht aus dem Halbleiterlaser LDV-380, einem Controller LDE-300 der Firma Polytec, einem FVA Signal Prozessor Typ 58N20 der Firma Dantec und der Software FLOWare 3.1 (©1992,1993) ebenfalls von Dantec. Die Wellenlänge des Laserlichtstrahles beträgt $\lambda=810$ nm bei der Leistung von 50 mW. Zur Herstellung der Streupartikel wird ein Nebelgenerator vom Typ FOG2001 der Firma Safex mit dem zugehörigen Safex-Nebelfluid verwendet.

4.1.2 Hitzdraht-Anemometrie

Das Hitzdraht-Verfahren beruht auf dem Zusammenhang zwischen der Wärmeabgabe eines erhitzten Drahtes in einer Strömung in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit des diesen Draht umströmenden Fluids.

Es gibt zwei Hauptgruppen von Hitzdrahtsonden, und zwar Heißfilmsonden, die bei Flüssigkeiten eingesetzt werden und Heißdrahtsonden, die in Gasströmungen eingesetzt werden. Das Meßverfahren ist bei beiden Sondentypen gleich. Der erhitzte dünne Draht wird in das strömende Fluid senkrecht zur Strömungsgeschwindigkeit eingesetzt. Die zeitliche Wärmeabgabe je Längeneinheit ist in folgender Form anzugeben:

$$\frac{\dot{Q}}{l} = \lambda(T - T_0) \left[1 + \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot \rho \cdot c_v \cdot d \cdot u}{\lambda}} \right], \text{ dabei bedeuten:} \quad (4.5)$$

\dot{Q} = Wärmeabgabe [kJ/s]

l = Länge des Drahtes [m]

d = Drahtdurchmesser [m]

T, T_0 = absolute Temperaturen des Drahtes und des Gases [K]

u = Strömungsgeschwindigkeit [m/s]

λ = Wärmeleitzahl

ρ = Gasdichte [m³/kg]

Wenn der Draht mit einem Widerstand R von einem elektrischen Strom I durchgeflossen wird, ist unter stationären Bedingungen:

$$\frac{\dot{Q}}{l} = 0,24 \cdot I^2 R. \quad (4.6)$$

Bei konstanten Werten von λ, ρ, c_v und d ergibt sich aus Gl.(4.5) und (4.6):

$$I^2 \cdot R = (T - T_0)(a\sqrt{v} + b). \quad (4.7)$$

Diese Beziehung zwischen der Heizstromstärke, dem Widerstand des Drahtes (und folglich auch Temperatur) und der Strömungsgeschwindigkeit ist die Grundlage für die Anwendung des HDA.

Zur Messung ergeben sich zwei mögliche Schaltungsvarianten, die Konstant-Strom-Schaltung und die Konstant-Temperatur-Schaltung. Angewendet wird die Konstant-Temperatur-Methode (CTA). Die Brücke wird hierbei mit der Ausgangsspannung eines breitbandigen leistungsstarken Regelverstärker gespeist. Ändert sich die Anströmung des Hitzdrahtes und weichen damit seine Temperatur und sein Widerstand geringfügig vom Sollwert ab, entsteht in der Brückendiagonale eine Spannung, die verstärkt auf die Brücke gegengekoppelt wird. Die Stromänderung bewirkt sofort den Abgleich der Brücke, d.h., der Hitzdrahtwiderstand bleibt konstant. Die Ausgangsspannung des Verstärkers ist ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit.

Das King'sche Gesetz lautet in der vereinfachten Form:

$$U^2 = A + B \cdot v^2. \quad (4.8)$$

Dabei sind A, B und n von der Temperatur und der Dichte des Mediums abhängige Faktoren, die experimentell ermittelt werden müssen. In den meisten Fällen ist die Temperatur und der Druck und damit die Dichte konstant, dann folgt $U^2_{(v=0)} = U_0^2 = A$. Für Luft bei mittleren Geschwindigkeiten benutzt man oft $n = 0,5$. Dazu ist es zweckmäßig, die Kalibrierkurve als Funktion $U^2 = f(\sqrt{v})$ darzustellen, weil sich dann für $n=0,5$ eine Gerade ergeben muß, wobei

A der Lage des Nullpunktes ($v=0$) und B dem Anstieg entspricht. Zur genauen rechnerischen Ermittlung folgt:

$$n = \frac{\sum_{i=1}^m [\ln(U^2 - U_0^2) \ln v_i] - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \ln v_i \cdot \sum_{i=1}^m \ln(U^2 - U_0^2)}{\sum_{i=1}^m (\ln v_i)^2 - \frac{1}{m} \left(\sum_{i=1}^m \ln v_i \right)^2}. \quad (4.9)$$

Das am Institut zur Verfügung stehende CTA der Firma Dantec besteht aus folgenden Hauptteilen: Hitzdrahtsonde (Typ 55P11), Sondenhalter (Typ 55H21), CTA-Universalbrücke (Typ 56C17), A/D-Wandler-Modul mit IEEE-Interface Karte PCIIa und Software StreamWare 1.00D (©1992-95) Die Hitztemperatur der Sonde wurde zu $T=280^\circ\text{C}$ gewählt.

4.1.3 Prandtl-Rohr

Das Meßprinzip des Prandtl'schen Rohres ist sehr einfach [77]. Am Staupunkt des Rohres wird der Gesamtdruck p gemessen und über eine Wandanbohrung am umströmten Rohr wird der statische Druck p_{st} ermittelt. Aus der Bernoulli-Gleichung berechnet man den Druck am Staupunkt zu:

$$p = \frac{\rho}{2} u^2 + p_0 = p_d + p_{st}. \quad (4.10)$$

Aus der Differenz beider Drücke wird der dynamische Druck p_d bestimmt und nach Gl.(4.10) ergibt sich die Geschwindigkeit u für inkompressiblen Fluide als:

$$u = \sqrt{\frac{2(p - p_{st})}{\rho}}. \quad (4.11)$$

Zur einfachen Bestimmung des Differenzdruckwertes $\Delta p = p - p_{st}$ und dadurch der Geschwindigkeit wurde ein Druckmeßgerät Typ testo512 der Firma Testo verwendet.

4.2 Genauigkeit der Meßtechnik

Um die Genauigkeit der einzelnen Meßmethoden zu bestimmen, wurden Kontroll- und Eichmessungen in einer quasi eindimensionalen Strömung (Kanalströmung) durchgeführt. Die Messungen wurden mit den drei hier vorgestellten Meßmethoden (Laser-Doppler-Anemometer, Hitzdraht-Anemometer, Prandtl-Rohr mit Druckmeßgerät) durchgeführt. Aus den Meßwerten der einzelnen Meßgeräte wurde einen Mittelwert je Meßgerät ermittelt. Diese Mittelwerte wurden als Sollwert angenommen, die einzelne Meßwerte galten als Istwerte. Der relative Fehler der einzelnen Meßwerte wurde nach DIN 1319 [78] wie folgt bestimmt:

$$F = \frac{\text{Istwert} - \text{Sollwert}}{\text{Sollwert}} \cdot 100 \quad [\%]. \quad (4.12)$$

Aus dem relativen Fehler der einzelnen Meßwerte wurde ein Mittelwert der Fehler d.h. der durchschnittliche Fehler für jeden Meßmethode bestimmt:

$$\bar{F} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=n} (F_i)^2}{n}} \quad [\%]. \quad (4.13)$$

Das Bild 4.1.a zeigt die Kurven der relativen Fehler für die drei verwendeten Meßgeräte. Wie hier zu sehen ist, liegen die Meßfehler der Meßgeräte unter 1 Prozent. Bei Meßgeräten, die unter normalen Laborbedingungen verwendet werden, erwartet man eine Genauigkeit von 99 Prozent, d.h. der Fehler soll unter den oben genannten 1 Prozent liegen. Der Fehler wurde im Geschwindigkeitsbereich von 0 bis etwa über 30 m/s untersucht. Bei den Versuchen war dieser Bereich ausreichend, um die Größe der Geschwindigkeitskomponenten zu bestimmen. (Die erwartete und später gemessene Geschwindigkeit liegt zwischen $v = -12$ m/s bis $v = 35$ m/s).

Es bestätigt sich, daß die Unsicherheit eines Meßgerätes in Richtung der Vollauslastung immer kleiner wird. Von den drei vorgestellten Meßmethoden wurde zumeist das Laser-Doppler-Anemometer verwendet. Mit dem Hitzdraht-Anemometer wurden Kontrollmessungen durchgeführt, das Prandtl-Rohr wurde zur Durchsatz-Einstellung herangezogen.

4.2.1 Genauigkeit der Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein häufig eingesetztes Verfahren für die Messung der örtlichen Geschwindigkeit. Obwohl zur Anwendung des Laser-Doppler-Anemometers ausführliche Literaturstellen bekannt sind, beschäftigen sich nur einige Autoren mit der Genauigkeit dieser Meßmethode. Die Meinung ist allgemein verbreitet, daß dieses Meßverfahren sehr zuverlässig sei. Die Meßgenauigkeit des Laser-Doppler-Anemometers hängt natürlich von der Zusammenstellung des Systems ab. Ein ähnliches Meßsystem, wie das in dieser Arbeit verwendete Meßsystem, wurde hinsichtlich der Genauigkeit von Frank [79] untersucht. In der angegebenen Arbeit wurden die, die Genauigkeit bestimmenden, Größen vermessen. So wurde der Schnittwinkel und die Wellenlänge der abgesendeten Laserstrahlen nach Gl.(4.14) – abgeleitet aus der Gl.(4.3) – ermittelt

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} \quad (4.14.)$$

und der Laser mit einer rotierenden Scheibe konstanter Geschwindigkeit nach Gl.(4.15) kalibriert:

$$v = f_D \cdot \Delta x. \quad (4.15)$$

Alle Ergebnisse wurden auch abhängig von der Betriebszeit und der Temperatur kontrolliert. Die relative Unsicherheit von Δx beträgt hier ca. 1,8%. Die Unsicherheit des Schnittwinkels φ liegt bei 0,93% und die Unsicherheit der Wellenlänge λ liegt unter 1,2%. Eine andere Fehlerquelle ist bei der LDA-Messungen die Signalverarbeitung des Prozessors. Bei der angewendeten Konfiguration der Meßgeräte wurde das Signal-Rausch-Verhältnis (Signal to Noise Ratio, SNR) bestimmt. Diese Unsicherheit beträgt ca. 0,7%. Eine weitere Unsicherheit bei der LDA wird durch die Turbulenz verursacht. Der Turbulenzgrad einer Strömung ist in der Laser-Doppler-Anemometrie als Verhältnis von Standardabweichung S zum Mittelwert der lokalen Fluidgeschwindigkeit $\overline{v_i}$ nach Gl.(4.16) definiert:

$$Tu = \frac{S}{\sqrt{\overline{v_i^2}}}, \quad (4.16)$$

wobei die Standardabweichung $S = \sqrt{v_i^2}$ ist.

Die mit einem LDA bestimmte Turbulenz setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

- der Wahren, nur aus der Strömung resultierenden Turbulenz,
- der scheinbaren Turbulenz aufgrund nicht paralleler Interferenzstreifen,
- der scheinbaren Turbulenz aus Geschwindigkeitsgradienten im Meßvolumen und
- der Fehlinterpretation von Durchflußschwankungen als Turbulenz.

Das Meßvolumen eines realen LDA hat endliche räumliche Abmessungen, die bei der Bestimmung der Turbulenz zu berücksichtigen sind. Dies gilt insbesondere für die relativ großen Geschwindigkeitsgradienten, die im wandnahen Bereich von Strömungen auftreten. Je nach Durchgangsort der Partikel im Meßvolumen werden verschiedene Doppler-Frequenzen erzeugt. Dies bedingt zum einen eine scheinbare Turbulenz und zum anderen eine Abweichung des gemessenen Geschwindigkeitswertes vom wahren Wert. Um diese Fehlerquelle auszuschließen ist nur relativ weit entfernt von der Wand zu messen. Die Unsicherheit bei einer Wandentfernung von 12,5-mal der Meßvolumenlänge beträgt ca. 2%. Wegen des großen Aufwands war es nicht geplant, bei der Wirbelströmung auch den wandnahen Bereich zu untersuchen. Dadurch kann diese Ungenauigkeit ausgeklammert werden.

Die Erklärung für den oft gemessenen hohen Turbulenzgrad ist zu erläutern. Beim Übergang des Geschwindigkeitsprofils von negativen zu positiven Geschwindigkeiten und umgekehrt werden hohe Turbulenzen gemessen. Bei der Drallströmung sind bei stabilen Strömungsverhältnissen auch größere Geschwindigkeitsschwankungen zu beobachten. Aus einer symmetrischen Gaußverteilung der Geschwindigkeit im Bereich von $-1,45$ bis $1,55$ m/s ergibt sich der Mittelwert der Geschwindigkeit zu $v \sim 0,1$ m/s und daraus einen Turbulenzgrad nach Gl.(4.16) zu $Tu \sim 3000$ %.

Aus der Asymmetrie der Verteilung der Geschwindigkeitswerte kommt ein Unsicherheitsfaktor in die Meßergebnisse. Diese Unsicherheit kann vermieden werden, wenn man nur den Kernbereich der Verteilungskurve (68,3%) zur Auswertung heranzieht. Diese Voraussetzung wird durch die genutzte Dantec-Software erfüllt.

Als gesamtes System wurde die Genauigkeit des vorhandenen Laser-Doppler-Anemometers kontrolliert. An einem Punkt einer quasi eindimensionalen Strömung wurde die Geschwindigkeit mit verschiedenen Meßgeräten gemessen. Dabei liegt die Unsicherheit unter 1%. Die Fehler der einzelnen Messungen sind im Bild 4.1.b dargestellt.

Zu Beurteilung der Genauigkeit der Meßtechnik gehört das Verhalten der Tracer-Partikel. Da man zur Laser-Messung Streupartikel braucht, wurde ein Nebel-Generator mit dem zugehörigen Nebelfluid von der Firma Safex eingesetzt. Die durchschnittliche Partikelgröße x_{50} liegt bei ca. $x \approx 1,5$ μm (siehe Anhang A2). Im Prinzip folgen solche Partikel der Strömung und reflektieren den Laserstrahl. Bei einigen Fällen kann es aber auch vorkommen, daß die Partikel nicht mehr der Strömung folgen können; sie fliegen schneller als die Strömung oder werden langsamer. Diese Erscheinung wurde mit der Hilfe zweier Düsen und einer Erweiterung untersucht. Durch stetige Querschnittsänderung einer Rohrleitung kommt es bei dem strömenden Fluid zur Beschleunigung oder zum Abbremsen des Fluids. Das strömende Fluid wurde gleichzeitig mit HDA und LDA gemessen. Wie die Ergebnisse in Bild 4.1.c zeigen, kommt es im Geschwindigkeitsbereich von $v=20$ bis $v=40$ m/s zu einem relativen Fehler von bis ca. 6%. Bei einer Erweiterung tritt diese Erscheinung nicht so deutlich auf.

Im Eintrittsbereich, wo der tangential angebaute Rechteckkanal in das Wirbelrohr einmündet, gibt es zwar eine plötzliche Erweiterung, strömungstechnisch gesehen ist es aber eine Einschnürung. An dieser Stelle kann das einströmende Fluid sich nicht ausbreiten, weil es von der im Wirbelrohr zirkulierenden Luft zusammengepreßt wird. Dabei hat hier noch die Radialströmung in der Wirbelkammer Wirkung auf einströmende Luft.

Am Eintritt in die Wirbelkammer treten die Düsenwirkung und das Abbremsen der Partikel gleichzeitig auf und damit heben sich beide Wirkungen gegenseitig auf. Weil die erste Meßstelle etwa 140 mm höher liegt, als die oberste Kante des Eintrittskanals ist diese Erscheinung in dem starken Drallfeld bereits in der Meßebeane abgeklungen.

Eine andere Wirkung auf die Tracer-Partikel übt die Fliehkraft aus. Da die Dichte des Fluids bei etwa $\rho \approx 1000 \text{ kg/m}^3$ liegt, hat die Fliehkraft nicht so starke Auswirkung auf die Flugbahnen der Partikel, wie bei herkömmlichen staubförmigen Schüttgütern.

Bei einer Wirbelsenkenströmung kommt es auch vor, daß die Geschwindigkeitsschwankungen bei stabiler Strömung bei etwa 10% oder höher liegen. Unter diesen Bedingungen kann man kaum Aussagen über den Unterschied zwischen den Schwankungen und der Ungenauigkeit treffen. Aus diesem Grunde wurde eine Kontrolle des gesamten LDA-Systems im Hinblick auf die Meßgenauigkeit durchgeführt. In einer quasi eindimensionalen Strömung wurden Vergleichsmessungen mit dem Prandtl-Rohr und dem LDA vorgenommen. Das Bild 4.1.d zeigt den relativen Fehler des gesamten LDA-Systems und die durch die Tracer-Partikel verursachte Unsicherheit im Vergleich zum Prandtl-Rohr. Der Fehler ist wie erwartet größer bei kleineren Geschwindigkeiten, bleibt er aber in der Regel bei etwa 2%.

Dieser Fehler bezieht sich auf jede Messung und die 2% sind als allgemeine Unsicherheit des Laser-Doppler-Anemometers mit der oben genannten Konfiguration des Systems und der Tracer-Partikel anzusehen. Bei den Messungen wird diese Unsicherheit berücksichtigt.

4.2.2 Genauigkeit der Hitzdraht-Anemometrie

Das Hitzdraht-Anemometer wurde für Kontrollmessungen eingesetzt, um damit eine Bestätigung für die Größe der Geschwindigkeitskomponenten zu bekommen. Vor dem Einsatz wurde jede verwendete Sonde kalibriert, dadurch läßt sich die gemessene Spannung einfach in eine Geschwindigkeit umrechnen. Weil die verwendeten Sonden kalibriert wurden, tritt als Fehler nur die Unsicherheit der Einzelmessungen auf. Der relativer Fehler der Einzelmessungen ist in Bild 4.1.e dargestellt.

Wegen des Meßprinzips des HDA kann mit der Eindrahtsonde kein Unterschied zwischen negativer und positiver Geschwindigkeit festgestellt werden. Weiterhin ist es wichtig, die Sonde in entsprechender Richtung winkelrecht in die Strömung einzusetzen. Durch Voruntersuchungen wurde bestätigt, daß die Sonden sehr richtungsempfindlich sind, d.h. die gemessene Größe der Spannung hängt stark von dem Einfallswinkel der Strömung ab. Da im Wirbelrohr eine mehrdimensionale Strömung herrscht, ist eine optimale Ausrichtung der Sonden nicht immer gewährleistet. Aus diesem Grunde wurde die Abhängigkeit des Anström- und Drehwinkels der Sonden bestimmt. Die Winkelverhältnisse sind in Abb.4.2 dargestellt.

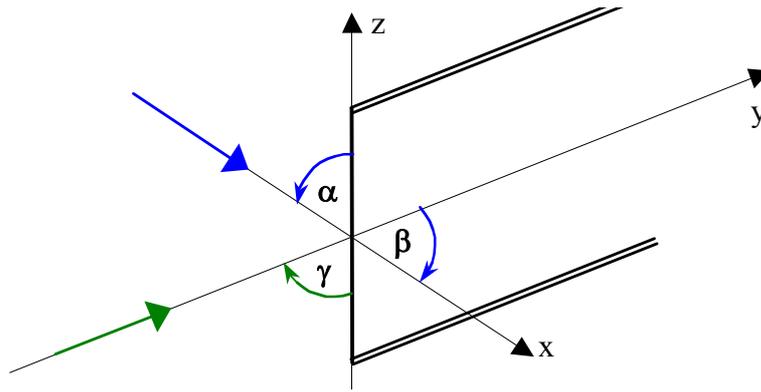


Abbildung 4.2: Darstellung des Anström- und Drehwinkels α , β , γ

Aus der Abbildung ist die Ausrichtung der Sonde mit den Winkeln α , β , γ zu den Koordinatenrichtungen x , y , z zu entnehmen. Es ist einleuchtend, daß bei der Anströmrichtung längs der x -Achse eine Winkeländerung in Richtung des Drehwinkels α verbunden mit einer scheinbaren Längenänderung des Sondendrahtes einhergeht, d.h. eine Änderung der Wärmeübertragungsverhältnisse.

Die Winkelabhängigkeit der Sonden ist in Bild 4.1.f dargestellt. Hier wird der Wert für die Winkel 0° als Ausgangspunkt und 90° als Endpunkt (siehe Abb.4.2.) angegeben.

Bei der Auswertung der Kontrollmessungen werden sowohl der relative Meßfehler der Einzelmessungen von unter 1% als auch die Winkelabhängigkeit der Sonden berücksichtigt.

4.2.3 Genauigkeit des Prandtl-Rohres

Das Prandtl-Rohr wird hier zur Durchsatzeinstellung eingesetzt. Der Volumenstrom \dot{V} wurde über das Austrittsgeschwindigkeitsprofil geeicht. Das Profil wurde mit LDA ausgemessen, und die zugehörigen Werte vom Prandtl-Rohr abgelesen. Dabei ist es wichtig den Fehler des Prandtl-Rohres und den Fehler des mit dem Rohr verbundenen Meßgerätes wirklich niedrig zu halten. Wegen des einfachen Aufbaus und Meßprinzips treten nur einige Unsicherheitsquellen auf. Der relative Fehler der Einzelmessungen mit Prandtl-Rohr ist in Bild 4.2.a dargestellt. Wie im Diagramm sichtbar ist, bleibt der Fehler unter 0,4%. Da das Rohr mit einem Druckmeßgerät der Firma Testo verbunden war, ist die Unsicherheit des Druckmeßgerätes schon in diesem Fehler enthalten. Aus dem Eichprotokoll des Druckmessers entnommene Fehlerwerte mit der Fehlerkurve des Mittelwertes der Einzelmessungen zeigt das Bild 4.2.b. Wie zu sehen, ist der Mittelwert der relativen Fehler der Einzelmessungen deutlich unter dem Fehler der Eichkurve des Testo Druckmeßgerätes. Hierbei wird ein allgemeiner Fehler von 0,7% angegeben.

Der Einsatz eines Prandtl-Rohres ist ohne Korrektur nur bei inkompressiblen Fluiden möglich. In diesem Fall wurde der Einsatz wegen des inkompressiblen Verhalten der Luft ermöglicht. Laut Schlichting [3] kann die Kompressibilität bei Strömungen von Gasen vernachlässigt werden, wenn die Machsche-Zahl $Ma = v/c$ näherungsweise kleiner ist als 0,3 ($Ma < 0,3$). Die Geschwindigkeit der Luftströmung erreicht im Kanal den Höchstwert von $v \approx 30$ m/s, damit die Mach-Zahl $Ma \approx 0,1$. In diesem Fall beträgt die relative Dichteänderung

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{1}{2} Ma^2 \approx 0,005.$$

5. Meßergebnisse

5.1 Auswertung der Meßergebnisse

5.1.1. Versuchsdurchführung

Wie schon in Kapitel 3.1.1 erwähnt, wird die Geschwindigkeit am Eintritt der Anlage bei den Versuchen immer auf den Bereich von $v_E = 15$ m/s bis $v_E = 25$ m/s eingestellt. Um eine bessere Datenrate im Zentrum des Wirbelrohres zu erreichen, wurden einige Messungen bei geringerer Geschwindigkeit $v_E = 10$ m/s durchgeführt (s. Kapitel 5.2.3). Die zugehörigen Daten sind in der Tabelle 3.1 zusammengefaßt. Den eingestellten Eintrittsgeschwindigkeiten entsprechen im Zuleitungsrohr Reynolds-Zahlen von $Re = 32700$ bis $Re = 81900$. Die Reynolds-Zahl der Wirbelkammer wurde nach folgender Gleichung berechnet:

$$Re = \frac{\bar{v}_a \cdot D_i}{\nu},$$

mit \bar{v}_a Mittelwert der Axialgeschwindigkeit
 D_i Innendurchmesser des Wirbelrohres.

Die Messungen wurden auf verschiedenen Ebenen von $H = 310$ bis $H = 790$ mm über den Durchmesser (jeweils von Rohrwand zu Rohrwand) durchgeführt. Mit dem LDA wurden die Axial- sowie die Umfangskomponenten gemessen. Die Radialkomponente konnte wegen der geometrischen Zugänglichkeit nicht ausgemessen werden. Die Ergebnisse werden mit Kontrollmessungen, durchgeführt mittels HDA, verglichen.

Als Tracerpartikel kamen aus einem Nebelfluid mit Hilfe des SAFEX Nebelgenerators hergestellte Partikel, deren Größe bei $x_{50} \approx 1,5 \mu\text{m}$ liegt, zum Einsatz (siehe Anhang A2).

5.1.2 Darstellung der Ergebnisse

Die ermittelten Meßergebnisse werden im Anhang zur jeweiligen Variante angegeben. Neben den Geschwindigkeitsverteilungen betrifft dies auch den Turbulenzgrad und die Standardabweichung (RMS-Wert). Aus der ermittelten Axialkomponente wurde die Volumenstromverteilung berechnet, die ebenfalls dargestellt wird. Zusätzlich werden Ergebnisse der numerischen Berechnung – für ausgewählte Varianten – vorgelegt. Das gemessene Geschwindigkeitsfeld in Umfangs- und Axialrichtung und der aus der Axialkomponente berechnete Volumenstrom sind als Überblick nebeneinander in den Bildern 5.1.1-5.1.9 im Anhang veranschaulicht.

Der Radiuswert $r = 0$ entspricht der geometrischen Achse. Negative Radiuswerte wurden für die linke Seite und positive Radiuswerte für die rechte Seite benutzt. Der Eintritt für alle Varianten befindet sich auf der rechten Seite.

5.1.3 Umfangsgeschwindigkeit

Bei der Variante 1 und 2 tritt eine Strömung ähnlich einem Starrkörperwirbel auf (s. Abb.5.1.1 und auch Kap. 5.3 und 5.4).

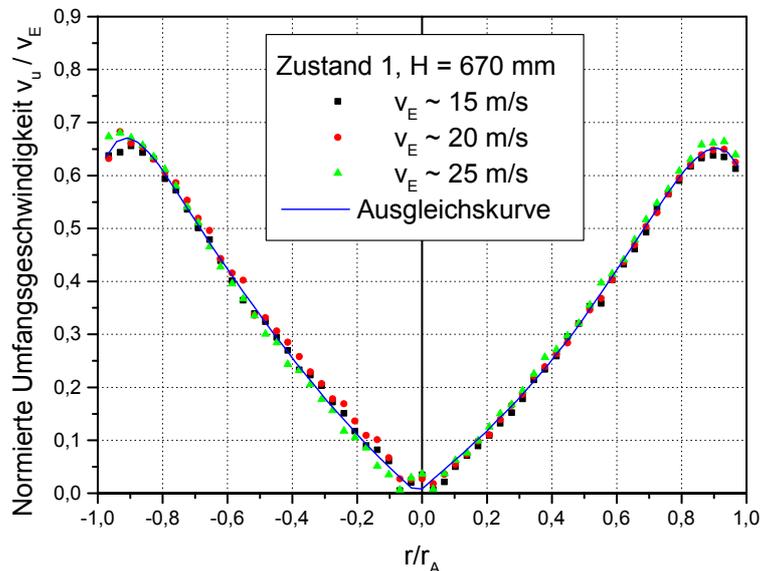


Abbildung 5.1.1: Verteilung der Umfangskomponente bei Variante 1 (Starrkörperwirbel)

Bei den Varianten 3-6 ist die Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung mit einer exponentiellen Funktion oder mit einer Potenzfunktion mit innerem Starrkörperwirbel beschreibbar. Im Kapitel 2.3.2 wurde bereits erwähnt, daß bei einem in einer Wirbelkammer auftretendem Hamel-Oseen-Wirbel die folgende Funktion gut anzuwenden ist:

$$v_{\varphi}(r, t) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right). \quad (5.1)$$

In vereinfachter Form lautet die Gl.(5.1):

$$v_u(r) = \frac{C_1}{r} \left(1 - e^{-C_2 r^2} \right). \quad (5.2)$$

Auf die eigenen Messungen bezogen, erschwert der fixierte Null-Punkt die Anwendbarkeit der Gl.(5.2). Es wurde festgestellt, daß sich die Rotationsachse nicht immer in der geometrischen Achse des Wirbelrohres befindet. Ein anderer Ansatz ist, das Geschwindigkeitsfeld in einen äußeren und einen inneren Bereich (Außen- und Kernbereich) aufzuteilen, und danach mit zwei unterschiedlichen Funktionen zu beschreiben. So trifft mit relativ guter Übereinstimmigkeit für den Außenbereich zu:

$$v_u \cdot r^n = C_1 \quad (5.3)$$

und für den Kernbereich :

$$\frac{v_u}{r} = \omega = const. \quad (5.4)$$

Den Vergleich einer Messung und die Anpassung mit exponentieller als auch Potenzfunktion zeigt die Abbildung 5.1.2. Es ist ersichtlich, daß der Außenbereich mit der Potenzfunktion und der Kernbereich mit der exponentiellen Funktion gut übereinstimmen. Für den Fall einer Verschiebung der Rotationsachse ist eine andere Funktion (z.B. Sinus-Kurve) zur Beschreibung des Verlaufs der Geschwindigkeit notwendig.

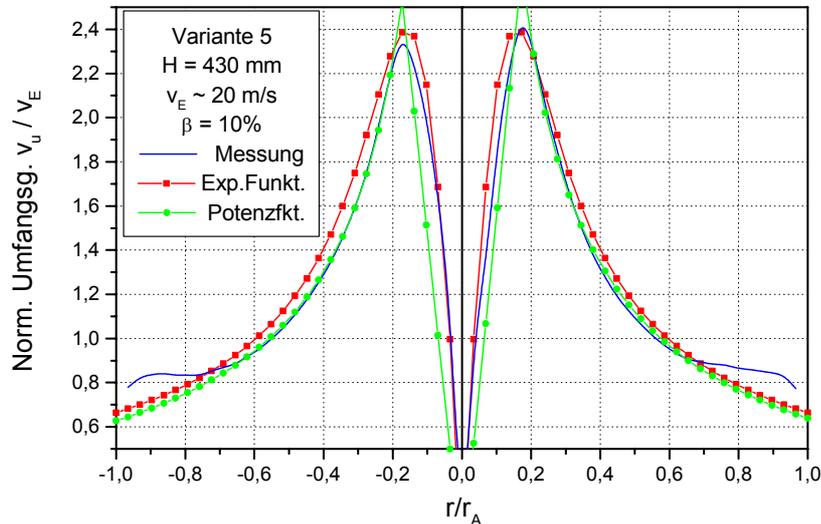


Abbildung 5.1.2: Umfangsgeschwindigkeitsverteilung /Vergleich Messung mit Ansätzen nach Gl.(5.2) bzw. Gl.(5.3) und Gl.(5.4)/

Da die gute Anwendbarkeit einer Potenzfunktion nach Gl.(5.3) bestätigt wurde, wurden aus den Meßergebnissen für die jeweiligen Kurven der Varianten 3-6 die Exponenten n ermittelt. In der Literatur – besonders bei der Zyklonströmung oft benutzt – liegen die Werte bei $n = 0,5..0,55(...0,7)$. Die aus den Messungen ermittelten Werte sind in der Tabelle 5.1.1 zusammengefaßt.

Die aus den Messungen ermittelten Werte liegen mit etwa $n = 0,6..0,9$ über den oft zitierten Werten. Nur bei den Varianten 4 und 6, wo das Tauchrohr die Ausbildung eines Wirbels über den gesamten Durchmesser verhindert, bleiben die Werte unter $n \leq 0,5$. Die ermittelten Werte nähern sich stärker der idealen Potentialströmung mit $n \equiv 1$. Wie schon in Kapitel 2.3.2 erläutert wurde, existiert eine völlig drehungsfreie Strömung in Wirklichkeit nicht. Zwischen den strömenden Schichten tritt immer die innere Reibung auf, die ein immanentes Moment induziert und die Strömung bremst. Die innere Reibung verursacht die Abbremsung des Dralls entlang des Wirbelrohres. Bei ausreichender Länge ($L \approx 100D$) geht z.B. eine Drallströmung in eine Rohrströmung (Starrkörperwirbel) über [82]. Der Abbau des Drallfeldes wird mit einem Ausgleich der Axialkomponente begleitet.

Variante 3			Variante 4			
Höhe	Linke Seite	Rechte Seite	Höhe	Linke Seite	Rechte Seite	
310	0,6832	0,7809	310	0,3029	0,3170	
430	0,7312	0,8284	430	0,5288	0,4658	
550	0,5628	0,6639	550	0,6352	0,7394	
670	0,6504	0,6321	670	0,7029	0,8238	
790	0,6954	0,7390	790	0,7484	0,9015	
Höhe	Variante 5 - Linke Seite			Variante 5 - Rechte Seite		
	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$
310	0,8254	0,8249	0,8070	0,8317	0,8049	0,8249
430	0,8171	0,7939	0,7895	0,8221	0,8099	0,8445
550	0,7455	0,7390	0,7405	0,8738	0,8695	0,8893
670	0,7325	0,7024	0,7139	0,8999	0,9268	0,8990
790	0,7439	0,7171	0,7351	0,9092	0,9250	0,8956
Höhe	Variante 6 - Linke Seite			Variante 6 - Rechte Seite		
	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$
310	0,5850	0,4332	0,2657	0,6846	0,3405	0,3636
430	0,5527	0,5110	0,4408	0,6176	0,4676	0,4193
550	0,7423	0,6965	0,6959	0,7147	0,7932	0,7959
670	0,7851	0,6743	0,6813	0,8123	0,8656	0,8435
790	0,8266	0,7802	0,7419	0,8379	0,8891	0,8816

Tabelle 5.1.1: Berechnete Werte für den Exponent n ($v_u \cdot r^n = const$)

Für eine solche Entwicklung kann Gl.(5.1) herangezogen werden (Darstellung s. Abb. 2.4).

$$v_\varphi(r, t) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right). \quad (5.5)$$

Bei dem zeitlichen Verhalten wird vorausgesetzt, daß die Strömung keine weiteren Impulse von außen erhält. Dementsprechend klingt ein solcher Wirbel schon nach wenigen Sekunden ab und verliert seinen ausgeprägten Verlauf. Auf einer Ebene bleibt der ausgebildete Wirbel stabil, weil quasi stationäre Strömungsverhältnisse vorliegen. Da die Meßebenen sich auf unterschiedlichen Entfernungen vom Eintritt befinden, braucht der Wirbel Zeit, diese Entfernung zu überwinden. Diese Zeit ist abhängig von der Axialgeschwindigkeit, im Extremfall $v_a \rightarrow 0$ und $t \rightarrow \infty$.

Die Verweilzeit eines Luftmoleküls zeigt die Tabelle 5.1.2. Hier ist zu sehen, daß die Luft nur $t \approx 1..2$ sec Zeit im Wirbelrohr verbringt, damit die Hälfte dieser Zeit zwischen erster und letzter Meßebene. In der Abbildung 2.2 ist festzustellen, daß diese Zeit eine geringe Auswirkung auf die Verteilung des Dralls hat. Nach der Theorie wird ein Wirbel in einem solchen Zeitraum sichtlich abgebremst. Hier ist die geringere Axialgeschwindigkeit durch die stabile, geschlossene Wirbelausbildung zu erklären.

Die Betrachtung der inneren Reibung und der Zusammenhang zwischen Schubspannung und Reibungsmoment kann eine weitgehende Aufklärung über die hier auftretenden Erscheinungen erbringen.

5.1.4 Reynolds-Zahl und Grenzschichtabschätzung

Hinsichtlich der Reynolds-Zahl wird für eine Rohrströmung allgemein angenommen:

$$\text{Re} = \frac{\bar{v}_a \cdot D_i}{\nu} \quad (5.6)$$

Dabei ist \bar{v}_a der Mittelwert der Axialgeschwindigkeit. In vorliegendem Fall ist die Axialkomponente wesentlich kleiner als die Umfangskomponente, weshalb es geboten scheint, die Umfangskomponente, oder die aus den beiden Komponenten gebildete Gesamtgeschwindigkeit heranzuziehen. Zu definieren wäre dann:

$$\text{Re}_x = \frac{U \cdot L}{\nu} \quad (5.7)$$

mit $U = \sqrt{v_u^2 + v_a^2}$ als Geschwindigkeit und L als Lauflänge. Im Fall des Wirbelrohres wurden die Geschwindigkeitswerte beim Radius $r/r_A \approx 0,9$ und mit der Eintrittsgeschwindigkeit von $v_E = 10$ m/s angenommen. Da die Vektorsumme sich auf jeder Ebene ändert, wurde diese Änderung bei der Berechnung berücksichtigt. Die Lauflänge, über die die Luft mit der berechneten Geschwindigkeit strömt, konnte dann mit Kenntnis der Länge des Wirbelrohres ($L = 980$ mm) bestimmt werden. Mit der Länge und der Geschwindigkeit kann quasi die Verweilzeit der Luft in der Wirbelkammer abgeschätzt werden.

Da die Messungen im wandnahen Bereich nicht durchgeführt werden konnten (der erste Meßpunkt befindet sich 5 mm von der Wand entfernt), wurde die Grenzschicht mit Hilfe der bekannten Gleichungen der Plattengrenzschicht simuliert. Hierbei wird die laminare Grenzschicht wegen ihrer geringen Erstreckung vernachlässigt.

Für die Abschätzung der Grenzschicht bei einer Plattenanströmung gilt nach Prandtl [80]:

$$\frac{\delta}{L} \sim 0,37 \cdot (\text{Re}_x)^{-\frac{1}{5}} \quad (5.8)$$

Daraus ergibt sich die Grenzschichtdicke δ zu:

$$\delta \approx 0,37 \cdot L \cdot \sqrt[5]{\frac{\nu}{U \cdot L}} \quad (5.9)$$

Die mit der Gl.(5.9) ermittelten Werte liegen in einem undenkbareren Bereich ($\delta \approx 60..220$ mm). Bei laminarer Strömung liegt die Grenzschichtdicke δ näherungsweise $\delta \sim L^{1/2}$, im turbulenten Fall $\delta \sim L^{4/5}$. Da $L^{4/5} > L^{1/2}$ heißt dies, daß die turbulente Grenzschicht rascher wächst als die laminare. Darum ergeben sich bei größerer Lauflänge solch bedenkliche Größen [81]. Dabei kann hier die Anlauflänge s für die Abschätzung mit dem Zusammenhang $s = r \cdot \pi$ genutzt werden:

$$\delta \approx 0,37 \cdot s \cdot \sqrt[5]{\frac{\nu}{U \cdot s}} \quad (5.10)$$

Diese Anlauflänge beträgt $s \approx 450$ mm. Die Annahme basiert auf der Vorstellung, daß die Wirbelausbildung unmittelbar nach dem Eintritt zustande kommt und danach nur ein axialer Wirbeltransport stattfindet (s. Kap. 5.1.6). Die mit der Gl.(5.10) ermittelten Ergebnisse werden in der Tabelle 5.1.2 dargestellt.

Mittels der Reynolds-Zahl Re_x ergibt sich für die örtliche Schubspannung:

$$\tau_w = 0,0288 \frac{\rho \cdot U^2}{\sqrt[5]{\text{Re}_x}} \quad (5.11)$$

Die entsprechenden Werte für τ_w sind ebenfalls in Tabelle 5.1.2 zusammengefaßt. Die gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen für die turbulente Grenzschicht ist in Abbildung 5.1.3 dargestellt.

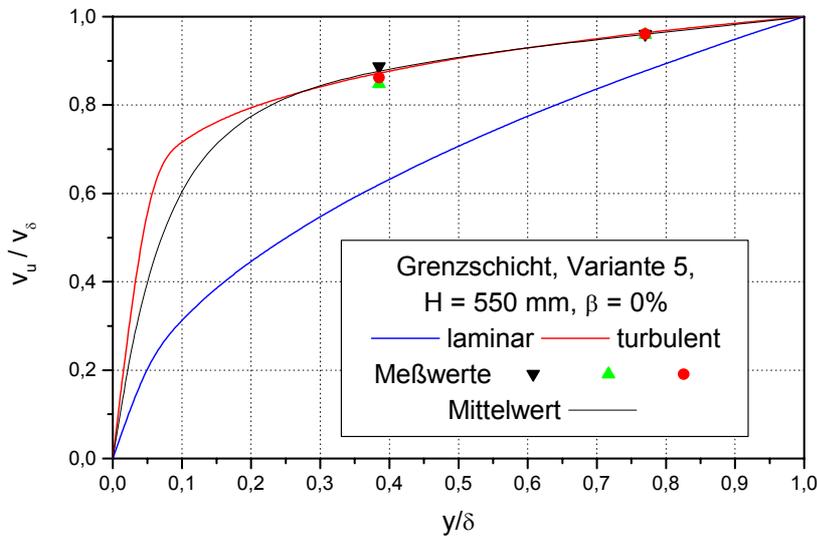


Abbildung 5.1.3: Grenzschicht bei der Drallströmung

Größen	Variante 1		Variante 2	Variante 3	Variante 4	
	Zustand 1	Zustand 2				
Länge L [m]	2,804	4,488	5,348	11,357	9,697	
Gesch. U [m/s]	8,148	8,449	7,273	8,345	8,846	
Zeit t [s]	0,34	0,53	0,74	1,361	1,096	
Re _x	1,466 · 10 ⁶	2,434 · 10 ⁶	2,497 · 10 ⁶	6,083 · 10 ⁶	5,506 · 10 ⁶	
τ_w [N/m ²]	0,1347	0,1308	0,0965	0,1063	0,1218	
Dicke δ [mm]	12,97	12,88	13,27	12,91	12,76	
Größen	Variante 5			Variante 6		
	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$
Länge L [m]	6,342	8,960	6,059	12,801	8,984	7,803
Gesch. U [m/s]	8,209	8,317	8,314	6,185	8,640	8,589
Zeit t [s]	0,77	1,08	0,73	2,07	1,04	0,91
Re _x	3,342 · 10 ⁶	4,783 · 10 ⁶	3,233 · 10 ⁶	5,082 · 10 ⁶	4,982 · 10 ⁶	4,302 · 10 ⁶
τ_w [N/m ²]	0,1159	0,1108	0,1197	0,0605	0,1186	0,1207
Dicke δ [mm]	12,95	12,92	12,92	13,71	12,82	12,84

Tabelle 5.1.2: Gerechnete Werte zur Grenzschichtabschätzung

Die mit der Gl.(5.10) gerechnete Dicke der Grenzschicht beträgt $\delta \approx 13$ mm. Hierzu liegen zum Vergleich zwei Meßwerte vor, die gut zum turbulenten Ansatz passen. Es bleibt die Frage, ob diese wandnahe Geschwindigkeitsverteilung das Profil der Eintrittsgeschwindigkeit oder die Grenzschichtströmung widerspiegelt. Bei der Variante 3 und 5 ist gut zu sehen, daß das am Anfang stark durch die Eintrittsgeschwindigkeit geprägte Strömungsprofil ausgeglichen wird und auf den letzten Ebenen keinen Einfluß mehr hat (s. Bild 5.1.2).

Von Interesse, im Zusammenhang auch mit der Lauflänge, ist die Aufenthaltsdauer der Luft. Darauf wird noch später eingegangen. Wie aus der Tabelle 5.1.3 ersichtlich, hat bei einem

offenen Austritt die Luft weniger Zeit in der Wirbelkammer als bei einer gedrosselten Variante. Bei der Variante 1 wird der Unterschied zwischen beiden Strömungszuständen bemerkbar, die Länge und damit die Aufenthaltsdauer wird in etwa das eineinhalbfache. Bei der Variante 6 ist zu erwähnen, daß bei der Einstellung $\beta = 0\%$ sich die Länge wegen kleinerer Axialgeschwindigkeit vergrößert, was sich auch auf die Verweilzeit auswirkt.

5.1.5 Druckverlust der Versuchsobjekte

Vor dem Eintritt in das Wirbelrohr wurde eine Druckmeßstelle im Rechteckkanal angebracht (s. Abb. 3.1). Der gemessene Druck gegen Atmosphärendruck gibt den Druckverlust des Versuchsobjektes an. Die Werte des Druckverlustes der einzelnen Varianten enthält die Tabelle 5.1.3.

Die Höhe des Druckverlustes läßt einen Schluß auf die unterschiedlichen Strömungsverhältnisse zu.

Bei der Variante 1 ist festzustellen, daß bei Einstellung des Strömungszustandes 2 mit einem höheren Druckverlust zu rechnen ist. Für den Unterschied zwischen Variante 3 und Variante 4 kann die unterschiedliche Gestaltung als Ursache genannt werden.

Der Unterschied in der Geometrie von Variante 5 und 6 wird durch den Druckverlust nicht so eindeutig widerspiegelt. Bei einer gedrosselten Kammer ($\beta = 0\%$) hat die Variante 5 einen größeren Druckverlust, hier wirkt sich das eingebaute Tauchrohr der Variante 6 stabilisierend auf die Strömung aus. Bei einer Öffnung am Kegel ($\beta = 10\%$) ist der Druckverlust der Variante 6 größer, eine größere Öffnung ($\beta = 20\%$) sichert einen deutlich geringere Druckverlust.

Eintrittsgesch. v_E [m/s]	Variante 1		Variante 2	Variante 3	Variante 4	
	Zustand 1	Zustand 2				
10	34	39	34	481	481	
15	80	91	80	1089	1128	
20	143	166	147	2031	2129	
25	229	261	231	3218	3384	
Eintrittsgesch. v_E [m/s]	Variante 5			Variante 6		
	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$
10	491	441	422	481	422	402
15	1148	991	961	1128	991	893
20	2188	1815	1756	2129	1834	1628
25	3453	2796	2727	3355	2825	2394

Tabelle 5.1.3: Druckverluste der Versuchsobjekte [Pa]
(β = Volumenstromaufteilung bei Objekt 5 und 6)

5.1.6 Schubspannung und Reibungsmoment

5.1.6.1 Schubspannung

Für viele Strömungsvorgänge erscheint die Annahme berechtigt, von Reibungseinflüssen überhaupt abzusehen. Die Erfahrung hat gelehrt, daß sich aufgrund einer solchen Hypothese der Gleichgewichtszustand, sowie gewisse Bewegungsvorgänge in guter Übereinstimmung mit der Wirklichkeit beschreiben lassen. In solchen Fällen spricht man von reibungslosen Strömungen. Weiterhin ist aus der Erfahrung bekannt, daß zur Bewegung eines Körpers relativ zum Fluid oder umgekehrt eines Fluids relativ zum Körper eine Kraft aufgewendet werden muß, um den dabei auftretenden Widerstand (Reibungskraft) zu überwinden. In diesen Fällen handelt es sich um reibungsbehaftete Strömungen [83].

Für die sogenannten Newtonsche Fluide definiert Newton die Schubspannung τ als:

$$\tau = \frac{\text{Schubkraft}}{\text{Berührungsfläche}} = \eta \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{\Delta u}{\Delta y} = \eta \frac{\partial u}{\partial y} \quad \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right]. \quad (5.12)$$

Für den Fall einer Drallströmung, wo zweckmäßig das zylindrische Koordinatensystem angewendet wird, gilt für die laminare Strömung:

$$\tau_{r\varphi} = \eta \cdot r \frac{d\omega}{dr}. \quad (5.13)$$

Bei dem Fall eines Geschwindigkeitsfeldes, angenommen entsprechend einem Potentialwirbel, wo $r \cdot v_u = \text{const}$ und $v_u = r\omega$ gilt, ist das Glied

$$r \frac{d\omega}{dr} = -2 \cdot C_1 \frac{1}{r^2} \quad (5.14)$$

und damit wäre die Schubspannung:

$$\tau_{r\varphi} = -2 \cdot \eta \cdot C_1 \frac{1}{r^2}. \quad (5.15)$$

Bei der turbulenten Strömung verstärkt sich die reibungsbedingte Abbremsung. Nach dem zur Orientierung heranziehbaren Prandtl'schen Mischungswegansatz erhält man:

$$\tau_{r\varphi} = \rho \cdot l^2 \left(r \frac{d\omega}{dr} \right)^2. \quad (5.16)$$

Um zu beachten, daß die Schubspannung das gleiche Vorzeichen wie $\partial u / \partial y$ hat, wird die Mischungsweggleichung allgemein wie folgt geschrieben:

$$\tau_{r\varphi} = \rho \cdot l^2 \cdot r \left| \frac{d\omega}{dr} \right| \cdot r \frac{d\omega}{dr}. \quad (5.17)$$

Bei einem Potentialwirbel wäre dann die turbulente Schubspannung mit der Gl.(5.14):

$$\tau_{r\varphi} = -4 \cdot \rho \cdot l^2 \frac{C_1^2}{r^4}. \quad (5.18)$$

Bei einer Drallströmung, wo die Geschwindigkeit im Kern die Eigenschaften eines Starrkörperwirbels aufweist, ergibt sich demgegenüber für diesen Kernbereich mit $\omega = \text{const}$ $\tau_{r\varphi} = 0$.

Bei Annäherung des realen Geschwindigkeitsfeldes mit Gl.(5.1) für die Umfangskomponente nach (s. Kap. 5.1.3):

$$v_{\varphi}(r, t) = \frac{\Gamma_0}{2\pi r} \left(1 - e^{-\frac{r^2}{4\nu t}} \right) \quad (5.19)$$

womit der Ansatz für die Umfangsgeschwindigkeit in vereinfachter Form angenommen werden soll nach:

$$v_u(r) = \frac{C_1}{r} \left(1 - e^{-C_2 r^2} \right). \quad (5.20)$$

Aus dieser Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich der Gradient:

$$r \frac{d\omega}{dr} = -\frac{2 \cdot C_1}{r^2} \left[1 - (1 + C_2 r^2) \cdot e^{-C_2 r^2} \right] \quad (5.21)$$

und die Schubspannung für laminare Verhältnisse zu:

$$\tau_{\text{lam}} = -\eta \frac{2 \cdot C_1}{r^2} \left[1 - (1 + C_2 r^2) \cdot e^{-C_2 r^2} \right]. \quad (5.22)$$

Für die turbulente Strömung gilt:

$$\tau_{\text{turb}} = -\rho \cdot l^2 \cdot \left[\frac{2 \cdot C_1}{r^2} \left[1 - (1 + C_2 r^2) \cdot e^{-C_2 r^2} \right] \right]^2. \quad (5.23)$$

Bei dieser Beschreibung der Umfangskomponente kam es beim Vergleich mit den Meßergebnissen zu Schwierigkeiten. Die Gleichung (5.19) berücksichtigt nicht die teilweise Verschiebung der Rotationsachse, somit kann sie nur dort verwendet werden, wo das Geschwindigkeitsfeld symmetrisch ist.

Die Meßergebnisse zeigen, daß sich nach der Umfangsgeschwindigkeit zwei Bereiche angeben lassen. Im Außenbereich ist die Strömung in tangentialer Richtung mit einer Potenzfunktion beschreibbar. Im Kernbereich ist die Strömung ähnlich einem Starrkörperwirbel, d.h. $\omega = \text{const}$. Die Messungen treffen die bekannten Aussagen zur Wirbelausbildung, wie z.B. bei der Zyklonströmung mit

$$r^n \cdot v_u = \text{const} \quad (5.24)$$

wobei $n = 0,5 \dots 0,7$. Bei den eigenen Messungen wurden höheren Werte für die Potenz n ermittelt (s. Tabelle 5.1.1). In diesem Fall ist für den Außenbereich der Gradient:

$$r \frac{d\omega}{dr} = -C_1 \cdot (n+1) \frac{1}{r^{n+1}} \quad (5.25)$$

und somit ergäbe sich für die laminare Schubspannung τ_{lam} :

$$\tau_{\text{lam}} = -\eta \cdot C_1 \cdot (n+1) \frac{1}{r^{n+1}}. \quad (5.26)$$

Die turbulente Schubspannung τ_{turb} nach der Gl.(5.17) und mit Hilfe der Gl.(5.25) lautet:

$$\tau_{\text{turb}} = -\rho \cdot l^2 \left(C_1 \cdot (n+1) \frac{1}{r^{n+1}} \right)^2. \quad (5.27)$$

Im Kernbereich, wo die Strömung zum Starrkörperwirbel ähnlich ist, würde mit:

$$\frac{v_u}{r} = \omega = \text{const}, \quad (5.28)$$

gelten:

$$r \frac{d\omega}{dr} \equiv 0. \quad (5.29)$$

Für den realen Fall bietet sich die Möglichkeit an, die Geschwindigkeitsverteilung nach den Meßergebnissen heranzuziehen, und damit die laminare $\tau_{\text{lam,K}}$ und die turbulente $\tau_{\text{turb,K}}$ Schubspannung zu ermitteln. Es gilt dann für die Schubspannung:

$$\tau_{\text{lam,K}} = \eta \cdot r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right) \quad (5.30)$$

und

$$\tau_{\text{turb,K}} = \rho \cdot l^2 \cdot r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right) \cdot r \left| \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right) \right|. \quad (5.31)$$

Nach den erläuterten Gleichungen läßt sich die wirkende Schubspannung aus der ermittelten Geschwindigkeitsverteilung ausrechnen. Wie in Abbildung 5.1.4 dargestellt ist, müßte bei einem Potentialwirbel die Schubspannung sowohl im laminaren als auch im turbulenten Fall bis zur Rotationsachse hin ansteigen (nach Gl.(5.15) und Gl.(5.18)). Die turbulente Schubspannung wurde hier mit der Annahme eines konstanten Mischungsweges l , berechnet.

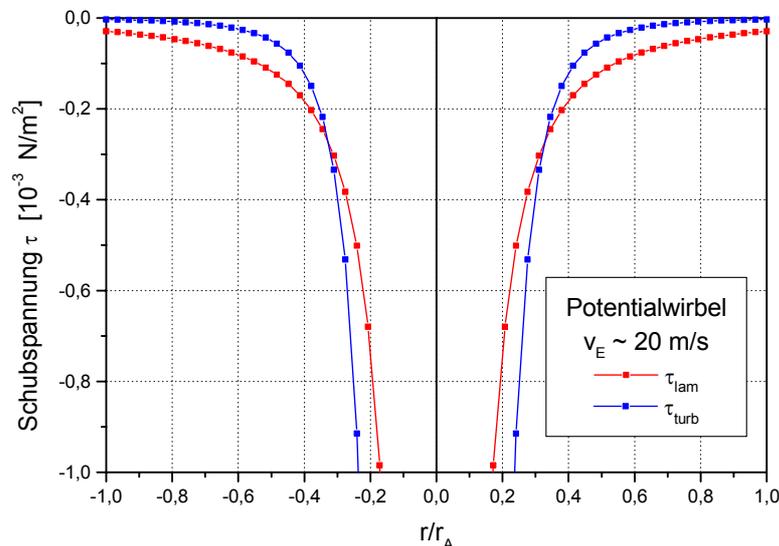


Abbildung 5.1.4: Schubspannungsverteilung bei Annahme eines Potentialwirbels

Demgegenüber fällt die Schubspannung im realen Fall in der Nähe der Rotationsachse auf $\tau = 0$ ab. Die Abbildung 5.1.5 zeigt die Werte nach Gl.(5.22) und Gl.(5.23). Dabei wurde die Geschwindigkeitsverteilung mit der Gl.(5.20) beschrieben.

Bei Gl.(5.23) wurde für den Prandtl'schen Mischungsweg l der konstante Wert von $l = 3$ mm angenommen. Unter Heranziehung gemessener Geschwindigkeitsverteilungen folgt für die Berechnung der Schubspannung nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31) ein Verlauf gemäß Abb. 5.1.6.

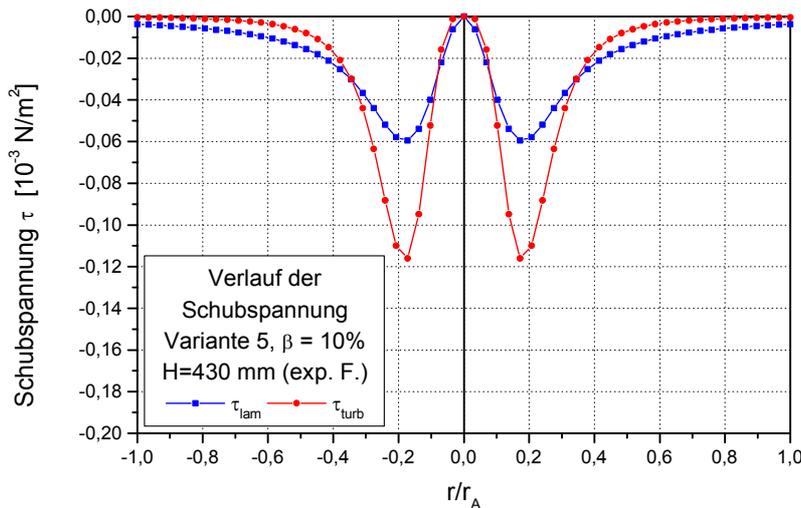


Abbildung 5.1.5: Schubspannungsverteilung bei einer realen Drallströmung (Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20); $C_1=0.65$, $C_2=45$)

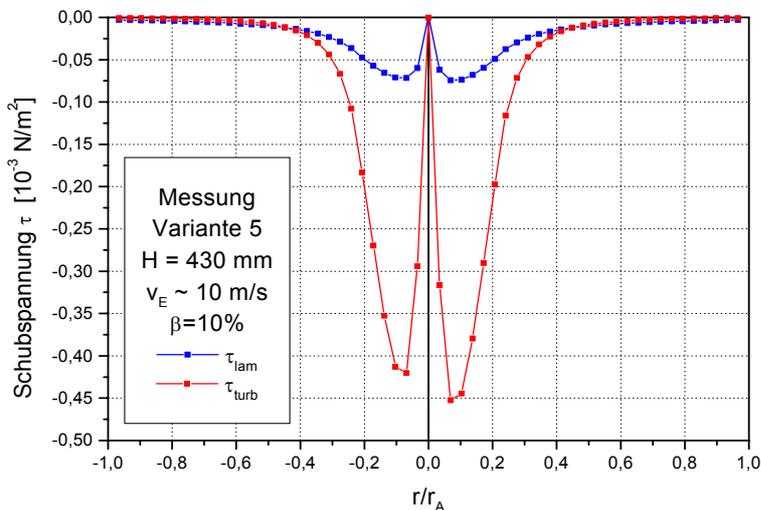


Abbildung 5.1.6: Schubspannungsverteilung nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31) (berechnet nach Meßwerten der Geschwindigkeitsverteilung)

Eine weitere Näherung der Berechnung der Schubspannungsverteilung bietet die Beachtung der Abhängigkeit des Prandtl'schen Mischungsweges l vom Radius. Bisher wurde angenommen, daß der Mischungsweg l über dem Radius konstant bleibt $l \neq f(r)$. Bei der ausgebildeten Rohrströmungen ist bekannt, daß der Mischungsweg eine Funktion des Radius ist, $l = f(r)$. Der Wert an der Wand ist gleich Null $l(r = r_A) = 0$. Im wandnahen Bereich benutzt man oft den empirischen Ansatz:

$$l = 0,4 \cdot y, \quad (5.32)$$

wo y der Wandabstand ist. Bei der Wirbelströmung mit zentralem Starrkörperwirbel ist anzunehmen, daß für $r \rightarrow 0$ auch $l \rightarrow 0$ geht. Vereinfachend sei vorerst eine lineare Verteilung für den Mischungsweg genommen:

$$l = C_1 \cdot r. \quad (5.33)$$

Der Verlauf der mit einer derartigen Annahme $l=f(r)$ berechneten turbulenten Schubspannungsverteilung ähnelt mehr der Abhängigkeit bei laminarer Betrachtung. Die Abbildung 5.1.7 zeigt die gute Übereinstimmung unter Heranziehung einer Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20). Die Annahme der linearen Abhängigkeit des Mischungsweges vom Radius führt zum ähnlichen Kurvenverlauf bei der Berechnung der Schubspannung aus der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31) (s. Abb. 5.1.8).

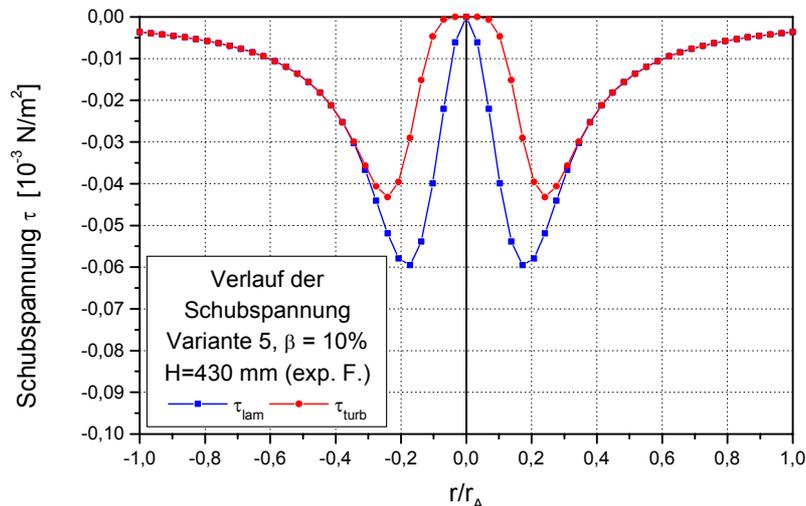
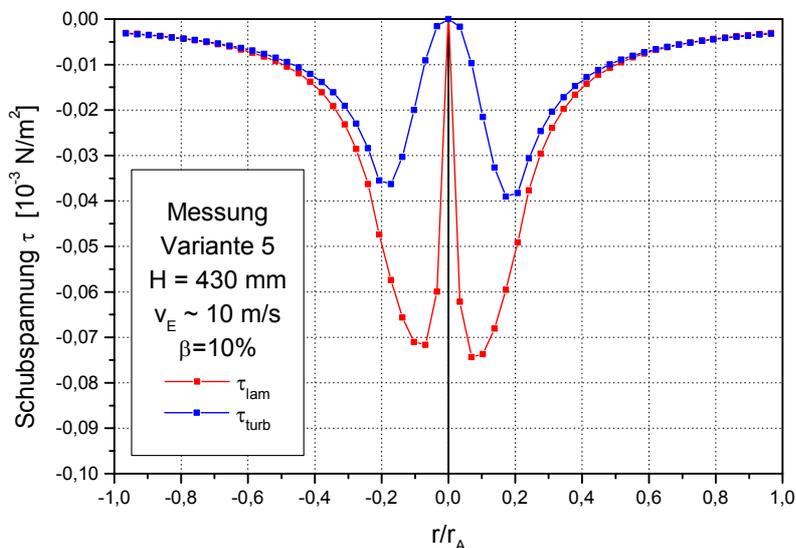


Abbildung 5.1.7: Schubspannungsverteilung bei realer Drallströmung mit $l = C_1 \cdot r$



(Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20))

Abbildung 5.1.8: Schubspannungsverteilung nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31) mit $l = C_1 \cdot r$ (berechnet nach Meßwerten der Geschwindigkeitsverteilung)

Eine andere Annäherung zur Berechnung der turbulenten Schubspannung kann die Verwendung der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten ergeben. Demnach ist die turbulente Schubspannung

$$\tau_{\text{turb}} = -\rho \overline{v'_u \cdot v'_r} \quad (5.34)$$

Setzt man die Gl.(5.34) mit der Prandtl'schen Mischungsweg-Beziehung Gl.(5.31) gleich, erhält man

$$\overline{v'_u \cdot v'_r} = l^2 \cdot \left(r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right) \right)^2 \quad (5.35)$$

und daraus den Mischungsweg l_M zu:

$$l_M = \frac{\sqrt{\overline{v'_u \cdot v'_r}}}{r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right)}. \quad (5.36)$$

Bei der Untersuchungen wurde die radiale Komponente und damit die Schwankungsgeschwindigkeit in radialer Richtung nicht ermittelt. Aber statt die Schwankungsgeschwindigkeit in radialer Richtung v'_r kann die axiale Schwankungsgeschwindigkeit v'_a angenommen werden. Eine solche Annahme kann nur angewandt werden, wenn die Turbulenz isotrop ist. Dafür wurde der Korrelationskoeffizient ermittelt

$$r' = \frac{\overline{v'_1 v'_2}}{\sqrt{\overline{v'^2_1}} \sqrt{\overline{v'^2_2}}}. \quad (5.37)$$

Bei Variante 5 ($\beta = 10\%$) liegen dessen Werte zwischen $0,866 < r' < 0,975$, für den Fall, daß die Annahme der isotropen Turbulenz möglich ist. Mit dieser Betrachtung würde sich für den Mischungsweg ein etwa parabelförmigen Verlauf ergeben (s. Abb. 5.1.9).

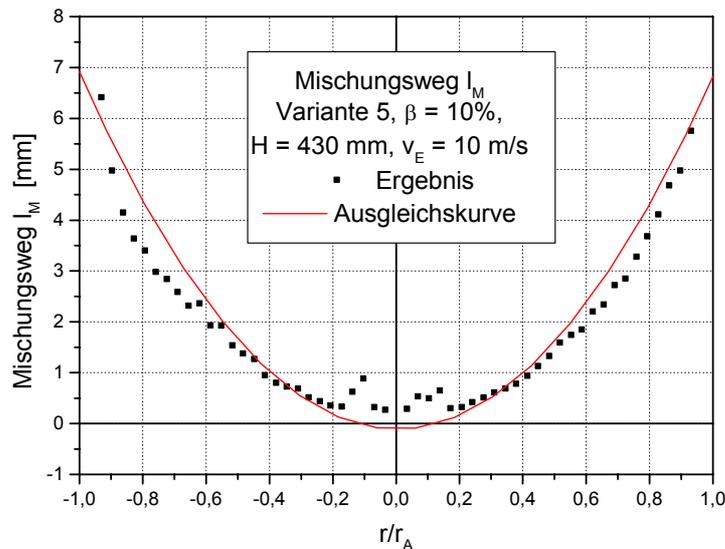


Abbildung 5.1.9: Mischungsweg l_M entlang des Radius nach Gl.(5.36)

Mit einer solchen Annahme bekommt man für die Verteilung des Mischungsweges $l_M = C_1 \cdot r^2$. Die Abbildungen 5.1.10 und 5.1.11 zeigen die Schubspannungsverteilung mit der Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20) und mit der aus der ermittelten Geschwindigkeitsverteilung berechneten Werten nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31).

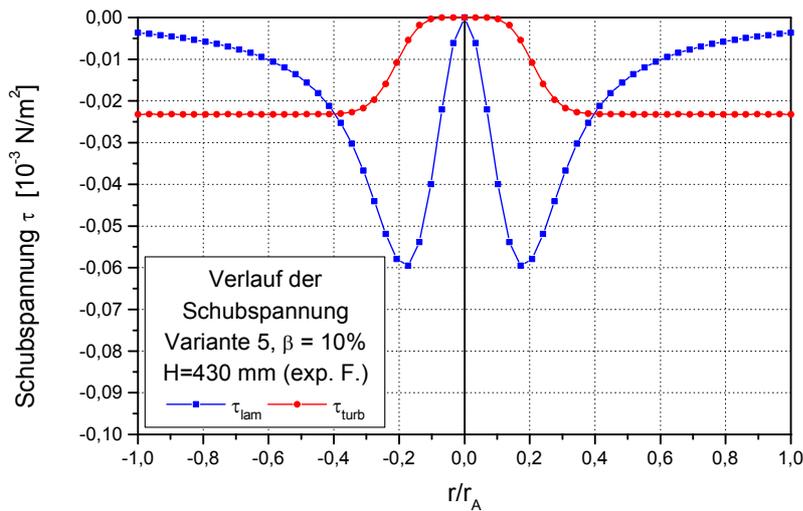


Abbildung 5.1.10: Schubspannungsverteilung mit $l_M = C_1 \cdot r^2$, Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20)

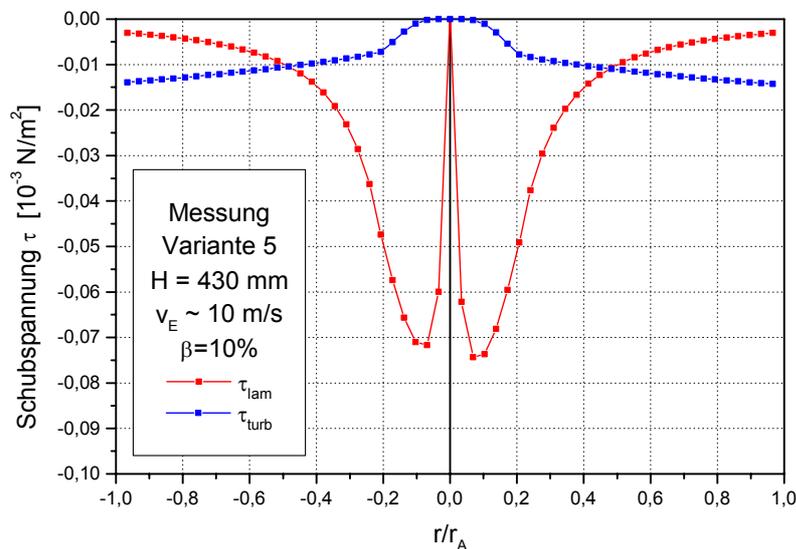


Abbildung 5.1.11: Schubspannungsverteilung nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31) mit $l_M = C_1 \cdot r^2$ (berechnet nach Meßwerten der Geschwindigkeitsverteilung)

Zum Vergleich werden anschließend die turbulenten Schubspannungen mit verschiedenen Mischungsweg-Annahmen dargestellt. So zeigt die Abbildung 5.1.12 die Schubspannungsverteilung mit der Geschwindigkeitsverteilung gemäß Gl.(5.20). In Abbildung 5.1.13 wird die aus den Meßwerten der Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.30) und Gl.(5.31) berechnete Schubspannung ebenfalls mit $l = const$, $l = C_1 \cdot r$ und $l_M = C_1 \cdot r^2$ dargestellt.

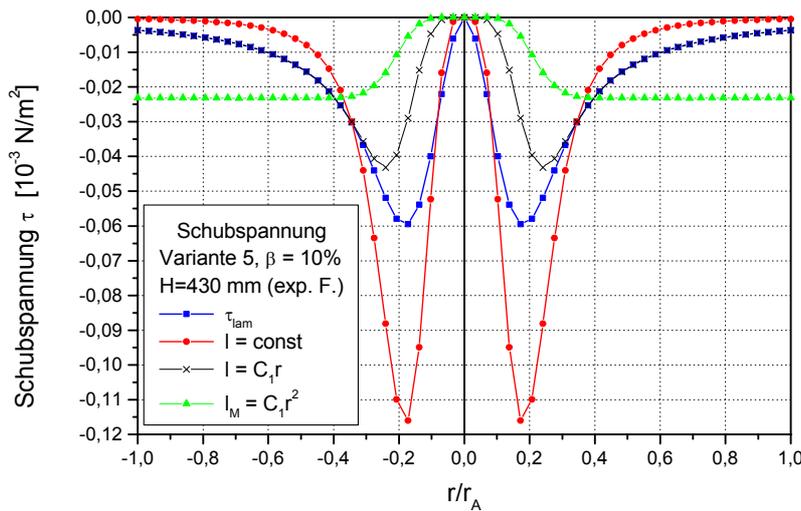


Abbildung 5.1.12: Schubspannungsverteilung mit verschiedenen Mischungswegansätzen (Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20))

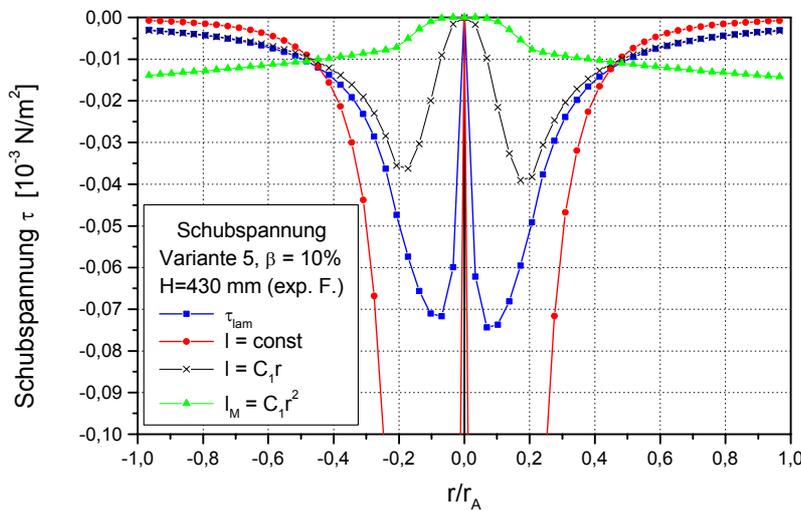


Abbildung 5.1.13: Schubspannungsverteilung mit verschiedenen Mischungswegansätzen (berechnet nach Meßwerten der Geschwindigkeitsverteilung)

Wie es erläutert wurde, ermöglicht die Anwendung der Gl.(5.20) keine gute Beschreibung der Umfangskomponente. Deshalb soll die reale Verteilung zur Berechnung herangezogen werden. Bei dem Mischungswegansatz wurden viele Voraussetzungen getroffen, die nicht immer erfüllt werden können z.B. Annahme isotroper Turbulenz. Da die Allgemeingültigkeit der Anwendung eingeschränkt ist, wird zur Berechnung der Schubspannung bei den Varianten 3-6 für den Mischungsweg der Ansatz $l = C_1 \cdot r$ benutzt.

5.1.6.2 Reibungsmoment

Einen guten Einblick in die Bewegungsverhältnisse vermittelt die Betrachtung des Momentengleichgewichtes. Das Moment gemäß der räumlichen Änderung der zeitlichen Dralländerung muß gleich dem am Massenelement angreifenden Reibungsmoment sein:

$$\Delta \dot{D} = M_\eta \quad [\text{Nm}] \quad (5.38)$$

wobei:

$$\dot{D} = \dot{I}_u \cdot r = \dot{m} \cdot v_u \cdot r \quad (5.39)$$

also gilt:

$$\frac{d\dot{D}}{dr} = \frac{d(\dot{m} \cdot v_u \cdot r)}{dr} \quad (5.40)$$

Für das Reibungsmoment M_η folgt mit $A = 2\pi r h$:

$$M_\eta = \tau \cdot A \cdot r \quad (5.41)$$

Bei einer Potentialwirbelsenke ist $\dot{m} = \text{const}$ und $v_u \cdot r = \text{const}$, somit ist die Dralländerung gleich Null:

$$\frac{d\dot{D}}{dr} = 0 \quad (5.42)$$

Andererseits wäre jedoch die Schubspannung im Fall der Annahme eines Potentialwirbels z.B. bei laminaren Verhältnissen nach Gl.(5.15)

$$\tau = K_1 \frac{1}{r^2} \quad (5.43)$$

und damit das Reibungsmoment:

$$M_\eta = C_1 \cdot \tau \cdot r^2 = K \cdot \frac{1}{r^2} r^2 = \text{const} \quad (5.44)$$

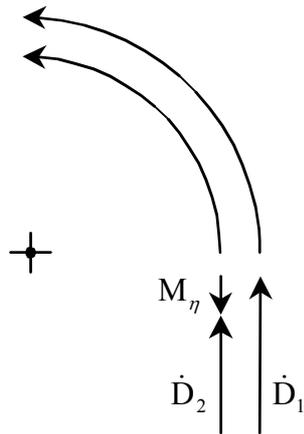
Dies bedeutet, daß bei einem Potentialwirbel entlang des Radius ein konstantes Reibungsmoment auftreten würde. Im Falle der Annahme turbulenter Verhältnisse würde sich das Reibungsmoment gemäß der Gl.(5.18) mit umgekehrter Proportionalität zum Radius, mit $1/r^2$, ändern.

Im realen Fall wird der Eintrittsdrall mit der Masse transportiert. Ohne einen radialen Massentransport entsteht ein Starrkörperwirbel. Da diese Fälle bei den Untersuchungen vorliegen, scheint es sinnvoll zu sein, die Bewegung im Wirbelrohr auf Teilgebiete aufzuteilen. Danach werden drei Bereiche unterschieden:

- Teilgebiet 1: Eintrittsbereich, (äußerer), es liegt eine Wirbelsenke vor, und die radiale und tangentielle Geschwindigkeitskomponenten bestimmen das Strömungsfeld;
- Teilgebiet 2: Kernbereich in Eintrittshöhe, (wo eine Starrkörperwirbel entsteht), die radiale Geschwindigkeitskomponente ist vernachlässigbar;
- Teilgebiet 3: abströmseitiger Bereich, (wo ein Wirbeltransport zustande kommt), das schon ausgebildete Strömungsfeld wird zum Austritt getragen.

Diese Aufteilung der Wirbelkammer wurde durch die Geschwindigkeitsverteilung und die Verweilzeit der Luft im Wirbelrohr bestätigt (s. Kap. 5.1.3).

Teilgebiet 1 – Wirbelsenke (v_u, v_r):



Bei einer Wirbelsenke ist die Dralländerung wie folgt zu schreiben:

$$\dot{D} = \dot{m} \cdot v_u \cdot r \quad [\text{Nm}]. \quad (5.45)$$

So folgt nach der Abbildung 5.1.14:

$$-\frac{d\dot{D}}{dr} = \frac{dM_\eta}{dr} \quad (5.46)$$

Da der Massestrom unabhängig vom Radius $\dot{m} \neq f(r)$ ist, folgt:

$$\frac{d\dot{D}}{dr} = \dot{m} \frac{d(v_u \cdot r)}{dr}. \quad (5.47)$$

Abbildung 5.1.14: Dralländerung und Reibungsmoment bei einer Wirbelsenke

Ebenfalls ergibt sich mit Hilfe der Gl.(5.41):

$$\frac{dM_\eta}{dr} = \frac{d(\tau \cdot A \cdot r)}{dr}. \quad (5.48)$$

Aus den Meßergebnissen kann $(v_u \cdot r)$ bestimmt werden, damit erhält man nach der Gl.(5.46)

auch $\frac{dM_\eta}{dr}$. Andererseits ergibt sich, wenn man die Gl.(5.47) und Gl.(5.48) gleich setzt, mit

$(v_u \cdot r) \cong \tau \cdot A \cdot r$ die Verteilung der Schubspannung zu:

$$\frac{(v_u \cdot r)}{A \cdot r} \approx \tau \pm C_1 \quad \left[\frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right] \quad (5.49)$$

oder in vereinfachter Form zu:

$$K \frac{v_u}{r} \approx \tau \pm C_1. \quad (5.50)$$

Wenn man die Meßergebnisse betrachtet, stellt man gegenüber dem Potentialwirbel, wie zu erwarten, einen Unterschied fest: Das Reibungsmoment weicht bei der realen Drallströmung sowohl bei der Annahme einer laminaren als auch einer turbulenten Schubspannung deutlich ab. Berechnet man mit dem gemessenen Geschwindigkeitsverlauf den Schergradienten

$$r \frac{d\omega}{dr} = r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right) \quad (5.51)$$

und damit den sich ergebenden Schubspannungsverlauf, so ergeben sich die in Abbildung 5.1.15 angegebenen Verhältnisse.

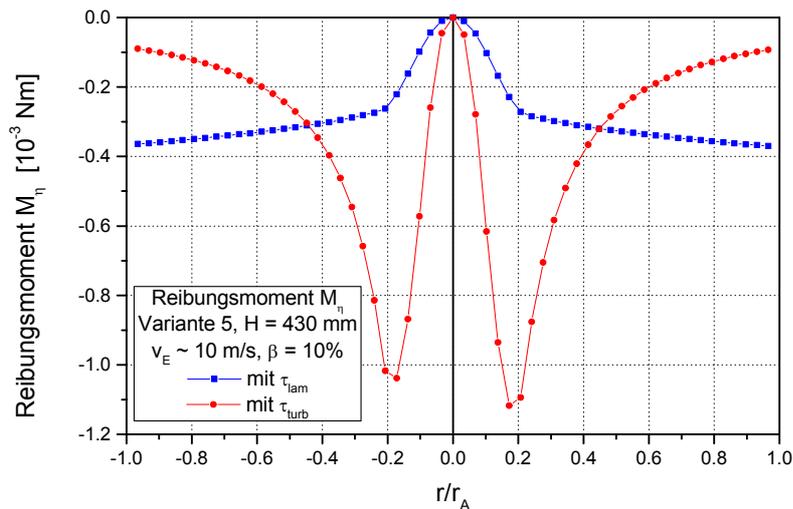


Abbildung 5.1.15: Verlauf des Reibungsmomentes M_η mit der laminaren und turbulenten Schubspannung (mit $v_u \cdot r^n = const$ und im Kern $v_u / r \neq const$)

Bei der Annahme der laminaren Schubspannung τ_{lam} ist eine stetige Zunahme mit kleinerem Radius zu verzeichnen; an der Kerngrenze, wo der Starrkörperwirbel die äußere Drallströmung trifft, ändert sich der Kurvenverlauf. Wenn man mit der Annahme einer turbulenten Schubspannung τ_{turb} nach Gl.(5.27) rechnet, verläuft die Kurve ähnlich wie die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit: ein Maximalwert an der Kerngrenze, nach innen bis zur Rotationsachse abnehmend auf Null, und nach außen mit jeweils umgekehrter Proportionalität zum Radius r . Die Abbildung zeigt ebenfalls die gute Übereinstimmung der Gl.(5.50) für die Schubspannung $\tau \sim C_1 \cdot v_u / r$.

Berechnet man das Reibungsmoment nach einer Geschwindigkeitsverteilung entsprechend der Gl.(5.20), ändert sich der Verlauf bei beiden Strömungsverhältnisse (s. Abb. 5.1.16).

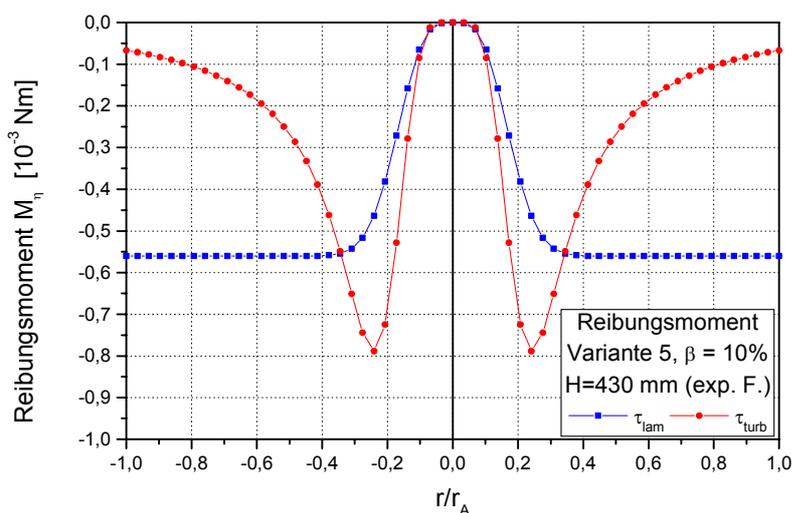


Abbildung 5.1.16: Verlauf des Reibungsmomentes M_η mit der laminaren und turbulenten Schubspannung /mit Annahme der Exponentialfunktion (exp. F.) Gl.(5.20)/

Im laminaren Fall verläuft die Kurve bis zur Kerngrenze konstant, wie bei einer Potentialströmung, dann folgt eine Abnahme bis zur Rohrmittle auf Null. Mit der turbulenten

Schubspannung berechnet, ähnelt der Verlauf der Geschwindigkeitsverteilung, im Kern ist ein parabelförmiger Rückgang zu verzeichnen.

Da all diese Verläufe durch den konstant gewählten Prandtl'schen Mischungsweg bedingt sind, wurde das Reibungsmoment ergänzend mit der Annahme einer linearen Abhängigkeit des Prandtl'schen Mischungsweges vom Radius ($l = C_1 \cdot r$) berechnet. Die Abbildung 5.1.17 zeigt den Verlauf des Reibungsmomentes mit der Geschwindigkeitsverteilung $v_u \cdot r^n = const$ und im Kern mit $v_u / r \neq const$. Der Verlauf des Momentes bei einer Geschwindigkeitsverteilung nach Gl.(5.20) ist in der Abbildung 5.1.18 dargestellt.

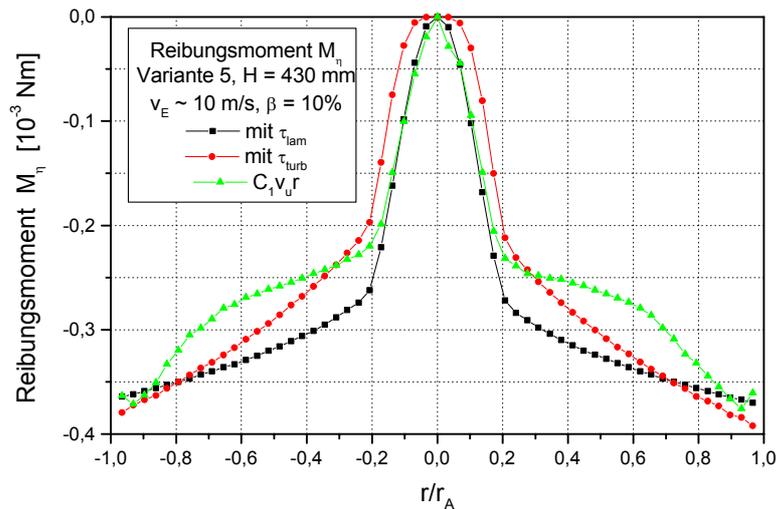


Abbildung 5.1.17: Verlauf des Reibungsmomentes mit $v_u \cdot r^n = const$, im Kern $v_u / r \neq const$ und $l = C_1 \cdot r$

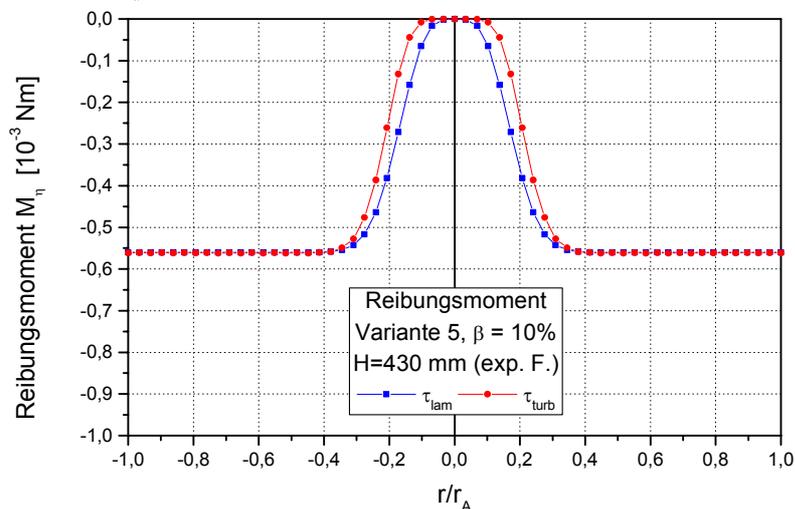


Abbildung 5.1.18: Verlauf des Reibungsmomentes mit Annahme der Exponentialfunktion Gl.(5.20) und $l = C_1 \cdot r$

Wie in beiden Abbildungen zu sehen ist, stimmen die Kurven gut überein. Hiermit ist anzunehmen, daß die vereinfachte Voraussetzung für den Prandtl'schen Mischungsweg mit $l \sim r$ zum besseren Ergebnis führen kann. Vergleichsweise ist in der Abbildung 5.1.17 der Verlauf nach Gl.(5.48) und Gl.(5.49) angegeben ($M_\eta \approx C_1 \cdot v_u \cdot r$).

Teilgebiet 2 – Starrkörperwirbel (v_u, v_a):

Im Wirbelkern entsteht ein Starrkörperwirbel, wo keine radiale Bewegung stattfindet. Hier wird die tangentielle Geschwindigkeitsverteilung mit dem Ansatz $v_u = r \cdot \omega$ beschrieben.

Damit erhält man hier:

$$\dot{D} = \dot{m} \cdot \omega \cdot r^2. \quad (5.52)$$

Da keine radiale Bewegung, also kein Dralltransport stattfindet, ergibt sich mit $\dot{m} = 0$ die Dralländerung zu:

$$\frac{d\dot{D}}{dr} = 0. \quad (5.53)$$

Ein Starrkörperwirbel wird laut Gl.(5.28) dadurch gekennzeichnet, daß die Winkelgeschwindigkeit konstant bleibt $\omega = const$, damit gilt auch für Gradient:

$$r \frac{d\omega}{dr} \equiv 0. \quad (5.54)$$

Teilgebiet 3 – Wirbeltransport (v_u, v_a):

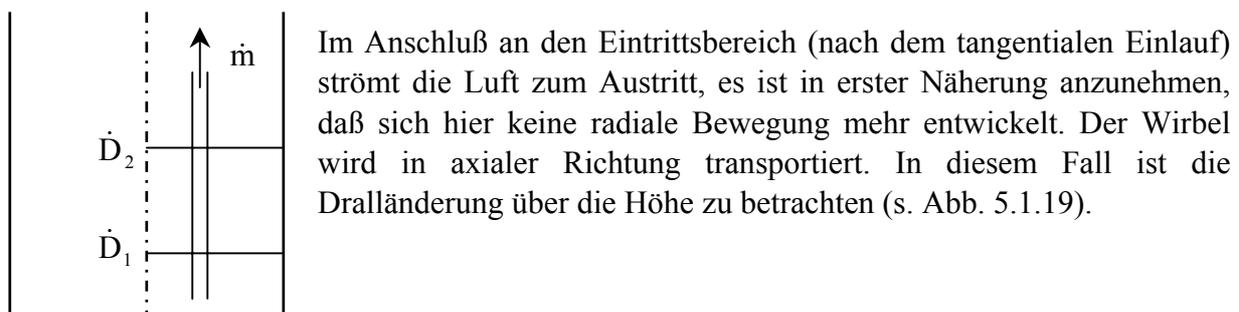


Abbildung 5.1.19: Dralländerung bei einem Wirbeltransport

Die Reibung bewirkt einen Abbau des Wirbels. Die Scherung zwischen den Schichten beträgt:

$$r \frac{d\omega}{dr} = r \frac{d}{dr} \left(\frac{v_u}{r} \right). \quad (5.55)$$

Die Dralländerung mit der Höhe ist:

$$-\frac{d\dot{D}}{dh} = \frac{dM_\eta}{dh}. \quad (5.56)$$

Mit der Gl.(5.45) folgt:

$$\frac{d\dot{D}}{dh} = \frac{d(\dot{m} \cdot v_u \cdot r)}{dh} \quad (5.57)$$

oder mit der Analogie zur Gl.(5.48):

$$\frac{dM_\eta}{dh} = \frac{d(\tau \cdot A \cdot r)}{dh}. \quad (5.58)$$

Bilanzierend gilt somit:

$$\Delta\dot{D} = \dot{D}_1 - \dot{D}_2 \cong M_{1/2}. \quad (5.59)$$

5.1.6.3 Schlußfolgerung

In diesem Kapitel wurde die Problematik der Schubspannung und des Reibungsmomentes betrachtet. Für die Ausbildung der Strömungsverhältnisse entlang der Wirbelkammer ist die Schubspannung eine wichtige Aussage, daraus kann man auf die innere Reibung schließen.

Die Ergebnisse haben gezeigt, daß die notwendigen Vereinfachungen der Gleichungen eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment liefern können.

Insofern werden die folgende Voraussetzungen bei der weitere Berechnungen für die Varianten 3, 4, 5 und 6 genutzt:

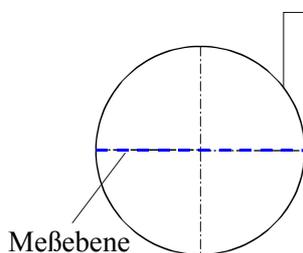
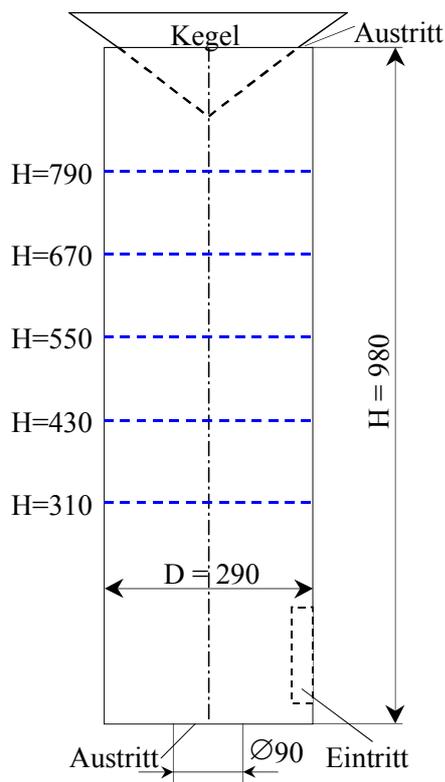
Da die Exponentialfunktion nach Gl.(5.20) die Abweichung der Rotationsachse nicht erfaßt, wird die Geschwindigkeitsverteilung bis zur Kerngrenze mit $v_u \cdot r^n = const$ beschrieben. Im Kernbereich gilt $v_u / r \neq const$, hier kann eine Funktion interpoliert werden. Hinzu kommt bei der Berechnung der turbulenten Schubspannung, daß für den Prandtl'schen Mischungsweg der Ansatz $l = C_1 \cdot r$ vorausgesetzt wird. Die Konstante C_1 wird so gewählt, daß diese Länge den hier auftretenden Turbulenzverhältnissen entspricht.

Als ausgewählte Ergebnisse werden die Werte der maximalen Schubspannung und des Reibungsmomentes ermittelt und für die jeweiligen Varianten und Strömungsaufteilungen (β) dargestellt.

5.2 Variante 5 /mit Apex-Kegel und zweiseitigem Austritt/

5.2.1. Einleitung

Die Bauweise des Wirbelrohres ist schon lange bekannt. Das Rohr wurde erstmals von Ranque als Kältemaschine im Jahr 1933 erwähnt und bisher in der Kältetechnik eingesetzt. Als Staubabscheider wurde das Wirbelrohr in den 90-er Jahren patentiert, Versuche dazu wurden an der FH Hamburg durchgeführt [84]. Eine numerische Berechnung zu kompressiblen Strömungen im Wirbelrohr wurde bereits 1997 von Fröhlingdorf durchgeführt [85].



Das Wirbelrohr besteht aus einem Rohr, in dem Gas unter Druck tangential eingeblasen wird. Hierbei entsteht um die Rohrachse ein Wirbel, der im Kern kälter und außen wärmer ist als das eingeblasene Gas. Dieses Phänomen wird nach seinem Entdecker Ranque-Effekt genannt [86].

Durch die Wirbelbildung entstehen im Rohr starke Zentrifugalkräfte, die bei einer Partikelbeladung eine Massentrennung nach Partikelgröße und Dichte bewirken und die schweren Teilchen im Warmgasstrom anreichern [87].

Für die Untersuchung wurde ein Wirbelrohr in den Versuchsstand eingebaut, dessen Abmessungen und die schematische Darstellung sind in Abb. 5.2.1 zu sehen.

Die Luft strömt durch den Eintritt tangential ins Rohr. Der sogenannte Kaltgasstrom tritt unten durch die Öffnung in der Mitte aus. Der staubbeladene Warmgasstrom tritt oben, durch die kleine Ringöffnung zwischen dem Drosselkegel und dem Rohr, aus. In bisherigen Veröffentlichungen wurde die optimale Aufteilung zwischen Kalt- und Warmgasstrom als 90% zu 10% angegeben. Die Steuerung der Stromaufteilung erfolgt durch den Kegel, wobei man die Möglichkeit hat, die Ringspaltöffnung zu ändern.

Abbildung 5.2.1: Schematische Darstellung des Wirbelrohres (Maße in mm)

5.2.2. Versuchsdurchführung

Wie schon erwähnt, erfolgt die Steuerung der Stromaufteilung durch die obere Ringspaltöffnung. Die Volumenstromaufteilung wurde abhängig vom Flächenverhältnis

zwischen der Ringspaltöffnung und der gesamten Öffnung ermittelt. Das Flächenverhältnis f wird nach Gl.(5.59) wie folgt

$$f = \frac{\text{Fläche der Ringspaltöffnung}}{\text{Fläche der gesamten Öffnung (Ringspalt + unterer Kernaustritt)}} \cdot 100 \quad [\%] \quad (5.59)$$

und die Volumenstromaufteilung β nach Gl.(5.60) definiert:

$$\beta = \frac{\dot{V}_{\text{Spalt}}}{\dot{V}_{\text{Spalt}} + \dot{V}_{\text{Kern}}} \cdot 100 \quad [\%]. \quad (5.60)$$

Die Volumenstromaufteilung β , abhängig vom Flächenverhältnis f , wird in Abb.5.2.2 dargestellt.

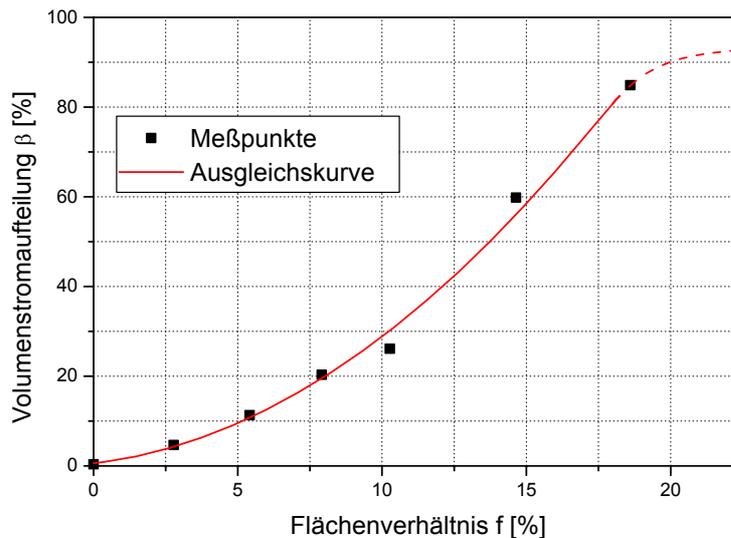


Abbildung 5.2.2: Volumenstromaufteilung β in Abhängigkeit vom Flächenverhältnis f

Bei dem Flächenverhältnis $f=0$ handelt es sich um eine voll verschlossene Ringspaltöffnung, dementsprechend soll die ganze eingeführte Luftmenge unten über die Kernöffnung austreten, d.h. 100% des Eintrittsvolumens, dafür ist hier $\beta = 0\%$. Durch stetige Vergrößerung des Ringspaltes strömt immer weniger Luft durch die Kernöffnung aus. Bei einem Flächenverhältnis von $f \approx 19\%$ wird nur etwa 15% der eingeführten Luftmenge durch den unteren Kernaustritt ausströmen, hier beträgt $\beta \approx 85\%$.

Die Volumenstromaufteilung β wurde bei den durchgeführten Untersuchungen auf $\beta = 0, 10, 20\%$ eingestellt. Die Ringspaltöffnung wurde dazu auf die Flächenverhältnisse $f = 0\%$, $f = 5,4\%$ bzw. $f = 7,9\%$ eingestellt.

5.2.3. Meßergebnisse

Die Messungen wurden in verschiedenen Ebenen von $H = 310$ bis $H = 790$ mm über den Durchmesser mit dem LDA durchgeführt (s. Kap. 5.1.1).

Die Meßergebnisse werden im Anhang dargestellt. In den Bildern wurde die Wirkungsgrenze der unteren Kernöffnung mit einer Strichlinie gekennzeichnet. Diese Kerngrenze liegt bei Radiuswerten von $r/r_A = -0,31$ bzw. $r/r_A = 0,31$. In den Bildern sind die Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten sowie der zugehörige Turbulenzgrad, die Standardabweichung, der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad und der auf den Querschnitt bezogene Volumenstrom dargestellt. Es sind auch die Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten

gleicher Einstellung in einem Bild dargestellt. Zum Vergleich sind im Bild 5.2.4.1 die jeweilige Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten über den gesamten Durchmesser angegeben. Zuerst wird die Volumenstromaufteilung $\beta = 10\%$ diskutiert und dann ein Vergleich zur Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$ bzw. $\beta = 20\%$ gemacht. Dadurch wird das Geschwindigkeitsfeld der Wirbelkammer bei einer geringeren und einer größeren Öffnung verglichen.

5.2.3.1 Geschwindigkeitsfeld bei Volumenstromaufteilung $\beta = 10\%$

Bei diesem Fall wurde der Volumenstrom zwischen Kernstrom und Ringspaltstrom in 10% zu 90% aufgeteilt. Diese Aufteilung entspricht einem Flächenverhältnis von $f = 5,4\%$ (s. Abb.5.2.2).

Die Bestimmung der Geschwindigkeitskomponente im Kernbereich ist problematisch wegen der hier mangelnden Tracerpartikel und auch der schlechten optischen Zugänglichkeit auf Grund der nun im Außenbereich angereicherten Tracer. So war es auch bei niedrigeren Geschwindigkeiten schwierig, in der Rohrmittle auswertungsfähige Daten zu ermitteln. Als andere Meßmethode bietet sich die HDA an, aber wegen der besseren Handhabung des LDA wurde die HDA nur zur Kontrollmessung eingesetzt.

Axialgeschwindigkeit (Bilder 5.2.1.1, 5.2.1.2, 5.2.1.3)

Bei der Axialkomponente wurde Asymmetrie festgestellt. Auf der untersten Ebene strömt die Luft auf der Eintrittsseite verstärkt nach oben, auf der linken Seite nach unten. Zwar sieht auf der zweiten Ebene ($H = 430$ mm) die Strömung nahezu ausgeglichen aus, doch auf den weiteren Ebenen sind die Kurvenverläufe wieder unsymmetrisch. Diese Asymmetrie kann auf die örtliche tangentielle Zuströmung zurückgeführt werden. Im Bild 5.2.1.1 ist sichtbar, daß die Meßwerte bei $v = 15 \dots 25$ m/s nicht allgemein mit Meßwerten der kleineren Eintrittsgeschwindigkeit $v = 10$ m/s übereinstimmen, aber ein nahezu ähnlicher Kurvenverlauf bestätigt die Allgemeingültigkeit der Ergebnisse.

Der Nulldurchgang vom positiven zum negativen Bereich liegt bei Radiuswerten von $r/r_A = -0,7$ und von $r/r_A = 0,7$. Im Zentrum erfolgt wiederum eine Umkehr der Strömungsrichtung. Diese Grenze ist näherungsweise auch die Kerngrenze der Umfangsgeschwindigkeit. Darauf wird später noch eingegangen. Die Aufteilung der Strömungsbereiche zeigt das Bild 5.2.4.2.a.

Der Turbulenzgrad Tu_a (s. Bild 5.2.1.1) spiegelt eher die Instabilität der Axialkomponente als die wahre Turbulenz wider. Deutlich ist dies am Ort des Null-Durchganges der Axialgeschwindigkeit zu erkennen. Deshalb wurde der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad $Tu(v_E)$ ergänzend angegeben:

$$Tu(v_E) = \frac{\sqrt{v_i'^2}}{v_E} \quad (5.61)$$

Dieser Turbulenzgrad ist eine repräsentativere Aussage zum Turbulenzverhalten des Strömungsfeldes. Hierbei wird die Standardabweichung durch einen konstanten Nenner geteilt, dadurch wird die Proportionalität der Geschwindigkeitsverhältnisse behalten und das Dividieren mit Null oder ganz kleinen Werten – die den großen örtlichen Turbulenzgrad verursachen – ausgeschlossen.

Im Bild 5.2.1.2 ist die Standardabweichung $S = \sqrt{v_i'^2}$ als RMS-Wert und der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad $Tu_a(v_E)$ dargestellt.

Wie zu sehen ist, nimmt die Turbulenz in Richtung Rohrmitte ab. Der Anregung durch die erheblichen Geschwindigkeitsgradienten von der Wand folgt eine Dämpfung im Fliehkraftfeld. In den untersten Ebenen wird an der Kerngrenze diese Dämpfung wieder gestört, da hier ein starker Richtungswechsel der Axialgeschwindigkeit stattfindet.

Aus den ermittelten Axialgeschwindigkeiten von $v_E = 15 \dots 25$ m/s wurde die Durchsatzverteilung berechnet und im Bild 5.2.1.3 dargestellt. Auf der linken Seite des Bildes sind auch Stromlinien für 10%, 20% und 30% Durchsatz gekennzeichnet. An Hand der Volumenstrombilanz erfolgte die Ergänzung im Kernbereich (rechte Seite des Bildes). Mit der Volumenstrombilanz wurde der Durchsatz in jeder Meßebe auf 100% des nach oben strömenden Eintrittsvolumenstromes ergänzt. Es sind noch die strömenden Luftmengen in Anteil des Eintrittsvolumenstromes angegeben. Hier ist zu sehen, daß in den Ebenen unterschiedliche Volumenströme nach unten und nach oben gerichtet sind. Es ist eine allgemeine Tendenz, daß in die Richtung des Ringspaltaustritts immer weniger Luft strömt. Bemerkenswert ist, daß die erste Meßebe nur etwa 90% des Gesamtdurchsatzes passiert, die fehlende Menge wurde schon früher zum Kernaustritt transportiert.

Wie schon erwähnt, ist die Asymmetrie der Strömung deutlich erkennbar. Die Grenzen der Aufwärts- und Abwärtsströmung wechseln, dieser Wechsel ist durch eine spiralförmige Strömungsform erklärbar.

Die allgemeine Ausbildung der Axialkomponente läßt sich aus Bild 5.2.1.3 erkennen: außen und in der Rohrmitte strömt die Luft nach oben und die nach oben strömende Luftmenge kehrt teilweise durch Einfluß des Drosselkegels zurück und strömt nach unten zum Kernaustritt. Ein Teil der nach oben geströmten Menge tritt durch die Ringspaltöffnung aus. In der vierten Ebene liegt in der Rohrmitte keine axiale Bewegung vor, die axiale Strömung findet nur außerhalb des Kernes statt. Die Erklärung der in der Rohrmitte aufwärts gerichteten Strömung ist nicht eindeutig. Ein Teil der Eintrittsströmung gelangt im Eintrittsbereich in den Kern und strömt nach oben. Diese unsymmetrische axiale Bewegung im Eintrittsbereich wird durch die Meßergebnisse aus der ersten Meßebe bestätigt, wo eine außergewöhnliche Asymmetrie festgestellt wurde. Zur besseren Erklärung des Strömungsvorganges im Eintrittsbereich sind weitere Untersuchungen erforderlich. Für eine bessere Beschreibung könnte die numerische Simulation ebenfalls hilfreich sein.

Umfangsgeschwindigkeit (Bilder 5.2.1.4, 5.2.1.5)

Die Umfangsgeschwindigkeit entspricht der der bekannten Zyklonströmung, d.h. eine Potentialwirbel-angenäherte Strömung außen, und im Kern ein Starrkörperwirbel (s. Bild 5.2.1.4). In der Abbildung 5.2.3 sind mehrere Verteilungsansätze dargestellt. Die Gleichung für eine Potentialströmung lautet $u \cdot r = \text{const}$. Verschiedene experimentelle Untersuchungen führten zu: $v \cdot r^n = \text{const}$, mit $n = 0,5 \dots 0,7$. In der Abbildung wurde für die Potenz n ein Wert von $n = 1,0$, $n = 0,62$ und $n = 0,5$ dargestellt. Jede Funktion hat einen Anfangswert von $v_0 / v_E = 0,65$. Zusätzlich wurde noch der theoretische Potentialwirbelansatz mit $v_0 / v_E = 1$ dargestellt. Wie aus der Abbildung 5.2.3 zu ersehen ist, wird den Meßergebnissen am besten mit der Potenz $n = 0,62$ bei einem Ausgangswert $v_0 / v_E = 0,65$ entsprochen.

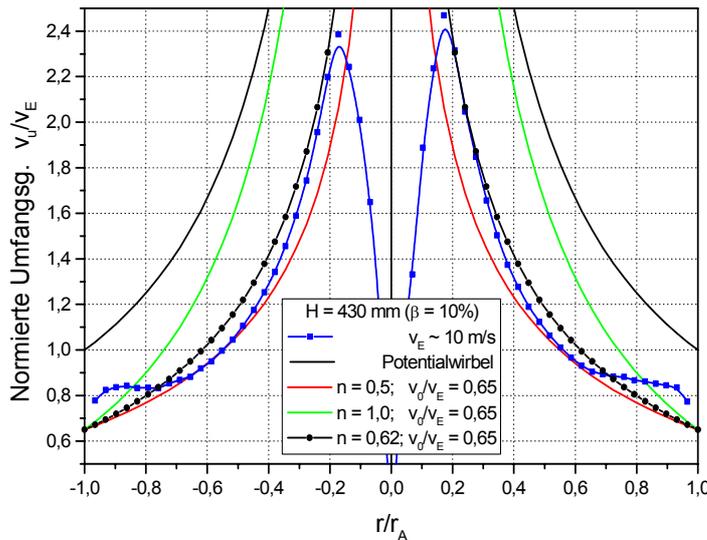


Abbildung 5.2.3: Umfangsgeschwindigkeit mit verschiedenen Potentialwirbelansätzen

Da diese Potenzfunktion erst im inneren Bereich (zwischen $r/r_A = -0,7$ und $r/r_A = -0,2$ bzw. $r/r_A = 0,2$ und $r/r_A = 0,7$) mit der Meßkurve zusammenfällt, und die Kurvenverläufe nicht symmetrisch sind, wurde für jeweils beide Seiten eine Potenz n rechnerisch ermittelt. Über diese Ergebnisse wird im Kapitel 5.2.3.4 diskutiert. Zum Vergleich sind diese Funktionen im Bild 5.2.1.4 jeweils mit angegeben.

Die untere Kernöffnung, die durch das Ausströmen der Luft den Wirbel beeinflussen könnte, liegt zwischen Radiuswerten von $r/r_A = -0,31$ bis $r/r_A = 0,31$ (in den Bildern mit Strichlinie gezeichnet). Die Maximalwerte der Umfangskomponenten wurden beim Radius $r/r_A \approx -0,2$ und $r/r_A \approx 0,2$ ermittelt, wo die auf den Eintritt normierte Geschwindigkeit $v_u/v_E \approx 2,4$ beträgt. Vorerst konnte bei dieser untersuchten Variante kein Zusammenhang zwischen der Größe der Öffnung und der Kernausbildung der Strömung festgestellt werden. Ab den Maximalwerten nimmt die Geschwindigkeit rasch und stetig bis zur Mitte ab. Die Maximalwerte sind als Kerngrenze anzunehmen, innerhalb dessen die Strömung die Eigenschaften eines Starrkörperwirbel aufweist.

Im äußeren Bereich – zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 1$ bis $r/r_A = \pm 0,7$ – nimmt die Umfangsgeschwindigkeit mit der Höhe ab, hier wird die Umfangskomponente durch die Wandreibung abgebremst. Dagegen kann man eine solche Entwicklung im Kernbereich nicht feststellen. Dies ist ein Beweis für die Stabilität der Umfangskomponente.

Der Turbulenzgrad liegt, mit einigen Ausnahmen, zwischen $Tu_u = 3\%$ und $Tu_u = 12\%$. Die Standardabweichung und der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad wird im Bild 5.2.1.5 dargestellt. Deutlich ist wiederum die Anregung durch die Grenzschicht und die Stabilisierung der Strömung durch das Drallfeld ersichtlich.

Vergleich der Axial- und Umfangskomponenten

Die Umfangskomponente nimmt im äußeren Bereich mit der Höhe ab. Dieses Abbremsen wird durch die Reibung an der Wand verursacht. Dieser Bereich trifft bei der Axialkomponente den außen nach oben strömenden Bereich zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 1$ bis $r/r_A = \pm 0,7$. Die Strömung zwischen Kernbereich und Außenströmung ist nahezu unabhängig von der Höhe (s. Bild 5.2.1.6).

Im Kernbereich kann man eine Kernverschiebung feststellen. Die radiale Verschiebung betrifft eher die Umfangskomponente, wo beidseitig eine klare Tendenz festzustellen ist (s. Bild 5.2.4.2.b). Die Verschiebung beträgt von unten nach oben etwa 10% des Radius. Bei der Axialkomponente sieht dieser Kern anders aus. Auf der linken Seite bleibt die Lage der Kerngrenze in fast jeder Höhe mit der Kerngrenze der Umfangskomponente gemeinsam, verschiebt sich also nach innen. Auf der rechten Seite liegt die Kerngrenze der Axialgeschwindigkeit auf konstantem Radius, bei der Umfangskomponente verlagert sich dieser Radius mit der Höhe nach außen. So wird der Kern der Axialkomponente immer kleiner, hier entsteht eine einseitige Verringerung des Kernbereichs. Diese Verringerung beträgt etwa 10% des Radius. Im Kernbereich findet eine Aufwärtsströmung statt. Da die nach oben strömende Luftmenge in Abhängigkeit von der Höhe immer weniger wird, verringert sich der Kern auch. Die vom Eintritt angeregte Asymmetrie der Strömung konnte im Meßbereich nicht stabilisiert werden; die Wirkung des zentrierten Drosselkegels läßt sich nicht erkennen.

5.2.3.2 Geschwindigkeitsfeld und Vergleich bei Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$

In diesem Fall wird das Wirbelrohr voll gedrosselt betrieben. Die Drosselung läßt keinen Austritt am Drosselkegel zu, die Luftmenge muß durch die kleinere, mittlere Öffnung ausströmen. Diese Variante ist im Vergleich zur Variante 4 zu betrachten.

Axialgeschwindigkeit

Die Bestimmung der Axialkomponente im Kern konnte bei dieser Variante ebenfalls nur bei niedrigerer Geschwindigkeit $v_E = 10$ m/s durchgeführt werden. Im Vergleich zur Volumenstromaufteilung mit $\beta = 10\%$ wurde bei der Axialkomponente ebenso Asymmetrie festgestellt, die nahezu ähnlich zur $\beta = 10\%$ ist (s. Bild 5.2.2.1).

Der Nullübergang vom positiven zum negativen Bereich liegt ebenso zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 0,8.. \pm 0,7$. Auch erfolgt bei jeder Ebene die starke Umkehr der Geschwindigkeitsrichtung aus dem negativen zum positiven Bereich an der Kerngrenze (s. Bild 5.2.4.2.c). Eine bemerkenswerte Erscheinung tritt im Kern auf: die Geschwindigkeit in axialer Richtung läßt mit der Höhe nach. Dieses Phänomen läßt sich dadurch erklären, daß der Austritt oben geschlossen wurde. Die Erscheinung dürfte für die Abscheidung von Partikeln bedeutungsvoll sein. Die durch Zentrifugalkraft nach außen geschleuderte Partikel strömen nach oben. In der Rotationsachse strömt ebenso die gereinigte Luft auch nach oben, aber in geringerem Umfang. Durch den Kegel wird die Strömung etwa an der Kerngrenze umgelenkt, und strömt nach unten, um dort über den mittigen, kleineren Kernaustritt auszuströmen.

Bei der Turbulenz wurde wieder neben dem örtlichen Turbulenzgrad Tu_a der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad herangezogen. Daneben wurde im Bild 5.2.2.2 die Standardabweichung angegeben. Man sieht, daß an der Rohrwand und an der Kerngrenze die Scherkräfte eine deutliche Wirkung auf die Turbulenz haben.

Im Bild 5.2.2.3 ist der Volumenstrom dargestellt. Zur Volumenstrombilanz wurde nur die Axialkomponente der höheren Geschwindigkeiten von $v_E = 15...25$ m/s herangezogen. Dabei konnte unter Bezug auf die Axialkomponente (Bild 5.2.2.1) festgestellt werden, daß die spiralförmige Ausbildung der Strömung bei voll gedrosselter Variante auch zustande kommt. Es spielt die obere Ringspaltöffnung also keine Rolle. In der Rohrmitte strömt die Luft im

Gegensatz zu $\beta = 10\%$ in jeder Ebene nach oben, d.h., der Starrwirbel wird stabilisiert. Die nach oben strömende Luftmenge wird durch den Kegel umgelenkt, und schließt sich der Abwärtsströmung an, die zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 0,7 \dots \pm 0,2$ nach unten strömt. Beim Volumenstrom wird der an der ersten Ebene symmetrischer Durchsatz unsymmetrisch, und diese Asymmetrie bleibt in der letzten Ebene ebenfalls unausgeglichen.

Umfangsgeschwindigkeit

Die Umfangsgeschwindigkeit sieht im Vergleich zu $\beta = 10\%$ ähnlich aus (s. Bild 5.2.2.4). Die Maximalwerte der Umfangskomponenten werden beim Radius $r/r_A \approx -0,2$ bzw. $r/r_A \approx 0,2$ erreicht, wo die mit der Eintrittsgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeit ebenfalls $v_u/v_E \approx 2,4$ beträgt. Anders als bei der Stromaufteilung $\beta = 10\%$ wechseln nicht die Maximalwerte seitlich, sondern bleiben bis zur letzten Ebene bei den gleichen Werten. Die Verschiebung des Kernbereiches findet auch statt. Zu erklären ist dies durch die asymmetrische Einführung der Strömung in das Wirbelrohr. Für den hier vorliegenden Wirbel trifft auch der Ansatz $v \cdot r^n = \text{const}$, aber mit unterschiedlicher Potenz n (s. Kap.5.2.3.4).

In äußeren Bereichen – zwischen Radiuswerten von $r/r_A = -1,0$ bis $r/r_A \approx -0,8$ und von $r/r_A \approx 0,8$ bis $r/r_A = 1,0$ – wird die Umfangskomponente abgebremst, hier nimmt die Geschwindigkeit mit der Höhe vom Anfangswert $v_u/v_E \approx 1,0$ auf $v_u/v_E \approx 0,6$ ab.

Der Turbulenzgrad liegt ebenso zwischen $Tu_u = 3\%$ und $Tu_u = 10\%$, zur Mitte abnehmend, bei nahezu konstant bleibender Standardabweichung über den Durchmesser. Der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad ist nahezu konstant, an der Rohrwand und im Kernbereich ist er durch die schon genannten Anregungen erhöht (s. Bild 5.2.2.5).

Vergleich der Axial- und Umfangskomponenten

Im äußeren Bereich ist das Abbremsen der Umfangskomponente wieder festzustellen. Dies wird durch die Reibung der an der Wandung nach oben strömenden Luft verursacht. Dieser Bereich liegt bei beiden Komponenten zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 1,0$ bis $r/r_A \approx \pm 0,8 \dots \pm 0,7$. Die Strömung zwischen Kernbereich und Außenströmung ist nahezu unabhängig von der Höhe (s. Bild 5.2.2.6) und weist keinen großen Unterschied zu $\beta = 10\%$ auf.

Im Kernbereich kann man ebenfalls eine Kernverschiebung feststellen. Die Verschiebung von links nach rechts betrifft eher wieder die Umfangskomponente, wo die beidseitige Tendenz festzustellen ist (s. Bild 5.2.4.2.d). Die Verschiebung beträgt von unten nach oben etwa 10% des Radius. Bei der Axialkomponente kommt es zu einer Verringerung des Kernbereiches. Diese Verringerung ist dadurch zu erklären, daß bei der voll gedrosselten Variante die im Kern nach oben strömende Luft quasi gedrosselt wird. Bemerkenswert ist, daß diese Kernverringerng auf der rechten Seite stärker auftritt, auf der linken Seite bleibt die Kerngrenze fast auf jeder Höhe stabil. Es kann auch hier eine zunehmende Zentrierung der Strömung mit zunehmendem Abstand vom unsymmetrischen Eintritt festgestellt werden.

5.2.3.3 Geschwindigkeitsfeld und Vergleich bei Volumenstromaufteilung $\beta = 20\%$

In diesem Fall wurde der Volumenstrom zwischen Kernaustritt und Ringspaltöffnung auf 20% zu 80% aufgeteilt. Diese Aufteilung entspricht einem Flächenverhältnis von $f = 7,9\%$ (s. Abb.5.2.2). Bei dieser Einstellung konnte der Kernbereich wegen der schon genannten Problematik ebenfalls nur bei niedrigerer Geschwindigkeit $v_E = 10$ m/s ausgemessen werden.

Axialgeschwindigkeit

Hierbei – wie schon festgestellt – weist die Strömung in der axialen Richtung Asymmetrie auf (s. Bild 5.2.3.1). Diese Asymmetrie betrifft sowohl die Geschwindigkeitsverteilung als auch den Kernbereich. Der Nullübergang aus positivem zu negativem Bereich liegt bei schon bekannten Radiuswerten von $r/r_A \approx -0,7$ und von $r/r_A \approx 0,7$. Die starke Umkehr der Verteilung vom negativen zum positiven Bereich – praktisch die Kerngrenze – bleibt unverändert. Die Bereichaufteilung ist im Bild 5.2.4.2.e angegeben.

Der örtliche Turbulenzgrad Tu_a zeigt wieder relativ hohe Werte beim jeweiligen Null-Übergang, der auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad $Tu(v_E)$ dürfte auch hier repräsentativ sein (s. Bild 5.2.3.2). Die Standardabweichung (RMS-Wert) bleibt stabil, an der Kerngrenze und an der Rohrwand ist die Turbulenzanregung wiederum erkennbar.

Im Bild 5.2.3.3 ist der aus den Meßergebnissen errechnete Volumenstrom \dot{V} und auf den Eintrittsdurchsatz normierte Volumenstrom \dot{V}/\dot{V}_E dargestellt. Auf der linken Seite des Bildes sind auch Stromlinien für 10%, 20% und 30% Durchsatz gekennzeichnet.

Eine Volumenstrombilanz am Querschnitt wurde mit Hilfe der Meßwerte der höheren Geschwindigkeiten von $v_E = 15...25$ m/s ebenfalls realisiert. Mit Hilfe der Volumenstrombilanz erfolgte im Kernbereich die Ergänzung des Durchsatzes, so daß in jeder Meßebe 20% des Eintrittsvolumenstromes nach oben gelangt (rechte Seite des Bildes).

Hinsichtlich der Volumenstrombilanz ändert sich das schon von $\beta = 10\%$ bekannte Bild: die in der ersten Ebene asymmetrische Strömung in der axialen Richtung gleicht sich bis zur mittleren Ebene aus. In der letzten Ebene ist allerdings wiederum Asymmetrie festzustellen. Im Kern strömt die Luft nach oben, nimmt jedoch stetig ab, also ständig löst sich eine Luftmenge ab, die in die Abwärtsströmung einbezogen wird; in der letzten Ebene bildet sich ein Wirbel an der Kerngrenze aus.

Umfangsgeschwindigkeit

Die Umfangsgeschwindigkeit weist in diesem Fall auch die zu erwartende zyklonähnliche Strömung auf, d.h. außen den Drall-Wirbel und im Kern einen Starrkörperwirbel (s. Bild 5.2.3.4). Die Maximalwerte der Umfangskomponenten werden wiederum beim Radius $r/r_A \approx -0,2$ und $r/r_A \approx 0,2$ erreicht, wo die auf den Eintritt normierte Geschwindigkeit $v_u/v_E \approx 2,3$ beträgt. Die Verschiebung der Strömung von links nach rechts bleibt unverändert. Der Kern wird mit der gesamten Strömung mitgeschleppt, das Bild bleibt zu $\beta = 10\%$ unverändert. Der örtliche Turbulenzgrad liegt mit Ausnahme des Randes und des Kernbereiches zwischen $Tu_u = 3\%$ und $Tu_u = 10\%$, die Stabilität der Strömung durch die Wirbelströmung ist deutlich stärker als in der axialen Richtung. Die Standardabweichung ist

nahezu im gesamten Querschnitt konstant, die auf die Eintrittsgeschwindigkeit bezogene Turbulenz $Tu(v_E)$ zeigt ein unverändertes Bild zu $\beta = 10\%$ (s. Bild 5.2.3.5).

Vergleich der Axial- und Umfangskomponenten

Die Umfangskomponente nimmt im äußeren Bereich mit der Höhe ab. Dieser Bereich liegt zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 1,0$ bis $r/r_A = \pm 0,8.. \pm 0,7$, wo die axiale Komponente nach oben strömt (s. Bild 5.2.3.6). Bis zum Kernbereich weisen wieder beide Komponenten näherungsweise unveränderte Verläufe in Abhängigkeit von der Höhe auf.

Im Kernbereich kann man wiederum die Verschiebung feststellen. Die Verschiebung von links nach rechts betrifft stärker die Umfangskomponente, wo beidseitig eine klare Tendenz mit Schwankungen festzustellen ist (s. Bild 5.2.4.2.f). Die Verschiebung beträgt von unten nach oben etwa 7% des Radius. Bei der Axialkomponente tritt die Kernverringering auf.

Der Radius des Kernbereiches beider Komponenten ist auf der linken Seite fast gleich, auf der rechten Seite ist die Kerngrenze der Axialgeschwindigkeit unabhängig von der Höhe. Der Kernbereich der Umfangskomponente verschiebt sich. Es wird der Kern der Axialkomponente immer kleiner, hier entsteht eine einseitige Verringerung des Kernbereichs. Diese Verringerung beträgt etwa 10% des Radius.

5.2.3.4 Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen ($\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$)

Hier sollen die Axial- und Umfangskomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ verglichen werden. Dabei interessiert insbesondere die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes von der Volumenstromaufteilung.

Axialgeschwindigkeit

Beim Vergleich der Axialkomponenten kann man gute Übereinstimmung feststellen. Die Kurvenverläufe sind auf gleichen Ebenen fast gleich (s. Bild 5.2.4.1). Die Maximal- und Minimumwerte sind ebenso vergleichbar. Bei allen Fällen – $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ – kann man den Querschnitt in drei Bereiche aufteilen. Im äußeren Bereich – zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 1,0$ bis $r/r_A \approx \pm 0,8.. \pm 0,7$ ist eine Aufwärtsströmung festzustellen. Die Grenze dieses Bereiches ist bei allen Volumenstromaufteilungen ähnlich (s. Bild 5.2.4.3.a). Zuerst verschiebt sich dieser Übergang beidseitig nach rechts, dann in der oberen Ebene kehrt er wieder nach links zurück. Die Verschiebung nach rechts ist auf der linken Seite stärker.

Beim Vergleich der Grenze des Kernbereiches (Maximalwert der Abwärtsströmung) sieht man kleine Unterschiede (s. Bild 5.2.4.3.c). Auf der linken Seite sind die Verschiebungen zwar mit unterschiedlichen Werten, aber mit gleicher Tendenz zu sehen. Diese Verschiebung beträgt in beiden Fällen ca. 10% des Radius. Auf der rechten Seite sind dagegen die Grenzlinien näherungsweise fest, nur an zwei Punkten wird eine Verschiebung festgestellt. Dieser Verlauf zeigt, daß es sich bei der Axialkomponente um eine Kernverengung mit der Höhe handelt. Die Verschiebung des Kerns verdeutlicht, daß hier eine unsymmetrische Strömung herrscht, die sich im Bereich des Kegels in Richtung der Zentrierung bewegt. Die Asymmetrie der Strömung ist auf den unsymmetrischen Eintritt zurückzuführen.

Bei den Verläufen der Axialkomponente sind nur kleine, aber bemerkenswerte Unterschiede festzustellen. Hier liegen die Meßwerten mit $\beta = 20\%$ höher als die Verläufe mit $\beta = 10\%$ gefolgt von $\beta = 0\%$. Es scheint die Größe die Ringspaltöffnung einen Einfluß auf die axiale Strömung zu haben. Bei $\beta = 0\%$ tritt durch den Abschluß des Wirbelrohres eine Drosselung auf, deren Auswirkung bei den Verläufen zu sehen ist.

Umfangsgeschwindigkeit

Wie schon bei der Axialkomponente läßt sich eine gute Übereinstimmung der Kurvenverläufe auch bei den Umfangskomponenten feststellen. Im äußeren Bereich erfolgt ein Abbremsen der Geschwindigkeit, dessen Ursache die Wandreibung ist. Bei den Maximalwerten ist ein geringer Unterschied gegeben: bis bei $\beta = 0\%$ die auf den Eintritt normierte Geschwindigkeit bei $v_u / v_E \approx 2,4$ liegt und beidseitig nahezu identisch ist, in Richtung der größeren Ringspaltöffnung nehmen die Maximalwerte ab. Bei $\beta = 20\%$ beträgt der Maximalwert etwa $v_u / v_E \approx 2,3$ (s. Bild 5.2.4.1). Hinsichtlich der Drallverteilung nach $v \cdot r^n = \text{const}$ wurde für die Potenz n ein Wert auf jeder Meßebeene rechnerisch ermittelt (s. Tabelle 5.2.1).

Höhe H [mm]	$\beta = 0\%$			$\beta = 10\%$			$\beta = 20\%$		
	links	rechts	Mittelw.	links	rechts	Mittelw.	links	rechts	Mittelw.
310	0,825	0,832	0,829	0,825	0,805	0,815	0,807	0,825	0,816
430	0,817	0,822	0,820	0,794	0,810	0,802	0,790	0,845	0,818
550	0,746	0,874	0,810	0,739	0,870	0,805	0,741	0,889	0,815
670	0,733	0,900	0,817	0,702	0,927	0,815	0,714	0,899	0,807
790	0,744	0,909	0,827	0,717	0,925	0,821	0,735	0,896	0,816
Mittelw.	0,773	0,867	0,820	0,755	0,867	0,811	0,757	0,871	0,814

Tabelle 5.2.1: Rechnerisch ermittelte Werte für die Potenz n

Die Werte für die Potenz n wurden für die Verläufe seitlich getrennt und zwischen Radiuswerten von $r/r_A = \pm 0,75$ bis $r/r_A = \pm 0,2$ berechnet. Die Anfangswerte liegen bei $v_0 / v_E = 0,6..0,65$. An den Werten ist eine eindeutige Tendenz zu erkennen: auf der linken Seite lassen die Werte für die Potenz n nach, auf der rechten Seite dagegen nehmen sie zu. Dies ist dadurch zu erklären, daß sich die Verläufe in Abhängigkeit von der Höhe nach rechts verschieben, damit verflachen die Verläufe auf der linken Seite, wodurch der Wert für die Potenz n niedriger wird. Bei $\beta = 10\%$ ändert sich die Potenz am stärksten zwischen erster und letzter Ebene (etwa 14%), bis diese Änderung bei $\beta = 0\%$ etwa 9,5% und bei $\beta = 20\%$ 8,8% ausmacht. Es zeigt sich die stärkste Drallentwicklung in der Abhängigkeit von der Höhe bei $\beta = 10\%$.

Im Gegensatz dazu schwankt der Mittelwert nicht so deutlich. Hier ist bei $\beta = 0\%$ und $\beta = 10\%$ eine Tendenz festzustellen: der Mittelwert läßt nach bis zur mittleren Meßebeene (etwa Rohrmittle) und steigt dann auf den Anfangswert. Bei $\beta = 20\%$ läßt zwar bis zur vierten Ebene der Mittelwert nach, erreicht aber in der letzten Ebene den gleichen Wert wie in der ersten; der Drall wird stabilisiert. Den höchsten Drall erreicht die Luft in der Wirbelkammer bei $\beta = 0\%$, mit nur geringerem Abstand folgen $\beta = 20\%$ und $\beta = 10\%$.

Höhe H [mm]	$\beta = 0\%$		$\beta = 10\%$		$\beta = 20\%$	
	Mittelwert	Abw. [%]	Mittelwert	Abw. [%]	Mittelwert	Abw. [%]
310	0,829	0,42	0,815	-1,23	0,816	1,10
430	0,820	0,31	0,802	1,00	0,818	3,36
550	0,810	7,90	0,805	8,14	0,815	9,08
670	0,817	10,23	0,815	13,81	0,807	11,47
790	0,827	9,98	0,821	12,67	0,816	9,87

Tabelle 5.2.2: Mittelwert der Potenz n und Abweichung auf der linken Seite in Prozent

Zum Mittelwert der Potenz n wurde noch die Abweichung auf der linken Seite ausgerechnet. Dies bedeutet eine Verflachung der Verläufe im Vergleich zum Mittelwert. Bei $\beta = 0\%$ bleibt der Drall nahezu symmetrisch in der ersten und zweiten Ebene, dann verschiebt er sich nach rechts und in der letzten Ebene verschiebt er sich wieder nach links. Bei $\beta = 10\%$ ist der Drall in der ersten Ebene nach links verschoben, und danach geht es nach rechts, mit dem in der letzten Ebene schon bekannten Zurückfinden. Bei $\beta = 20\%$ ist schon eine leichte Verschiebung nach rechts erkennbar, diese Tendenz bleibt bis zur letzten Ebene. Bei allen Volumenstromaufteilungen bewegt sich der Drall in der letzten Ebene in Richtung der Symmetrie. Hier scheint die Nähe des Kegels auf die Strömung Einfluß zu haben.

Ein Beispiel für die gute Übereinstimmung der Verläufe in der zweiten Ebene zeigt das Bild 5.2.4.3.b. Hier wurde eine auf die Mittelwerte angepaßte Kurve ermittelt, mit einem Anfangswert von $v_0 / v_E = 0,627$ und für die Potenz n an der linken Seite $n = 0,793$ und an der rechten Seite $n = 0,829$.

In allen Fällen verschiebt sich die Grenze des Kernes von links nach rechts (s. Bild 5.2.4.3.d). Die Verschiebung erfolgt beidseitig, also die Kernzone verändert seine Lage gegenüber der geometrischen Rotationsachse. Auf der linken Seite stabilisiert sich die Lage in der Nähe des Drosselkegels, in der letzten Ebene bleibt die Kerngrenze unverändert. Auf der rechten Seite kann man die Tendenz der Verschiebung feststellen, aber die Grenzen verlaufen nicht miteinander. Hier unterscheidet sich der Kern der Strömung in Abhängigkeit von der Volumenstromaufteilung. Die Verschiebung des Kernbereiches macht etwa 10% aus. Wie man aus dem Vergleich der Bilder 5.2.4.1 und 5.2.4.3.d nachvollziehen kann, weichen die Kerngrenzen dort voneinander am stärksten ab, wo der größte Unterschied der Maximalwerte der Umfangskomponente gemessen wurde (bei $H = 550$ mm und $H = 790$ mm).

Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten

Sowohl bei der Axialgeschwindigkeit als auch bei der Umfangskomponente wurden Unterschiede und Ähnlichkeiten festgestellt. Im wandnahen Bereich werden die von der Eintrittsgeschwindigkeit bedingten Geschwindigkeiten abgebremst. Diese Erscheinung tritt bei der Umfangskomponente deutlich auf, wo die Geschwindigkeit von $v_u / v_E \approx 0,9$ bis zur letzten Ebene auf $v_u / v_E \approx 0,6$ reduziert wird. Ein ähnliches Phänomen, d.h. die Wirkung der Strömung im Kernbereich ist in der letzten Ebene festzustellen. Hier bremst der zusätzliche Wirbel die Umfangsgeschwindigkeit einseitig ab.

Die vom am Anfang durch den Eintritt gegebene Asymmetrie bildet eine spiralförmige Strömung aus. Diese Bewegung wird durch den Drosselkegel am Ende des Wirbelrohres zur Symmetrie gezwungen. Die Länge des Rohres läßt aber eine ausgeglichene, symmetrische

Strömung nicht zu, weshalb nahe zum Kegel dieser zusätzliche, nur in der letzten Ebene eingeschränkte Wirbel entsteht.

In der letzten Ebene ist eine weitere Zentrierung spürbar: die Verschiebung des Dralles kehrt sich um, die Werte der Potenz n werden auch auf der linken Seite höher (s. Bild 5.2.4.5.a).

Aus Sicht der Axialgeschwindigkeit und des Volumenstromes ist die Strömung in der letzten Ebene bei $\beta = 0\%$ im Vergleich zu den anderen beiden Fällen ausgeglichen (s. Bild 5.2.4.5.d). Hier zeigt sich die Wirkung des zentrierten Kegels und der Drosselung gleichzeitig. Beim Volumenstrom in Abhängigkeit von der Höhe sieht es anders aus: bis bei $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ eine nahezu konstante Abnahme des zur Kernöffnung strömenden Stromes festzustellen ist, in der ersten Ebene nimmt der Strom bei $\beta = 0\%$ ab (s. Bild 5.2.4.5.b). Dies bedeutet, daß hier eine Umkehr des Stromes erfolgt, die Ringspaltöffnung in offenem Zustand stabilisiert den Durchsatz entlang des Wirbelrohres.

Schubspannung

Durch die aus Kapitel 5.1.6 bekannte Methode kann die Schubspannung aus den Meßergebnissen berechnet werden. Für laminare Verhältnisse wird sie mit der Gl.(5.62)

$$\tau_{r\varphi} = \eta \cdot r \frac{d\omega}{dr}, \quad (5.62)$$

und für die turbulente Strömung mit Gl.(5.63)

$$\tau_{r\varphi} = \rho \cdot l^2 \cdot r \left| \frac{d\omega}{dr} \right| \cdot r \frac{d\omega}{dr} \quad (5.63)$$

ermittelt. Bei dem turbulenten Ansatz wird für den Prandtl'schen Mischungsweg l angenommen (s. Kap. 5.1.6.3):

$$l = C_1 \cdot r. \quad (5.64)$$

Wird in Gl.(5.64) die Konstante $C_1 = 0,0022$ gesetzt, dann ist der Prandtl'sche Mischungsweg bei $r = 140$ mm $l = 0,308$ mm.

Der Verlauf der Schubspannung über dem Radius erreicht sowohl im laminaren als auch im turbulenten Fall einen Maximalwert. Die Maximalwerte liegen nicht auf dem gleichen Radius (s. Abb. 5.1.7 und 5.1.8), und die turbulente Schubspannungsverteilung fällt kleiner aus. Trotzdem kann eine Entwicklung der Schubspannung über die Höhe beobachtet werden.

Bei $\beta = 0\%$ ist mit dem laminaren Ansatz eine stetige Abnahme auf beiden Seiten festzustellen (s. Bild 5.2.4.6.a). Es wurde laut Gl.(5.44) im Kap. 5.1.6.2 herausgestellt, daß der Verlauf der Schubspannung etwa einen $\tau \approx v_u / r$ -Verlauf ergeben soll. Dabei hat die Umfangskomponente v_u einen Maximalwert, der die Grenze zwischen den Strömungsbereichen bildet. Der Maximalwert der Schubspannung trifft diese Grenze nicht, außerdem fällt sein Betrag mit der Höhe anders ab als bei der Umfangsgeschwindigkeit, wo bei den Maximalwerten keine Tendenz zu erkennen ist (s. Bild 5.1.2.b). Die Maximalwerte der turbulenten Schubspannung liegen außerhalb der Kerngrenze, deren Betrag auf beiden Seiten unterschiedlich ausfällt (Bild 5.2.4.6.a). Der Maximalwert der turbulenten Schubspannung ist auf der rechten Seite nahezu konstant, während die linke Seite nach einer Zunahme eine Abfalltendenz zeigt.

Bei $\beta = 10\%$ ist im laminaren Fall ebenfalls eine beidseitige, stetige Abnahme zu verzeichnen (s. Bild 5.2.4.6.c). Es ist zu bemerken, daß aus den ermittelten Exponenten n keine Aussage auf den Maximalwert der laminaren Schubspannung zu treffen ist. Der Exponent n fällt auf der linken Seite ab und nimmt gleichzeitig auf der anderen Seite zu (s.

Tabelle 5.2.1). Im turbulenten Fall zeigt sich die Schubspannung unterschiedlich, eine Zunahme oder ein stagnierender Betrag auf der rechten Seite und stark sinkende Werte auf der anderen Seite. Im Zusammenhang mit dem Exponent n ist hier noch festzustellen, daß auf der rechten Seite an der letzten Meßebeene der Exponent ebenfalls zunimmt, wie die maximale Schubspannung. Bei Stromaufteilung $\beta = 10\%$ konnte kein Zusammenhang zwischen dem Maximalwert der Umfangskomponente und der maximalen Schubspannung gefunden werden. Bei $\beta = 20\%$ ist bei dem Maximalwert der laminaren Schubspannung keine richtige Tendenz zu erkennen, die Werte schwanken miteinander über die Höhe (s. Bild 5.2.4.6.e). Die maximale turbulente Schubspannung zeigt sich wieder unterschiedlich auf beiden Seiten. Während die Maximalwerte der Umfangskomponente mit der Höhe beidseitig wechseln (s. Bild 5.1.2.d), zeigen die ermittelten Exponenten eine eindeutige Tendenz: auf der linken Seite nehmen sie ab, auf der rechten Seite steigen sie (s. Tabelle 5.2.1).

Zum Maximalwert der Schubspannung kann allgemein gesagt werden, daß eine beidseitige Tendenz nur im laminaren Fall zustande kommt; im turbulenten Fall laufen die Kurven mit der Höhe voneinander weg. Es besteht kein direkter Zusammenhang zwischen der maximalen Schubspannung und dem ermittelten Exponenten n der Umfangsgeschwindigkeit oder den Maxima der Verteilung der Umfangskomponente.

Reibungsmoment

Das Reibungsmoment wird mit Hilfe der Gl.(5.35) wie folgt, berechnet:

$$M_\eta = \tau \cdot A \cdot r. \quad (5.65)$$

In diesen Ansatz wird für die Schubspannung die laminare τ_{lam} oder die turbulente τ_{turb} Schubspannung eingesetzt. Der Verlauf des Reibungsmomentes über dem Radius sowohl mit laminarer als auch mit turbulenter Schubspannung zeigt sich ähnlich, und zwar von außen nach innen ein leichter Abfall, im Kernbereich eine stärkere Senkung und um die Rotationsachse ein flacherer Kurvenverlauf. Ein typischer Verlauf ist im Bild 5.2.4.5.c dargestellt (s. auch Abb. 5.1.12). Es wird hier deutlich, daß der Verlauf des Reibungsmomentes einen Knickpunkt etwa an der Kerngrenze hat. Dieser Knick bleibt für beide Strömungsverhältnisse auf dem gleichen Radius. Den Vergleich mit verschiedenen Volumenstromaufteilungen zeigt das Bild 5.2.4.6.b mit laminarem und das Bild 5.2.4.6.d mit turbulenter Schubspannungsansatz. Hier ist zu sehen, warum die Stromaufteilung auf die ausgebildete Geschwindigkeit so wenig Auswirkung hat. Das hier auftretende Reibungsmoment und die Schubspannung zeigen eine ähnlich gute Übereinstimmung wie die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit selbst (s. Bild 5.2.4.1). Bei dem Reibungsmoment fällt die Asymmetrie der Strömung (unterschiedliche Potenzwerte auf beiden Seiten) deutlicher auf.

Bei der Variante 5 besteht die Möglichkeit, die Änderung des Reibungsmomentes entlang der Wirbelkammer zu untersuchen und zu analysieren. Bezugnehmend auf den Wirbeltransport ändert sich der Drall mit der Höhe (s. Kap. 5.1.6.2). Dabei ergibt sich eine einfache Lösung der Differentialgleichung zu:

$$\Delta \dot{D} = \dot{D}_1 - \dot{D}_2 \cong M_{1/2}. \quad (5.66)$$

Diese Gleichung bedeutet, daß die Dralländerung zwischen den Meßebenen etwa der Änderung des Momentes entspricht. Demnach wird $\Delta \dot{D}$ berechnet und die Werte des Momentes sowohl mit laminarer als auch mit turbulenter Schubspannung in Tabelle 5.2.3

dargestellt. Es ist hier zu sehen, daß die Änderung sowohl in positiver als auch in negativer Richtung erfolgt (s. Bild 5.2.4.6.f).

M _{1/2} Höhe H [mm]	β = 0%		β = 10%		β = 20%	
	mit τ _{lam}	mit τ _{turb}	mit τ _{lam}	mit τ _{turb}	mit τ _{lam}	mit τ _{turb}
430	0,2995	0,4725	-0,2633	-0,1358	-0,1344	0,0843
550	-0,2005	-0,2145	-0,1894	-0,0258	0,4596	0,8061
670	-0,3496	0,0405	-0,0760	-0,3492	-0,4076	-0,2111
790	-0,1439	-0,2481	-0,1898	-0,4169	-0,1056	-0,4185
insgesamt	-0,3945	0,0504	-0,7185	-0,9277	-0,1880	0,2608

Tabelle 5.2.3: Änderung des Reibungsmomentes über die Höhe [Nm]

Mit der laminaren Schubspannung berechnet, erhält das Reibungsmoment über die gesamte Höhe der Anlage einen Verlust. Mit der turbulenten Schubspannung kommt es nicht nur stellenweise, sondern auch insgesamt zur positiven Bilanz. Dies kann einerseits daran liegen, daß die Abschätzung des Prandtl'schen Mischungsweges durch die einfache Annahme nicht vollkommen richtig war. Eine andere Bedeutung der positiven Bilanz kann sein, daß aus dem Fluid Wärme entzogen und in kinetische Energie umgewandelt wird. Dies würde bedeuten – entsprechend der Wirkung einer Kältemaschine – eine negative Dissipation, wobei das strömende Fluid abgekühlt wird. Weiterhin kann als Ursache angesehen werden, daß die Umfangskomponente noch nicht ausgebildet ist, und in diesem Sinne eine gemischte Wirkung der Wirbelsenke und des Wirbeltransportes auftritt. Berücksichtigt man die Abmessungen der Wirbelkammer, die Eintrittsgeschwindigkeit und den entstehenden Druck, scheint diese Erklärung zutreffend zu sein.

Kontrollmessungen

Um die LDA-Messungen zu kontrollieren, wurden Messungen mit HDA ergänzend durchgeführt. In axialer Richtung wurden größere Unterschiede der Verläufe festgestellt. Die Ursachen hierfür könnten in der Abkühlung der Schäfte der Hitzdrahtsonde durch das starke Drallfeld liegen. Wie im Bild 5.2.4.3.e zu sehen ist, liegen die Kurven nahe beieinander, so daß man mit dem ermittelten relativen Fehler des HDA diese Ergebnisse akzeptieren kann.

In der Umfangsrichtung wurde kaum eine Differenz festgestellt und somit die Richtigkeit der Meßwerte bestätigt (s. Bild 5.2.4.3.f).

Um die Asymmetrie detailliert zu überprüfen, wurden auch diesbezüglich Messungen mit HDA durchgeführt. Die Messung wurde auf Ebene H = 550 mm in Richtung 0° und 90° in Axial- und auch in Umfangsrichtung durchgeführt. Im Bild 5.2.4.4.a und 5.2.4.4.b werden die Ergebnisse dargestellt. In den Bildern ist eindeutig zu sehen, daß die Strömung in der Ebene nahezu symmetrisch ist, da bei der Umfangsgeschwindigkeit nur geringe Unterschiede festzustellen sind. Bei der Axialgeschwindigkeit wurden zwar unterschiedliche Werte gemessen, trotzdem verlaufen die Kurven fast aufeinander. Die kleinen, nur teilweise auftretenden Unterschiede kann man durch die Instabilität der Axialströmung erklären.

Turbulenzgrad und Standardabweichung

Der örtliche Turbulenzgrad zeigt bei beiden Komponenten relativ hohe Werte. Bei der Axialkomponente kann dafür die Schwankung der kleinen Werte (mit Nulldurchgang) genannt werden. Hinsichtlich der Umfangskomponente treten starke Geschwindigkeitsgradienten auf, die ihren Niederschlag bei der LDA als Turbulenzgrad finden. Dies ist aber eine scheinbare Turbulenz, die wahre beinhaltet wesentlich kleinere Werte. Bei der Bestimmung der Turbulenz ist der Einsatz der HDA zweckmäßiger. Deshalb wurde an einigen Stellen der Turbulenzgrad mit der HDA ermittelt. Die Ergebnisse sind im Bild 5.2.4.4.c bzw. im Bild 5.2.4.4.e dargestellt. Wie zu sehen ist, liegt der Turbulenzgrad in der axialen Richtung zwischen $Tu_a = 2\%$ und $Tu_a = 7\%$, in der Umfangsrichtung bei $Tu_u \approx 1\%$, und im Kern steigt er bis auf $Tu_u = 4\%$. Diese Werten sind deutlich geringer als die mit dem LDA gemessenen Werte. Bei der Axialgeschwindigkeit ist gut zu sehen, daß der Turbulenzgrad seinen Maximalwert an der Kerngrenze erreicht, in der tangentialen Richtung trifft dies für den Kernbereich zu. Die Instabilität der Strömung in der axialen Richtung ist bei Richtungsumkehr gegeben. Zusätzlich wird die mit HDA gemessene Standardabweichung der Axialkomponente im Bild 5.2.4.4.d und der Umfangskomponente im Bild 5.2.4.4.f angegeben.

Die mit dem LDA gemessene Standardabweichung, also die RMS-Werte liegen sowohl bei der Axial- als auch bei der Umfangsgeschwindigkeitskomponente bei allen Volumenstromaufteilungen bei $\sqrt{v_i'^2} = 1 - 2 \text{ m/s}$.

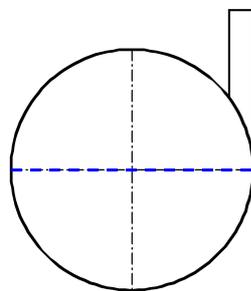
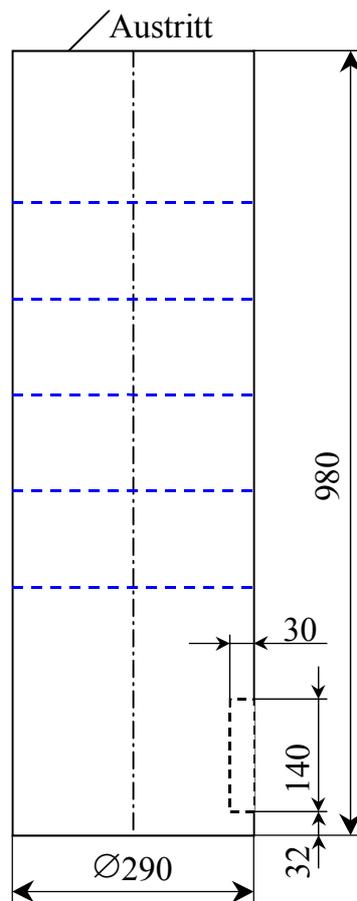
Zusammenfassung

Bei der Variante 5 wurde das Geschwindigkeitsfeld bei verschiedenen Einstellungen ($\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$) in axialer und tangentialer Richtung untersucht. Es wurden nur kleine Unterschiede festgestellt, eine bedeutende Auswirkung auf das Strömungsfeld konnte die Größe der Ringspaltöffnung nicht auslösen. Das Strömungsfeld der starken Drallströmung entspricht den Erwartungen. Die Umfangsgeschwindigkeit entspricht in äußeren Bereichen einem Wirbel, der mit dem Ansatz $v_u \cdot r^n = \text{const.}$ beschrieben werden kann. In der axialen Richtung ist im Kern eine Aufwärtsströmung gegeben, die in Wechselwirkung mit der Drallströmung steht. Die Asymmetrie der Strömung im Rohr ist auf den unsymmetrischen, tangentialen Eintritt zurückzuführen. Die seitlich wechselnden Orte der Maximalwerte der Umfangskomponente und die unterschiedlichen seitlichen Volumenströme in der axialen Richtung in den verschiedenen Ebenen deuten auf eine spiralförmige Sekundärströmung hin. Eine Zentrierung der Strömung erfolgt in der Nähe des Rohrabschlusses, wo der Drosselkegel das Strömungsfeld durch seine Wirkung beeinflusst. Eine Vorstellung von der Gesamtströmung des Rohres wird im Bild 5.2.4.7 angegeben. Eine Abschätzung der thermodynamischen Vorgänge im Wirbelrohr befindet sich im Anhang A3.

5.3 Variante 1 /mit offenem Austritt/

5.3.1. Einleitung

Bei der Auslegung verschiedener Kammerausführungen zur Untersuchung der Drallströmung wurde vom einfachen Wirbelrohr ausgegangen. Das Versuchsobjekt besteht aus einem etwa 1 m langen Rohr mit einem tangentialen Eintritt, wie es in der Abbildung 5.3.1 dargestellt ist.



Bei dieser Wirbelkammer wurde erwartet, daß die durch die Eintrittsgeschwindigkeit bedingte Umfangsgeschwindigkeit mit der Höhe abnimmt. Im Wirbelrohr, wie in einer Drallbrennkammer, sollte ein Starrkörperwirbel entstehen. Aus der Literatur ist die Erscheinung bekannt, daß bei der Ausbildung einer freien Drallströmung in einem offenen Wirbelrohr in der Rohrmitte eine Rückströmzone entsteht [19]. Dieses Phänomen läßt sich erkennen sowohl bei geschlossenen Drallströmungen als auch dann, wenn sich der Austritt aus der Kammer in der Rohrmitte befindet und sich nicht ein unendliches Rohr anschließt, welches die Rückströmung verhindert (Variante 5).

Ein wichtiger Aspekt bei den Versuchen war somit die Frage nach der Strömungsfeldänderung über der Höhe, ob also bei geringerem Länge-Durchmesser-Verhältnis ($L/D \approx 3,4$) schon eine deutliche Änderung der Geschwindigkeitskomponenten zu bemerken ist.

Außerdem war das Turbulenzverhältnis in Hinsicht auf die Stabilität der Strömung zu untersuchen. Da im vorliegenden Fall die Geometrie des Rohres keine radiale Bewegung erzwingt, wurden keine großen Werte in diese Richtung erwartet.

Anschließend wird die numerische Berechnung mit den Meßergebnissen verglichen.

Abbildung 5.3.1: Schematische Darstellung des Wirbelrohres (Maße in mm)

5.3.2. Versuchsdurchführung

Die Geschwindigkeit am Eintritt in das Wirbelrohr wird bei den Versuchen stets auf Werte von $v_E = 15$ m/s bis $v_E = 25$ m/s eingestellt. Die Daten der untersuchten Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Bei der Durchführung der Versuche wurde als Erscheinung festgestellt: Bei einer kurzen, plötzlichen, kantigen Erweiterung (s. Abb. 5.3.2.a und 5.3.2.b) stellen sich verschiedene Strömungszustände im Rohr ein. Diese alternative rotierende Strömung wurde ebenfalls ausgemessen, und als Zustand 2 ein Vergleich zum Zustand 1 angegeben. Die Erweiterung des Rohres ist $l_e = 10$ mm lang, und erweitert den Durchmesser von $D_i = 290$ auf $D_i = 300$ mm.

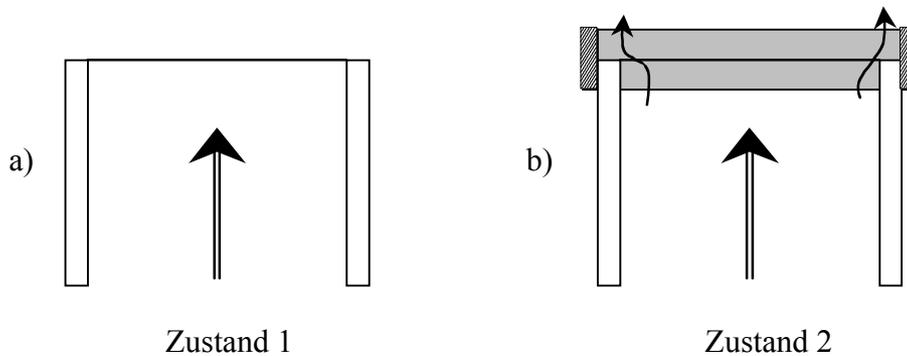


Abbildung 5.3.2: Schematische Darstellung der plötzlichen Erweiterung am Ende des Wirbelrohres

5.3.3. Meßergebnisse

Die Messungen wurden in verschiedenen Ebenen von $H = 310$ bis $H = 790$ mm über den Durchmesser (jeweils von außen bis zur anderen Rohrwand) durchgeführt (s. Abb.5.3.1). Mit dem LDA wurden die Axial- sowie die Umfangskomponenten gemessen.

Die Meßergebnisse werden im Anhang dargestellt. In den Abbildungen sind die Umfangsgeschwindigkeiten und die meridionale Strömung (auf den Querschnitt bezogener Volumenstrom), sowie die Mittelwerte des Turbulenzgrades und der Standardabweichung abhängig von der Höhe bei beiden Zuständen dargestellt. Angegeben ist ebenfalls der Vergleich mit der numerischen Berechnung.

5.3.3.1 Geschwindigkeitsfeld bei Zustand 1

Axialgeschwindigkeit

Bei der Axialkomponente (s. Bild 5.1.4.a) wurde Asymmetrie festgestellt. Die Luft strömt nicht symmetrisch nach oben. Auf der mittlere Ebene ($H = 550$ mm) zeigt sich die Strömung ausgeglichen, die zurückströmende Luft in der Rohrmitte verteilt sich ebenfalls symmetrisch. Die das Rohr durchströmende, auf den Eintrittsvolumenstrom bezogene Luftmenge ist im Bild 5.1.4 dargestellt. Es ist bemerkenswert, daß durch die offene Gestaltung des Wirbelrohres etwa 60-70% des einströmenden Volumenstromes zurückströmt (s. Bild 5.3.1.a) und bis zur Eintrittshöhe einen Kern bildet. Die Kerngrenze bleibt nicht stabil, je nach der Höhe wandert sie in beide Richtungen. Die Kerngrenze – der jeweilige Null-Durchgang der Axialkomponente – wandert von rechts nach links (s. Bild 5.3.1.b). Da sich der Eintritt des Wirbelrohres auf der rechten Seite befindet, wurde eher die entgegengesetzte Tendenz erwartet, daß also die Einströmung die Luft sofort nach dem Eintritt in die Richtung des

Austritts drängt. Nach der tangentialen Einführung der Luft bildet sich erst ein Wirbel aus, danach strömt die Luft axial in die Richtung des Austritts. Das Verhältnis zwischen den Maximalwerten der Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten liegt bei etwa $v_{a(\max)} : v_{u(\max)} = 1:3$, dadurch ist die drehende Bewegung des Fluids stärker als die axiale Strömung. In Abhängigkeit vom Abstand vom Eintritt ist zu erwarten, daß die rotierende Bewegung nachläßt. Wie erwähnt, stört die geringe Länge des Rohres und die zentrale Rückströmung, bedingt durch das austrittsseitig vorliegende Druckfeld, die Ausbildung des erwarteten Strömungsprofils.

Bei den Messungen wurde ebenfalls der Turbulenzgrad Tu_a und die Standardabweichung S_i (RMS-Wert) erfaßt. Der Turbulenzgrad spiegelt jedoch eher die Instabilität der Axialkomponente als die wahre Turbulenz wider. Die Werte werden so beim jeweiligen Null-Durchgang der Geschwindigkeit erheblich groß. Aus der örtlich ermittelten Standardabweichung $S_i = \sqrt{v_i'^2}$ wurde ein Mittelwert nach:

$$S = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n S_i . \quad (5.67)$$

gebildet. Die mittlere Standardabweichung S bleibt bei einer Eintrittsgeschwindigkeit von $v_E = 20$ m/s bei etwa $S \approx 3$ m/s. Die Turbulenzintensität nimmt vorerst zu, danach aber in Richtung des Austritts zeigt sich eine Stabilisierung; eine stetige Abnahme der RMS-Werte ist festzustellen (s. Bild 5.3.1.c).

Umfangsgeschwindigkeit

Die Umfangsgeschwindigkeit (s. Bild 5.1.1.a) entspricht näherungsweise den Verhältnissen eines Starrkörperwirbels, ist jedoch stark geprägt vom anfänglich starken Geschwindigkeitsgradienten. Es ist eine allmähliche Umbildung (bis zur vierten Meßebe) zu verzeichnen. In Rohrmitte ist eine Zunahme der Geschwindigkeit, im äußeren Bereich ein Abfall festzustellen. Die Maximalwerte der Umfangskomponente sinken allerdings stetig in Richtung des Austritts von $v_{u(\max)} / v_E \approx 0,9$ auf $v_{u(\max)} / v_E \approx 0,6$. Es ist jedoch keine Symmetrie gegeben. Der Ort des gemessenen Maximalwertes der Geschwindigkeit als auch der Rotationspunkt ($v_u = 0$) verschieben sich zuerst nach rechts und dann nach links (s. Bild 5.3.1.e), diese Tendenz ist auf den einseitigen Eintritt zurückzuführen.

Der örtlich gemessene Turbulenzgrad zeigt auch hier hohe Werte in der Nähe des Null-Punktes. Aussagekräftiger ist die Standardabweichung für die Entwicklung der Turbulenz. Die mittlere Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit beträgt bei $v_E = 20$ m/s etwa $S \approx 2$ m/s, nimmt von der ersten Meßebe bis zur Mitte des Rohres zu, bleibt dann etwa konstant (s. Bild 5.3.1.f).

Ergänzend wurde die Schubspannung bei laminarem τ_{lam} und turbulentem τ_{turb} Ansatz auf der Basis der gemessenen Umfangsgeschwindigkeit bei $v_E = 20$ m/s berechnet. Den typischen Verlauf zeigt das Bild 5.3.2.a. Beim turbulenten Ansatz wurde die Länge des Prandtl'schen Mischungsweges $l = 1,3$ mm gewählt, hier um bei den maximalen Werten bei beiden Ansätze die gleiche Größenordnung zu erreichen. Die größeren Werten außen nehmen in Richtung der Rohrmitte ab, der Verlauf verzeichnet sogar positiven Werte.

Die maximalen Werte der berechneten Schubspannung nehmen mit der Höhe ab. Durch die Abbremsung der Umfangskomponente, und Vergleichmäßigung der Geschwindigkeits-

verteilung tritt ein immer kleinerer Geschwindigkeitsgradient zwischen den Schichten auf, die innere Reibung wird kleiner (s. Bild 5.3.2.e).

Vergleich der Axial- und Umfangskomponenten

Wie schon erwähnt, beeinflußt der einseitige Eintritt ins Wirbelrohr das gesamte Strömungsfeld. Die kurze Rohrlänge und die durch den offenen Betrieb bedingte zentrale Rückströmung können die Asymmetrie nicht ausgleichen. Bei der Umfangskomponente scheint eine Stabilisierung der Strömung vor dem Austritt einzutreten; die Rotationsachse liegt fast auf der geometrischen Achse, die Maximalwerte der Geschwindigkeit befinden sich auf gleichem Radius. Die Axialgeschwindigkeit ergibt sich nicht so ausgeglichen, die Verschiebung der Kerngrenze zwischen Aus- und Rückströmzone bleibt deutlich erkennbar. Die zentrale Rückströmzone sollte das gesamte Strömungsfeld stabilisieren [19], der dafür vorauszusetzende verteilte Eintritt (mindestens 4 Eintrittsstellen am Umfang) ist hier jedoch nicht gegeben. Somit ist eine spiralförmige Bewegung des Wirbelkernes zu verzeichnen.

5.3.3.2 Geschwindigkeitsfeld bei dem Strömungszustand 2

Bei den Untersuchungen wurde ein zweiter, relativ stabiler Strömungszustand festgestellt. Bei einer plötzlichen, kantigen Erweiterung des Wirbelrohres ändert sich das gesamte Strömungsfeld im Wirbelrohr.

Axialgeschwindigkeit

Die Verteilung der Axialkomponente verläuft flacher als beim Zustand 1. Eine deutlich geringere Rückströmung ist zu verzeichnen, nur etwa 20% des gesamten Eintrittsvolumenstromes (s. Bild 5.3.1.a). Die Maximalwerte der Axialgeschwindigkeit erreichen nur etwa 50-65% der Maximalwerte des Zustandes 1, der jeweilige Null-Durchgang verlagert sich in die Richtung der Rohrmitte (s. Bild 5.3.1.b). Die Kerngrenze bleibt auf der linken Seite nahezu stabil, auf der rechten Seite sind jedoch starke Schwankungen zu verzeichnen. Ähnlich wie beim Zustand 1 ist festzustellen, daß sich der Querschnitt der Rückströmzone in Richtung des Austritts verringert. Nicht erwartet war jedoch, daß der zurückströmende Luftstrom in Ausströmrichtung ab der Rohrmitte ($H = 550\text{mm}$) ansteigt. Die Standardabweichung der Geschwindigkeit nimmt stetig ab, d.h., die Strömung wird nach anfänglich größeren Schwankungen stabilisiert (s. Bild 5.3.1.c).

Umfangsgeschwindigkeit

Bei der Umfangsgeschwindigkeit wurden veränderte Verläufe festgestellt. In Rohrmitte steigt die Geschwindigkeit rasch an, danach wird der Verlauf flacher bis zum Maximalwert. Der Maximalwert der Umfangskomponente fällt von $v_{u(\text{max})} / v_E \approx 0,95$ auf $v_{u(\text{max})} / v_E \approx 0,7$, bleibt beidseitig höher als beim Zustand 1 (s. Bild 5.3.1.d). Hinsichtlich der Rotationsachse ist eine Verschiebung nach links festzustellen, diese Verschiebung wurde ebenfalls bei der Axialkomponente festgestellt. Der Ort der Maximalwerte liegt näher zur Rohrmitte und zeigt größere Schwankungen (s. Bild 5.3.1.e). Die Standardabweichung nimmt mit der Höhe stark zu. Die plötzliche Erweiterung verursacht eine stärkere Instabilität der Strömung, auch

deutlich zu erkennen am Nebelaustritt aus dem Wirbelrohr (s. Bild 5.3.1.f). Die Verteilung der Schubspannung zeigt ein ungewöhnliches Bild. In Zuordnung zum Verlauf der Umfangskomponente nimmt die Schubspannung in der Rohrmitte stark zu, bleibt aber mit Schwankungen im negativen Bereich (s. Bild 5.3.2.b). Das Reibungsmoment ergibt einen ähnlichen Verlauf (s. Bild 5.3.2.d). Die maximalen Werte der Schubspannung lassen mit der Höhe nach, die Wandschubspannung nimmt aber zu (s. Bild 5.3.2.f). Die Werte liegen etwa eine Größenordnung höher, als bei dem Zustand 1.

Der gemessene Druckverlust zeigt ebenfalls, das beim Zustand 2 andere Strömungsverhältnisse vorliegen.

5.3.4 Zusammenfassung

Wirbelströmungen treten in vielfältiger Form auf. Ihr Geschwindigkeitsfeld ist abhängig von der Anfangsbedingung und in starkem Maße von der überlagerten Meridionalströmung.

Die angestellten Untersuchungen dienten dem Studium dieser Abhängigkeiten bei drallbehafteten Strömungen in zylindrischen Hohlräumen. Die Rotationssymmetrie wird durch die Gestaltung des Volumenstromeintrittes gestört. Der freie Austritt bedingt aufgrund des ausgebildeten Druckfeldes zusätzliche Rückströmungen im Zentrum. Es liegt eine komplexe dreidimensionale Strömung vor mit Radialkomponenten nach innen und nach außen, mit somit auch unterschiedlich zu erwartender Auswirkung auf die Dralländerung. Die Druckverteilung in radialer Richtung wird durch die Umfangs- und Radialkomponente bestimmt. Die Druckverteilung verursacht am Boden eine überlagerte Sekundärströmung und wegen des freien Austritts eine stark unterschiedliche Axialkomponente, die sich einem rein axialen Transport überlagert und aus Kontinuitätsgründen auch erhebliche Radialströmungen verursacht.

Die Dissipation schlägt sich vor allem in der Umfangskomponente, gekoppelt mit der zugeordneten Druckverteilung, nieder. Insbesondere bei $v_u \gg v_r$ kommt es zu einer starken Abbremsung. Ohne Rückströmung und radialem Transport tendiert das Feld in Richtung einer Drehbewegung ohne Geschwindigkeitsgradient ($\omega = const$). Durch die angebaute Austrittserweiterung wurde eine erhebliche Veränderung des Geschwindigkeitsfeldes verursacht.

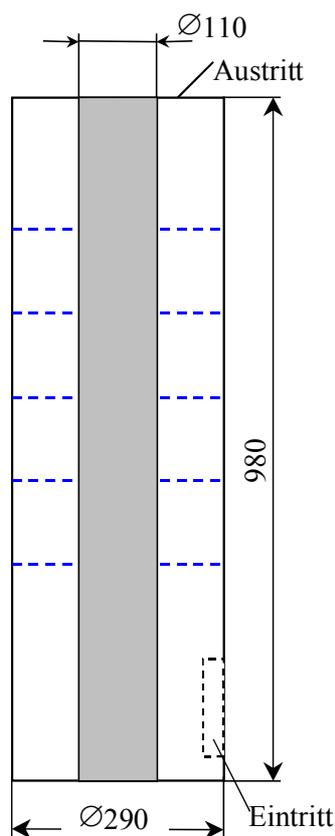
Durch den Einsatz der Laser-Doppler- und Hitzdraht-Anemometrie konnten die Verhältnisse mit guter Reproduzierbarkeit erfaßt werden. Die dabei ermittelten RMS-Werte bzw. Turbulenzgrade spiegeln in höherem Maße die Instabilität einer solchen Strömung als die eigentliche Turbulenz wider. Grund dafür sei der frei bewegliche Wirbelkern sowie die gegebene Rückströmmöglichkeit durch den Anschluß des Druckfeldes an die Atmosphäre.

Erste Versuche der numerischen Berechnung unter Heranziehung des Standard k- ϵ -Modelles führten zu befriedigenden Ergebnissen. Trotz der allgemein bekannten Probleme betreffs des k- ϵ -Modells bei stark gekrümmten Stromlinien brachte es nahezu ähnliche Werte im Vergleich zu den Meßergebnissen.

5.4 Variante 2 /mit festem Kern/

5.4.1. Einleitung

Diese Variante wurde als Vergleichsmodell zu Variante 1 gewählt. Hierbei wurde ein Rohr in die Wirbelkammer eingebaut (s. Abb. 5.4.1), um die zentrale Rückströmung zu unterbinden. Bei dieser Kammerausführung ist zu erwarten, daß eine stabile Drallströmung entsteht, die ohne Rückströmung eine quasi ringförmige, rotierende Strömung bildet. Der innere Durchmesser des eingebauten Rohres ist kleiner als der Durchmesser der Rückströmzone bei der Variante 1.



Es wurde erwartet, daß die beim Einlauf durch die Eintrittsgeschwindigkeit bedingte Umfangsgeschwindigkeit zu einer Wirbelausbildung, ggf. in Starrkörperform führt, und mit der Höhe abnimmt. An der inneren Rohrwand wird dabei die Geschwindigkeit $v = 0$ erreicht. Die starke Abbremsung an den Wänden dürfte aber keine gravierende Auswirkung auf den Geschwindigkeitsverlauf über den Radius haben. So ist hinsichtlich der Umfangskomponente zu erwarten, daß die Werte nicht linear auf $v_u = 0$ zurückgehen, sondern eine starke Abbremsung erst unmittelbar am Innenrohr eintritt. Der ggf. entstehende, in der Rohrmitte abgeschnittene Starrkörperwirbel sollte durch Vermeidung der Rückströmzone nur eine positive Axialkomponente besitzen. Es wird keine Rückströmung am offenen Austritt erwartet. Es wird auch keine große radiale Bewegung auftreten, da die Geometrie zur Ausbildung einer radialen Komponente nicht geeignet ist.

Die Turbulenzintensität sollte geringer ausfallen, es wird eine stabile Strömung erwartet. Bei dieser Variante wurde keine numerische Berechnung durchgeführt, da diese Variante nur als eine Ergänzung zu Variante 1 herangezogen wird.

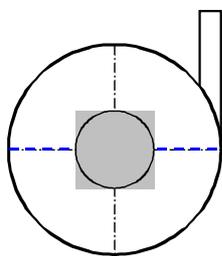


Abbildung 5.4.1: Schematische Darstellung der Variante 2 (Maße in mm)

5.4.2. Meßergebnisse

Axialgeschwindigkeit

Mit dem zentral eingebauten Rohr in der Mitte der Wirbelkammer ist eine Stabilisierung der Strömung zu verzeichnen. Es besteht keine so große Asymmetrie im Vergleich zu Variante 1.

Die zentrale Rückströmung der Luft konnte jedoch nicht vollständig verhindert werden, etwa 20% des eingeführten Volumenstromes gelangt entlang des Rohres in das Versuchsobjekt (s. Bild 5.1.7.c). Die durch den Austritt eindringende Luft bildet bis zur Eintrittshöhe einen Kern. Die Kerngrenze bleibt stabil und liegt etwa bei den Werten wie bei der Variante 1, Zustand 1 ($r/r_A \approx 0,6..0,8$), siehe Bild 5.4.1.b. Einen Vergleich der zurückströmenden Luftmenge mit Variante 1 zeigt Bild 5.4.1.a. Es ist gut zu sehen, daß das eingebaute Rohr und die dadurch geänderte Geometrie eine geringere Rückströmung ermöglicht. Der in verschiedenen Meßebenen wiedergegebene Volumendurchsatz ist unsymmetrisch und ändert sich von Meßebeene zu Meßebeene. Dies deutet auf eine spiralförmige Strömung hin. Durch den engeren Querschnitt der Kammer wird eine geordnete axiale Bewegung erwartet. Das Verhältnis zwischen den Maximalwerten der Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten liegt bei etwa $v_{a(\max)} : v_{u(\max)} \approx 1:4$. Die Maximalwerte der Axialkomponente zeigen große Schwankungen (s. Bild 5.4.1.c).

Die mittlere Standardabweichung S bleibt bei einer Eintrittsgeschwindigkeit von $v_E = 20$ m/s bei etwa $S \approx 2$ m/s, sie bleibt mit der Höhe fast unverändert (s. Bild 5.4.1.d). Die Stabilität der Strömung in axialer Richtung wird durch die Standardabweichung bestätigt.

Umfangsgeschwindigkeit

Bei der Umfangsgeschwindigkeit wurde ein Starrkörperwirbel erwartet, dessen Rotationsachse in der geometrischen Achse der Wirbelkammer liegt. Durch das Innenrohr sollte ein starker Geschwindigkeitsabfall in Wandnähe von der Idealgeschwindigkeit ($\omega = const$) auf Null eintreten. Statt dessen liegt eine lineare Verteilung im Ringraum vor; in der Nähe des mittigen Rohres geht die Geschwindigkeit auf $v_u \approx 0$ zurück (s. Bild 5.1.1.c).

Die Maximalwerte der Umfangskomponente sinken stetig in Richtung des Austritts von $v_{u(\max)} / v_E \approx 0,9$ auf $v_{u(\max)} / v_E \approx 0,6$ ab. Sie sinken beidseitig mit gleicher Tendenz (s. Bild 5.4.1.c), und bleiben relativ konstant über dem gleichen Radius (Abweichung etwa 3% - siehe Bild 5.4.1.b).

Die mittlere Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit beträgt bei $v_E = 20$ m/s etwa $S \approx 2$ m/s. Sie nimmt zunächst nach einem Abfall in Richtung Austritt von der zweiten Ebene an stetig zu (s. Bild 5.4.1.d). Die RMS-Werte bleiben über die Spalttiefe vorerst konstant, nehmen dann aber in Richtung Rohrmitte (Wirbelkern) stark zu, diese Erscheinung wirkt sich auf den Mittelwert der Standardabweichung aus.

Es wurde die Schubspannung bei Annahme laminarer τ_{lam} und auch turbulenter τ_{turb} Strömungsverhältnisse bei der gegebenen Umfangsgeschwindigkeit von $v_E = 20$ m/s ermittelt. Für den turbulenten Ansatz wurde die Länge des Prandtl'schen Mischungsweges $l = 0,5$ mm gewählt, damit ergeben sich sowohl für den laminaren und als auch den turbulenten Ansatz Werte in der gleichen Größenordnung. Die Maximalwerte der berechneten Schubspannung nehmen beidseitig mit der Höhe stetig ab. Die Kurven zeigen beidseitig gleiche Tendenz, dies ist Bestätigung für die symmetrische, stabile Strömung (s. Bild 5.4.1.e). Durch die starke Abbremsung der Umfangskomponente im engen Querschnitt tritt ein kleinerer Geschwindigkeitsgradient zwischen den Strömungsschichten auf.

Die an der Wand entstehende maximale Schubspannung zeigt starke Schwankungen. Diese Schwankungen nehmen in Richtung des Austritts ab (s. Bild 5.4.1.f).

5.4.3. Vergleich des Strömungsfeldes zur Variante 1

Beim eingebauten Innenrohr wurde erwartet, daß die Strömung sowohl in axialer als auch in tangentialer Richtung stabilisiert wird. Eine Rückströmung wurde nicht erwartet.

Die Rückströmung konnte jedoch nicht vollständig unterbunden werden, dem Betrag nach trat eine Reduzierung auf etwa die Hälfte ein. Bei relativ stabilem Geschwindigkeitsprofil in Umfangsrichtung zeigt die Kerngrenze kleinere Schwankungen, die vorliegende Abnahme ist auf die Verhinderung der radialen Bewegung zurückzuführen. Bei dem Versuchsobjekt wurde ein Ausgleich des Strömungsprofils in axialer Richtung nicht festgestellt, die Verwendung des Ringquerschnittes zeigt stabilere Strömungseigenschaften.

Erwartungsgemäß fallen der Turbulenzgrad und die Standardabweichung unter die Werte der Variante 1.

Eine typische Verteilung der Schubspannung und des auftretenden Reibungsmomentes zeigt die Abbildung 5.4.2.

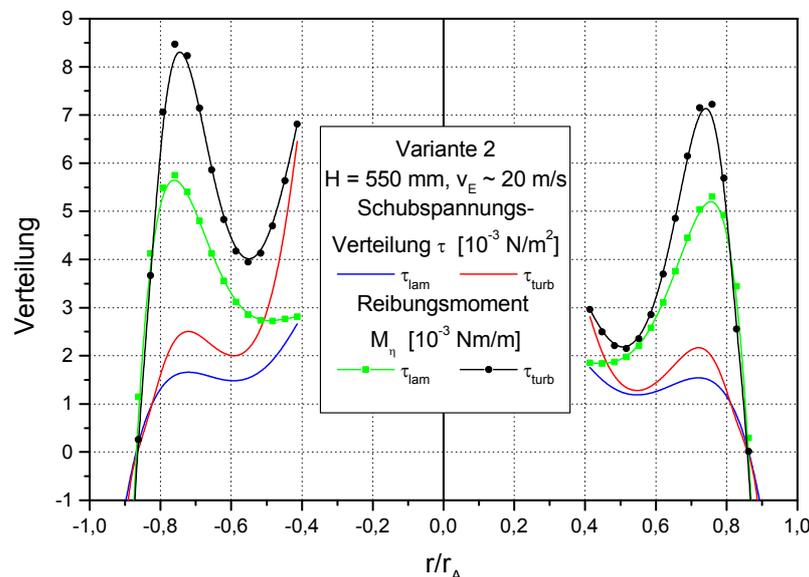


Abbildung 5.4.2: Schubspannung und Reibungsmoment mit laminarem und turbulentem Ansatz

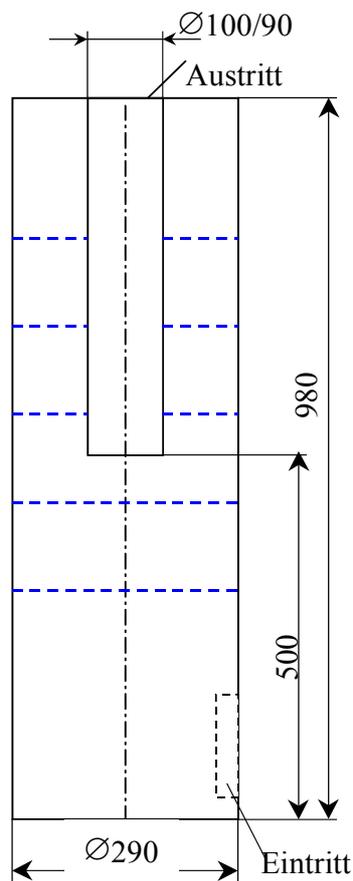
Der Verlauf der Schubspannung ist ähnlich zu Variante 1 Zustand 2. Es ergibt sich ein Reibungsmoment mit ähnlichem Kurvenverlauf. Zwischen den Strömungsschichten treten größeren Gradienten auf, bedingt durch den geringeren Wandabstand.

Die geometrische Änderung der Wirbelkammer hat zu einer Umbildung des Strömungszustandes geführt. Allerdings zeigten die Geschwindigkeitskomponenten nicht das erwartete Strömungsprofil.

5.5 Variante 3 /mit Tauchrohr Austritt gegenüber dem Eintritt/

5.5.1 Einleitung

Die Variante 3 stellt eine Wirbelkammer mit zentralem Austritt dar. Der Austritt befindet sich im Vergleich zum Eintritt auf dem gegenüberliegenden Ende des Rohres. Ähnlich einem Tauchrohr ragt das Austrittsrohr bis zur Mitte der Wirbelkammer.



Wie in Abbildung 5.5.1 zu sehen ist, hat diese Variante – so wie die anderen Varianten – ebenfalls einen tangentialen Eintritt. Statt der bekannten Zyklonanlagen, wo ähnliche Gestaltungen der Kammern zu finden sind, hat diese Variante nur einen Austritt. Durch diesen Austritt wird die ganze eintretende Luftmenge ausgetragen, d.h. daß im Bereich des Tauchrohres theoretisch ein Totwassergebiet bzw. Rezirkulationsgebiet vorliegen würde. Dabei ist hier zu erwarten, daß die aufgeprägte hohe Umfangsgeschwindigkeit abgebremst wird, und nur kleine axiale Bewegungen in diesem Abschnitt erfolgen.

Demgegenüber stellt sich die Erfahrung mit zyklonähnlichen Trennapparaten, wobei in diesem Abschnitt überlagerte Sekundärströmungen an den Rohrwänden auftreten. Es ist durchaus vorstellbar, daß die axiale Bewegung so gerichtet ist, daß ein Teil der Luftmenge nicht direkt vom Eintritt zum Austritt gelangt, sondern vorerst durch einen langen Umweg mit zwei starken Richtungswechseln. In diesem Fall kommt der Transport des ausgebildeten Wirbels zustande, d.h. der Drall wird mit der axialen Komponente nach oben transportiert.

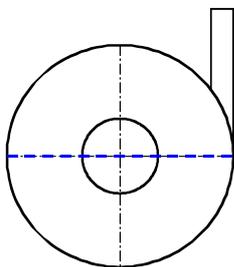


Abbildung 5.5.1: Schematische Darstellung der Wirbelkammer der Variante 3

5.5.2 Ergebnisse

Axialgeschwindigkeit

Bei der Axialgeschwindigkeit ist ein ausgeglichenes Strömungsfeld zu sehen. Die Kurven verlaufen fast symmetrisch zur Rohrachse (s. Bild 5.1.5.a). Dabei kommt es zu einer Beeinträchtigung der Ausbildung des gesamten Strömungsfeldes, da das Tauchrohr in der

Rohrmitte einen starken Einfluß ausübt. Der Nulldurchgang und der Maximalwert der Axialkomponente zeigen sich ausgeglichen über die Höhe (s. Bild 5.5.1.a), während der Kernbereich wegen des Tauchrohres nach außen verlagert ist (s. Bild 5.5.1.b). Die Linien der Nulldurchgänge und die Maxima verlaufen parallel zueinander, in diesem äußeren Bereich ($r/r_A > \pm 0,7$) hat die geometrische Gestaltung der Kammer keine größere Auswirkung. Auf der Meßebene 3 verlagert sich der Maximalwert nach innen auf beiden Seiten. Ursache dafür ist der durch das nahe liegende Tauchrohr ausgebildete großräumige Wirbel, der die Strömung Richtung Tauchrohr zieht. Diese Meßebene befindet sich nur 50 mm vom Tauchrohrende entfernt. Der durch die hier entlang der Kammerwand nach oben, und am Tauchrohr nach unten strömende Luftmenge auftretende Gradient verursacht eine Wirbelausbildung. Der Wirbel in der Kammermitte hält das Gleichgewicht zwischen den Strömungsfeldern der unteren und oberen Kammerhälfte, deren Querschnitt 12% kleiner ist als der untere Kammerquerschnitt. Das Geschwindigkeitsfeld zeigt, daß in diesem oberen Bereich kein Totwassergebiet zu finden ist. Im äußeren Bereich ($r/r_A \geq \pm 0,7$) strömt die Luft nach oben, und von Ebene zu Ebene gelangt ein Teil in den abwärtsströmenden inneren Bereich hinzu. Im inneren Bereich ($r/r_A \leq \pm 0,7$) strömt die Luft an der Tauchrohrwand nach unten und verläßt dann die Kammer über den Austritt.

Der Kernbereich der Axialgeschwindigkeit wird durch den Maximalwert der Abwärtsströmung bestimmt. Dies zeigt die Auswirkung der geometrischen Änderung im Rohr. Durch das Tauchrohr wird dieser Kernbereich nach außen gedrängt (s. Bild 5.5.1.b).

Eine richtige Volumenstrombilanz war bei dieser Variante schwierig aufzustellen, da in der Rohrmitte keine gute Datenrate erzielt werden konnte (s. Kap. 5.2.3.1). Die Volumenstrombilanz zeigt, daß ein ausgeglichenes Strömungsfeld in der Wirbelkammer herrscht (s. Bild 5.1.8.a). In der unteren Kammerhälfte sind jedoch stärkere Massebewegungen festzustellen als in der oberen. Die unausgeglichene Bilanz in der oberen Hälfte weist auf eine spiralförmige Strömung hin.

Die Maximalwerte der Axialkomponente sinken von höheren auf niedrigere Beträge (s. Bild 5.5.1.c). Die linke Seite zeigt einen deutlichen Anstieg bis zur Rohrmitte, dann eine starke Abnahme. Die rechte Seite fällt stetig ab. Diese Verläufe zeigen, daß in der unteren Meßebene größere Massenströme auftreten, als in der oberen.

Die Standardabweichung S liegt bei $S = 1 - 3$ m/s, abhängig vom Radius. Der Mittelwert der Standardabweichung für beide Seiten zeigt das Bild 5.5.1.d. Hier ist ein paralleler Verlauf für beide Seiten zu verzeichnen. Auf der mittleren Ebene zeigt sich der größte Schwankungswert. Diese ansteigende Schwankung ist mit der erhöhten Instabilität der Strömung in axialer Richtung durch die geometrische Gestaltung zu erklären.

Umfangskomponente

Die Umfangskomponente zeigt den erwarteten Verlauf (s. Bild 5.1.2.a). Es bildet sich ein nach innen zunehmendes Geschwindigkeitsfeld aus, das im Kernbereich in einem Starrkörperwirbel übergeht. Die Umfangskomponente ist fast symmetrisch verteilt, zu kleinen Abweichungen kommt es bei der Rotationsachse, die nicht in der geometrischen Achse der Kammer liegt. Die Strömung an der Wand wird ständig abgebremst, das Strömungsprofil verliert im Außenbereich seinen durch das Eintrittsprofil bedingten Charakter. In der oberen Kammerhälfte, wo das Tauchrohr die völlige Ausbildung des Profils verhindert, wird die Strömung durch die Wandreibung abgebremst. Der Verlauf der tangentialen Geschwindigkeit erreicht die Maximalwerte in der Nähe des Tauchrohres. Die Maximalwerte, die den

Kernbereich bestimmen, zeigen den Einfluß der geometrischen Änderung der Kammer (s. Bild 5.5.1.b). Der Kernbereich ist auf der linken Seite beinahe stabil, auf der rechten Seite zeigen sich Schwankungen.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente sind wegen der Beeinträchtigung durch das Tauchrohr bei $r/r_A \approx 0,45$ ermittelt. So zeigt der Verlauf die Abbremsung der Umfangskomponente auf beiden Seiten (s. Bild 5.5.1.c). Auf der linken Seite fällt der Maximalwert mit eindeutiger Tendenz, auf der rechten Seite ist der starke Einfluß des Tauchrohres in der Kammermitte zu verzeichnen.

Die Standardabweichung liegt zwischen $S \approx 1 - 2,5$ m/s, stark abhängig vom Radius in der oberen Kammerhälfte. An der Tauchrohrwand nehmen die RMS-Werte stark zu, jedoch bleiben sie im Außenbereich niedriger als in der unteren Kammerhälfte.

Der mittlere Wert der Standardabweichung ist im Bild 5.5.1.d dargestellt. Die Kurven verlaufen mit einer Ausnahme recht parallel, zeigen aber große Schwankungen.

Für jeden Geschwindigkeitsverlauf wurde für den Ansatz $v_u \cdot r^n = const$ der Exponent n ermittelt. Die Werte der Exponenten sind im Bild 5.5.1.e dargestellt (s. auch Tabelle 5.1.2). Wie im Bild zu sehen ist, fallen nach einer Zunahme auf beiden Seiten die Werte stark ab. Hier wird die Auswirkung des Tauchrohres eindeutig. Die ausgebildete Wirbelströmung wird gespalten und wegen des Wandeinflusses abgebremst. Danach bekommt der Wirbel neue Impulse durch die Stabilisierung der Strömung. In der letzten Meßebeine werden wieder normale Werte ermittelt, dabei ist die Wirkung der hier auftretenden radialen Komponente nicht auszuschließen. Durch die oben geschlossene Kammer ist die Strömung gezwungen, die axial nach oben strömende Luft umzulenken, und nach unten zu richten. Diese Umlenkung transportiert den Drall nach innen, wodurch eine stärkere Zunahme der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung zu verzeichnen ist.

Schubspannung und Reibungsmoment

Durch den ausgebildeten Wirbel entsteht eine Schubspannung zwischen den strömenden Schichten. Der Verlauf der Schubspannung erreicht ein Maximum. Diese Maxima liegen am Ort des größten auftretenden Gradienten. Es ist meistens der Ort nahe des Maximalwertes der Umfangsgeschwindigkeit. Zur Berechnung der turbulenten Schubspannung wurde eine lineare Mischungswegverteilung ($l = C_1 \cdot r$) gewählt (s. Kap. 5.1.6.1). Daher beträgt die gewählte Konstante $C_1 = 0,0022$.

Die maximale Schubspannung fällt über die Höhe ganz stark in der oberen Kammerhälfte ab (s. Bild 5.5.1.f). Bei dem Tauchrohr erreichen sie nur etwa $\tau_{max} \approx -1,5 - 1,0 \cdot 10^{-2}$ N/m², die Hälfte des Maximalwertes in der unteren Kammerhälfte. Dies zeigt, daß die gesplattene Strömung eine niedrigere Schubspannung zwischen den Schichten hervorruft, also die Verteilung der Geschwindigkeit in der Umfangsrichtung ausgeglichener ist. Dieses ausgeglichene Geschwindigkeitsprofil bestätigt der Betrag des Exponenten n , der ebenfalls in der oberen Kammerhälfte geringer ausfällt.

Aus der ermittelten Schubspannung läßt sich das Reibungsmoment herleiten. Das in der unter dem Tauchrohr befindlichen Kammerhälfte auftretende Reibungsmoment fällt höher aus als in der oberen Kammerhälfte. Einen guten Vergleich zwischen der ersten und letzten Meßebeine zeigt die Abbildung 5.5.2.

Wie in der Abbildung zu sehen ist, verläuft die Schubspannung in der ersten Meßebeine ($H = 310$ mm) tiefer, in auf der letzten ($H = 790$ mm). Der Maximalwert wird bei $H = 310$

mm an der Kerngrenze erreicht, während bei $H = 790$ das Tauchrohr das Entstehen größerer Gradienten verhindert. Die Auswirkung der Schubspannung auf das Reibungsmoment läßt sich erkennen: in der oberen Kammerhälfte verzeichnet das Reibungsmoment einen tieferen Verlauf.

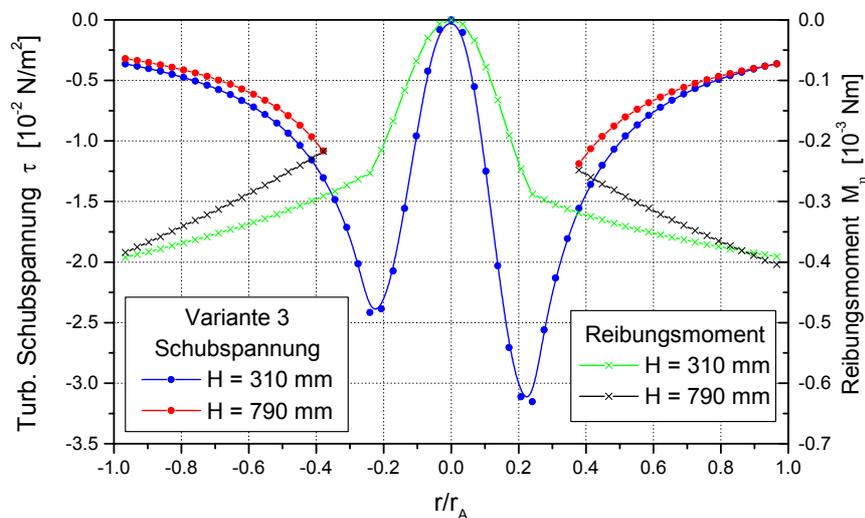


Abbildung 5.5.2: Verlauf der turbulenten Schubspannung und des Reibungsmomentes in der ersten und der letzten Meßebeane

Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten und Schlußfolgerung

Das Bild 5.5.1.b zeigt den Kernbereich der entstandenen Wirbelströmung. Die axiale und die tangentielle Komponente lassen sich mit guter Übereinstimmung für den Kernbereich bestimmen. Dies deutet darauf hin, daß die beiden Komponenten eine stabile Strömung mit einer gegenseitigen Wirkung hervorrufen.

Der Verlauf der Maximalwerte der Geschwindigkeit ist nicht so eindeutig (s. Bild 5.5.1.c). Die Kurven verlaufen weder seitlich noch richtungsmäßig miteinander. Eine Tendenz ist aber hier zu erkennen, nämlich die Maximalwerte nehmen über die Höhe der Kammer ab, d.h., in der oberen Kammerhälfte sind geringere Bewegungen zu finden.

Die Standardabweichung beider Komponenten liegt in der gleichen Größenordnung (s. Bild 5.5.1.d). Daher zeigt die quasi isotrope Turbulenz die Stabilität der Strömung.

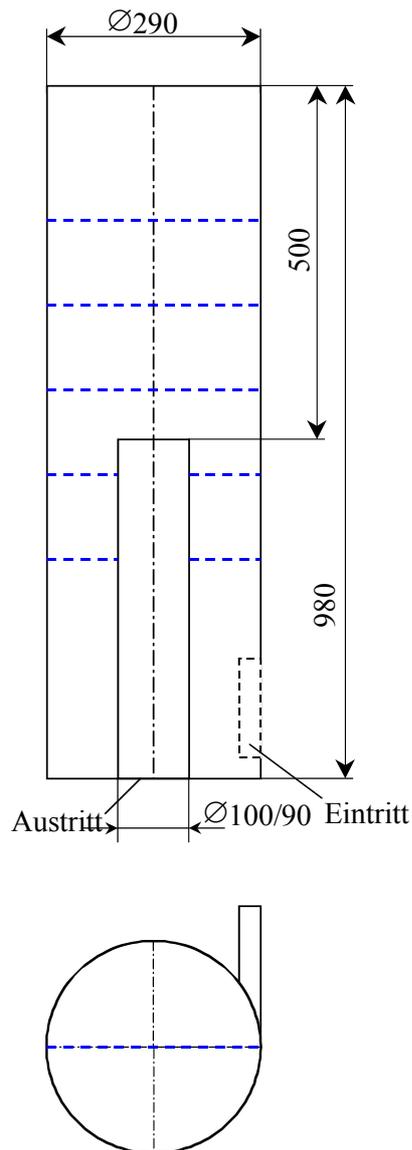
Das gesamte Strömungsfeld betrachtend kann man folgende Aussagen treffen:

- Das eingebaute Tauchrohr hat durch die zwingend auftretende radiale Komponente zum Vergleich zu Variante 1 oder 2 ein anderes Strömungsfeld verursacht. Die radiale Komponente hat den Drall nach innen transportiert, wodurch ein exponentialer Verlauf der Umfangskomponente zustande kam.
- Die axiale Komponente hat den ausgebildeten Wirbel bis zum Tauchrohr nach oben transportiert. Am Tauchrohr wird der Wirbel gespalten, ein Teil verläßt die Kammer durch den Austritt, ein anderer Teil wird weiterhin nach oben gedrückt.
- Der nach oben gedrückte Wirbel wird durch die Wandreibung abgebremst.
- Die gemeinsame Wirkung der Axial- und Umfangskomponente führt dazu, daß diese Wirbel – insbesondere die tangentielle Geschwindigkeit – wieder zunehmen. Diese Beschleunigung ist aber auf das Umlenken der Strömung im Kammerabschluß zurückzuführen.

5.6 Variante 4 /mit Tauchrohr Austritt am Eintritt/

5.6.1 Einleitung

Die Variante 4 ist eine Wirbelkammer mit zentralem Austritt. Der Austritt befindet sich im Vergleich zum Eintritt auf dem gleichen Ende des Rohres. Ähnlich einem Tauchrohr ragt das Austrittsrohr bis zur Mitte der Wirbelkammer. Wie in Abbildung 5.6.1 zu sehen, ist der Eintritt genauso tangential gestaltet wie bei den anderen Varianten.



Diese Variante hat ebenfalls nur einen Austritt, wie die Variante 3, aber ihre Gestaltung ist ähnlich einem Zyklon. Bei Zyklonanlagen befindet sich das Tauchrohr auf der selben Seite, wo der Eintritt in den Zylinder erfolgt. Der obere Teil der Kammer verkörpert den bei den Zyklonen üblichen Kegel.

Die Ergebnisse der Variante 3 haben gezeigt, daß im oberen Teil des Wirbelrohres eine Bewegung stattfindet, es bildet sich kein Hohlraum aus. Es ist zu erwarten, daß der wegen des Tauchrohres entstehende Ringquerschnitt die Strömung stabilisiert und vergleichmäßigt. Durch die im unteren Teil des Wirbelrohres kleinere radiale Bewegung und die Abbremsung des Tauchrohres wird ein niedrigerer Dralltransport und ein ausgeglichenes Geschwindigkeitsprofil in der Umfangsrichtung erwartet.

In der oberen Kammerhälfte, in unmittelbarer Nähe des Tauchrohrendes ist sowohl eine starke radiale Bewegung als auch ein Wirbelaufbau zu erwarten. Eine weitere Frage ist, ob in der Linie des Tauchrohres eine Meridianströmung in Richtung des Austritts entsteht und die Strömung ebenfalls eine geringere Geschwindigkeit aufweist als in der oberen Kammerhälfte, wie bei Variante 3.

Abbildung 5.6.1: Schematische Darstellung der Wirbelkammer der Variante 4

5.6.2 Ergebnisse

Axialgeschwindigkeit

Bei der Axialgeschwindigkeit ist ein nahezu ausgeglichenes Strömungsfeld zu sehen. Die Kurven sind fast symmetrisch zur Rohrachse ausgerichtet (s. Bild 5.1.6.a). Ein starker Einfluß

des Tauchrohres ist auf der ersten Meßebeine zu sehen, auf der linken Seite verlaufen die Kurven bei unterschiedlichen Eintrittsgeschwindigkeiten stark unterschiedlich. Über dem Tauchrohr stabilisiert sich die Strömung, nur eine seitliche Verschiebung des Verlaufs ist festzustellen.

Der Nulldurchgang und der Maximalwert der Axialkomponente bleiben relativ stabil über dem Radius (s. Bild 5.6.1.a). Eine starke Verschiebung des Nulldurchganges ist auf der rechten Seite bemerkbar. Diese Verschiebung bedeutet, daß über dem Tauchrohr auf dieser Seite mehr Luft nach oben strömt. Im Vergleich zum Kernbereich wäre es zu verstehen, aber die starke Asymmetrie kann nur auf eine spiralförmige Wirbelausbildung zurückgeführt werden. Demgegenüber präsentiert sich der Kernbereich sehr symmetrisch, wobei die Wirkung des Tauchrohres eindeutig ist (s. Bild 5.6.1.b).

Da der Maximalwert und der Nulldurchgang nicht parallel miteinander verlaufen, ist eine exakte Aufteilung der Bereiche nicht möglich.

Die Volumenstrombilanz zeigt, daß sich das nahezu ausgeglichene Strömungsfeld um das Tauchrohr herum zu einem starken asymmetrischen Strömungsfeld in der oberen Kammerhälfte entwickelt (s. Bild 5.1.9.a). In der unteren Kammerhälfte sind kleinere Massenbewegungen festzustellen als in der oberen. Die unausgeglichene Bilanz in der unteren Hälfte weist auf eine spiralförmige Strömung hin. Über dem Tauchrohr verschiebt sich die axiale Strömung, wobei auf der rechten Seite fast nur eine Aufwärts- und auf der linken Seite eine Abwärtsströmung zustande kommt. Besonders bemerkenswert ist, daß in der Linie des Tauchrohres eine kleine aufwärts gerichtete Strömung existiert, die Ebene für Ebene kleiner wird. Es ist deutlich zu sehen, daß der ganze Volumenstrom in der dritten Ebene höher ausfällt, als in der letzten (80% statt 59%).

Die Maximalwerte der Axialkomponente bestätigen die Verschiebung der Richtung der Strömung. Auf der linken Seite sinkt der Maximalwert stetig von höheren auf niedrigere Beträge (s. Bild 5.6.1.c). Demgegenüber zeigt die rechte Seite einen deutlichen Anstieg bis zur Rohrmittle (H = 550 mm), dann eine Abnahme. Der Maximalwert auf der rechten Seite beträgt etwa das eineinhalbfache desjenigen auf der linken Seite. Die Verläufe zeigen, daß in der oberen Meßebeine größere Massenströme auftreten als in den unteren.

Die Standardabweichung S liegt bei $S = 1 - 3$ m/s, abhängig vom Radius, zeigt jedoch große Schwankungen zwischen nebeneinander liegenden Meßpunkten. Die mittlere Standardabweichung für beide Seiten zeigt das Bild 5.6.1.d. Hier ist ein instabiler Verlauf für beide Seiten zu verzeichnen. Eine Instabilität der Strömung in der axialen Richtung tritt an der zweiten Meßebeine auf, verstärkt sich in der mittleren Ebene, dann versucht die Strömung sich zu stabilisieren. Durch die geometrische Gestaltung ist nun eine starke Verschiebung der abwärts- und aufwärts gerichteten Strömungen sowie eine Asymmetrie festzustellen.

Umfangskomponente

Die Umfangskomponente zeigt den erwarteten Verlauf (s. Bild 5.1.3.a). Sie ist symmetrisch, nur kleine Abweichungen bezüglich der Rotationsachse sind festzustellen. In der ersten Meßebeine hat das Profil je nach der Eintrittsgeschwindigkeit einen unterschiedlichen Verlauf. In dieser Ebene ist der Verlauf nach innen nur leicht steigend. In der zweiten Meßebeine stabilisiert sich die Strömung: die Kurven verlaufen miteinander und in der Nähe des Tauchrohres ist ein Anstieg zu verzeichnen. In der mittleren Meßebeine kann sich der Wirbel vollständig ausbilden, bis zur letzten Ebene folgt das gleiche Bild.

Die Maximalwerte, die den Kernbereich bestimmen, zeigen den Einfluß der geometrischen Änderung der Kammer (s. Bild 5.6.1.b). Der Kernbereich ist auf der linken Seite stabil, auf der rechten Seite zeigen sich Abweichungen.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente sind wegen der Beeinträchtigung des Tauchrohres bei $r/r_A \approx 0,45$ ermittelt worden. So zeigt der Verlauf die Abbremsung der Umfangskomponente auf beiden Seiten (s. Bild 5.6.1.c). Auf der linken Seite steigt der Maximalwert bis zur Mitte des Wirbelrohres, danach fällt er leicht ab. Auf der rechten Seite ist ein noch steilerer Anstieg zu verzeichnen, danach bleibt der Maximalwert beinahe stabil.

Die Standardabweichung liegt zwischen $S \approx 1-2$ m/s, stark abhängig vom Radius in der unteren Kammerhälfte. An der Tauchrohrwand nehmen die RMS-Werte stark zu, jedoch bleiben sie in der oberen Kammerhälfte über dem Radius konstant. Der Mittelwert der Standardabweichung zeigt einen parallelen Verlauf für beide Seiten (s. Bild 5.6.1.d). Am Tauchrohr sind die RMS-Werte höher, als in der oberen Kammerhälfte. Ab der Mitte des Wirbelrohres sinkt der mittlere Wert der Standardabweichung, die Strömung in der Umfangsrichtung stabilisiert sich. Es zeigte sich, daß die plötzliche Querschnittänderung eine kleine Instabilität verursacht. Diese Instabilität kann sich langsam bis zum Ende der Kammer stabilisieren.

Für jeden Geschwindigkeitsverlauf wurde für den Ansatz $v_u \cdot r^n = const$ der Exponent n ermittelt und im Bild 5.6.1.e dargestellt (s. auch Tabelle 5.1.2). Wie im Bild zu sehen ist, nehmen beiden Kurven stark zu. In der ersten Ebene beträgt der Exponent $n \approx 0,3$ und steigt auf den Betrag $n \approx 0,8-0,9$. Hier wird die Auswirkung des Tauchrohres eindeutig. Die Wirbelströmung kann nicht vollständig am Tauchrohr ausgebildet werden. Eine leichte Zunahme erfolgt durch die immer stärker werdende Radialkomponente, da die Luft in die Richtung der Öffnung des Tauchrohres zieht. Über dem Tauchrohr kann sich der Wirbel ausbreiten, der Kurvenverlauf wird sogar noch steiler, da die Geschwindigkeit an der Wand abfällt. Ebene für Ebene ist eine Entwicklung und Ausbreitung des Wirbels zu beobachten.

Schubspannung und Reibungsmoment

Die zwischen den strömenden Schichten entstehende Schubspannung wurde aus der Umfangskomponente ermittelt. Der Verlauf der Schubspannung erreicht ein Maximum am Ort des größten auftretenden Gradienten. Zur Berechnung der turbulenten Schubspannung wurde eine lineare Mischungswegverteilung ($l = C_1 \cdot r$) gewählt (s. Kap. 5.1.6.1). Daher beträgt die gewählte Konstante $C_1 = 0,0022$.

Die maximale Schubspannung über der Höhe fällt in der unteren Kammerhälfte ganz niedrig aus (s. Bild 5.6.1.f). Bei dem Tauchrohr erreicht sie nur etwa $\tau_{max} \approx -1,2 - 0,6 \cdot 10^{-2}$ N/m², etwa ein Drittel des Maximalwertes in der oberen Kammerhälfte. Dies zeigt einerseits, daß die Ausbildung der Wirbel am Tauchrohr nicht vollständig ist. Andererseits entsteht dadurch eine niedrigere Schubspannung zwischen den Schichten, also die Verteilung der Geschwindigkeit in der Umfangsrichtung ist ausgeglichener. Das ausgeglichene Geschwindigkeitsprofil wird durch den Verlauf des Exponenten n über die Höhe bestätigt. Die Abbremsung durch die Wandreibung am Tauchrohr ist eindeutig.

In der oberen Kammerhälfte steigt die maximale Schubspannung (τ_{turb}) auf beiden Seiten. Der Geschwindigkeitsverlauf wird immer steiler zur letzten Meßebe, und eine Verschiebung des Wirbels auf die rechte Seite ist ebenfalls zu beobachten.

Den deutlichen Unterschied beim Verlauf der Schubspannung zwischen den ersten und letzten Meßebenen zeigt die Abb.5.6.2. Wie in der Abbildung zu sehen ist, verläuft die Schubspannung in der ersten Meßebene ($H = 310$ mm) höher, als in der letzten ($H = 790$ mm). Der Maximalwert wird bei $H = 790$ mm an der Kerngrenze erreicht, während bei $H = 310$ das Tauchrohr das Entstehen größerer Gradienten verhindert. Die Verschiebung der Strömung in der letzten Ebene zeigt der unsymmetrische Verlauf der turbulenten Schubspannung.

Der Verlauf des Reibungsmomentes ist ebenfalls im Bild dargestellt. Das in der über dem Tauchrohr befindlichen Kammerhälfte auftretende Reibungsmoment fällt höher aus als in der oberen Kammerhälfte. Der Vergleich zwischen den ersten und letzten Meßebenen zeigt ebenfalls die Verschiebung der Umfangskomponente aus der geometrischen Rotationsachse.

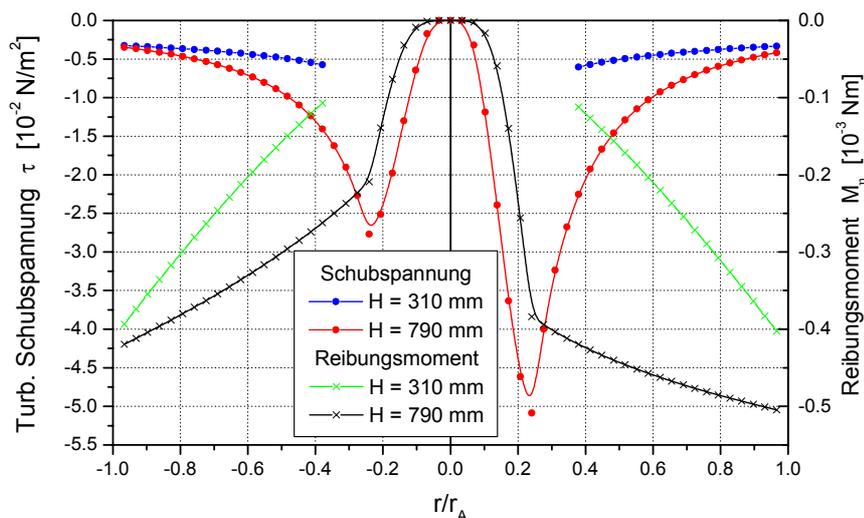


Abbildung 5.6.2: Verlauf der turbulenten Schubspannung und des Reibungsmomentes in der ersten und der letzten Meßebene

Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten und Schlußfolgerung

Das Bild 5.6.1.b zeigt den Kernbereich der entstandenen Wirbelströmung. Die axiale und die tangentielle Komponente bestimmen den gleichen Kernbereich. Dies deutet darauf hin, daß die beiden Komponenten eine stabile Strömung mit einer gegenseitigen Wirkung herstellen.

Der Verlauf der Maximalwerte der Geschwindigkeit weist Unterschiede auf (s. Bild 5.6.1.c). Die Kurven der Umfangsgeschwindigkeit haben den gleichen Verlauf wie die rechte Seite der Axialkomponente. Auf der linken Seite fällt die axiale Strömung stetig über die Höhe ab. Es ist zu erkennen, daß in der unteren Kammerhälfte die Maximalwerte der Geschwindigkeit geringer ausfallen als im oberen Teil des Wirbelrohres.

Die Standardabweichung beider Komponenten zeigt ebenfalls Unterschiede (s. Bild 5.6.1.d). Die RMS-Werte der Umfangskomponente bleiben stabil über die Höhe, die der Axialkomponente variieren über die Höhe. Nur in den letzten zwei Meßebenen entsteht die quasi isotrope Turbulenz.

Das gesamte Strömungsfeld betrachtend, sind die folgenden Aussagen zu treffen:

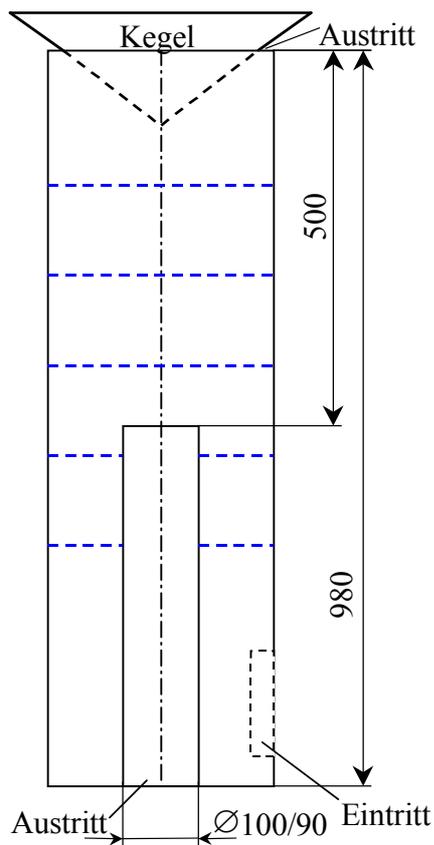
- Das eingebaute Tauchrohr hat die Strömung in der unteren Kammerhälfte abgebremst. Durch die Abbremsung entsteht eine höhere Turbulenzintensität an der Tauchrohrwand.

- Die radiale Komponente tritt erst mit der zum Austritt des Tauchrohres strömenden Luft in der zweiten Ebene auf. Hier wird der Drall nach innen transportiert, wodurch ein exponentialer Verlauf der Umfangskomponente zustande kommen könnte, jedoch wird die Ausbreitung des Wirbels durch das Tauchrohr verhindert.
- Über dem Tauchrohr ändert sich das ganze Strömungsfeld. Eine seitliche Verschiebung der Axialkomponente wird bemerkbar. Diese Verschiebung wirkt sich auf die Umfangskomponente aus, der ausgebildete Wirbel wird nach oben transportiert und erhält zusätzliche Impulse durch die immer größer werdende radiale Bewegung.
- Auf der linken Seite passiert das Gegenteil. Die stark nach unten gerichtete Strömung drückt die Ausbildung des Wirbels herab, weshalb hier niedrigeren Exponentenwerte und maximalen Geschwindigkeiten zu verzeichnen sind.
- Eine stabile Wirbelausbildung konnte das Tauchrohr nur im unteren Teil des Wirbelrohres verhindern.

5.7 Variante 6 /mit Apex-Kegel und Tauchrohraustritt/

5.7.1 Einleitung

Die Variante 6 ist ein mit Tauchrohr ausgestattetes Wirbelrohr (s. Abb. 5.7.1). Das Wirbelrohr hat zwei Austritte, ein Tauchrohraustritt befindet sich zentriert in der Mitte der Kammer und eine Ringspaltöffnung am Ende des Rohres, gegenüber dem Eintritt. Das Versuchsobjekt unterscheidet sich bezüglich des Tauchrohres von der Variante 5 und herkömmlichen Wirbelröhren.



Die Versuche wurden bei dieser Variante – ähnlich zur Variante 5 – mit unterschiedlichen Höhen des Drosselkegels durchgeführt. Dabei wurde die Aufteilung des Volumenstromes für $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ gewählt (s. Kap. 5.2.2).

Bei dem voll gedrosselten Wirbelrohr ($\beta = 0\%$) tritt die Luft nur über das mittig angeordnete Tauchrohr aus. Dabei spielt der Kegel eine Rolle bei der Stabilisierung der Strömung. Diese Einstellung ermöglicht einen Vergleich zur Variante 4. Hier wird die Rolle des Drosselkegels durch die Ergebnisse analysiert und aufgezeigt.

Bei einer Einstellung von $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ strömt ein Teil der Luft über die Ringspaltöffnung um den Drosselkegel aus. Hier wird erwartet, daß sich durch die Bauform eine stabile symmetrische Strömung ausbildet. Dieser Wirbel wird mit der axialen Komponente nach oben transportiert. Eine stärkere Rückströmzone ist im Kern zu erwarten, da ein Teil der Axialkomponente nicht umgelenkt und nicht in der geometrischen Achse zum Austritt strömen wird.

Die Ergebnisse werden bei allen drei Volumenstrom-Aufteilungen miteinander verglichen.

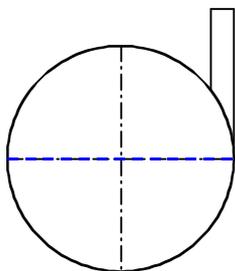


Abbildung 5.7.1: Schematische Darstellung des Wirbelrohres (Maße in mm)

5.7.2 Meßergebnisse bei Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$

Axialgeschwindigkeit

Bei der Axialgeschwindigkeit ist ein nahezu ausgeglichenes Strömungsfeld zu beobachten. Die Kurven sind in der obersten Meßebenen – wo das Tauchrohr den Querschnitt nicht

reduziert – sowohl im äußeren als auch im Kernbereich symmetrisch zur Rohrachse ausgerichtet (s. Bild 5.1.6.b). Der Verlauf der Axialkomponente zeigt eine nachvollziehbare Entwicklung mit geringerem Geschwindigkeitsabbau. Auf der ersten und zweiten Meßebene ist ein Einfluß des Tauchrohres zu bemerken. Auf der rechten Seite ist die axiale Bewegung kleiner als auf der linken Seite.

Der Maximalwert der Axialkomponente bleibt relativ stabil über dem Radius (s. Bild 5.7.1.a). Eine starke Verschiebung des Nulldurchganges ist auf der rechten Seite nach dem Tauchrohrende bemerkbar. Diese Verschiebung bedeutet, daß über dem Tauchrohr auf dieser Seite mehr Luft nach oben strömt. Wenn man aber den Volumenstrom betrachtet, stellt man fest, daß nur eine geringe Verschiebung des Stromes existiert, die auf der letzten Meßebene zum Ausgleich kommt (s. Bild 5.1.9.b). Bei der Verschiebung des Nulldurchganges handelt es sich um eine ausgeglichene Verteilung des Geschwindigkeitsverlaufes im Gegensatz zu einer gespaltenen Stromaufteilung im ganzen Wirbelrohr.

Im Kernbereich wirkt die Axialgeschwindigkeit noch stabiler, es sind nur ganz kleine Schwankungen zu verzeichnen (s. Bild 5.7.1.b). Die stabilisierende Wirkung des Tauchrohres ist hier ebenfalls eindeutig.

Die Volumenstrombilanz zeigt, daß in der unteren Kammerhälfte kleinere Massebewegungen festzustellen sind als in der oberen. Die unausgeglichene Bilanz in der unteren Hälfte weist auf eine spiralförmige Strömung im Bereich des Tauchrohres hin. Es ist gut zu sehen, daß in der Nähe des Kegels weniger Luftströmung existiert als in der Mitte der Wirbelkammer.

Die Maximalwerte der Axialkomponente bestätigen die Behauptungen bezüglich einer Verschiebung der Strömung. Auf der linken Seite steigt der Maximalwert stark an und bleibt etwa konstant (s. Bild 5.7.1.c). Demgegenüber zeigt die rechte Seite einen raschen Anstieg zwischen der zweiten und dritten Meßebene und dann eine Abnahme, die nicht nur mit weniger Massenbewegung in der oberen Kammerhälfte, sondern auch mit einer ausgeglicheneren Geschwindigkeitsverteilung zu erklären ist. Die ausgeglichene, symmetrische Strömung wird durch den nahezu parallelen Verlauf des Maximalwertes auf beiden Seiten belegt.

Die Standardabweichung S liegt bei $S = 1 - 3$ m/s und ist vom Radius unabhängig. Im Bereich des Tauchrohres zeigt sie größere Schwankungen, aber in der oberen Kammerhälfte ist sie über dem Radius ausgeglichen. Die mittlere Standardabweichung zeigt im Bereich des Tauchrohres unterschiedliche Werte, die auf Instabilität der Strömung durch Anregung durch das Tauchrohr zurückzuführen sind (s. Bild 5.7.1.d). In der oberen Kammerhälfte verlaufen die Kurven analog zueinander, eine Stabilisierung der Strömung in axialer Richtung stellt sich ein.

Durch die geometrische Gestaltung und den eingesetzten Kegel ist nun ein stabiles Geschwindigkeitsfeld in der axialen Richtung zustande gekommen.

Umfangskomponente

Die Umfangskomponente zeigt im Bereich des Tauchrohres keine richtige Übereinstimmung bei den Eintrittsgeschwindigkeiten von $v_E = 10$ m/s und $v_E = 20$ m/s (s. Bild 5.1.3.a). Dies kann bei der geringeren Eintrittsgeschwindigkeit auf die unausgebildete Strömung in Umfangsrichtung zurückgeführt werden. In der oberen Kammerhälfte, nach dem Endes des Tauchrohres, ist die Umfangskomponente erwartungsgemäß symmetrisch, eine Verschiebung der Rotationsachse aus der geometrischen Achse der Wirbelkammer ist nicht festzustellen.

Die Maximalwerte, die den Kernbereich bestimmen, zeigen den Einfluß der geometrischen Änderung der Kammer und die Wirkung der unausgebildeten Strömung (s. Bild 5.7.1.b). In der oberen Kammerhälfte ist schon die Kerngrenze von dem Radius nahezu unabhängig.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente sind wegen der Beeinträchtigung des Tauchrohres bei $r/r_A \approx 0,45$ ermittelt worden. So zeigt der Verlauf Instabilität durch die Abbremsung der Umfangskomponente auf beiden Seiten im Bereich des Tauchrohres (s. Bild 5.7.1.c). Auf der linken Seite bleibt der Maximalwert konstant. Auf der rechten Seite ist ein steiler Anstieg zu verzeichnen, danach bleibt der Maximalwert beinahe stabil. Die Maximalwerte zeigen eine symmetrische Strömung nach der Ausbildung des Wirbels.

Die Standardabweichung liegt zwischen $S \approx 1-2$ m/s, der Mittelwert der Standardabweichung zeigt einen parallelen Verlauf für beide Seiten (s. Bild 5.7.1.d). Es ergibt sich nach der ersten Meßebene eine starke Senkung der RMS-Werte, d.h., eine Stabilisierung der Strömung ist mit der Ausbildung des Wirbels eingetreten. In der oberen Kammerhälfte liegen die Werte der Standardabweichung höher, sind aber konstant. Es zeigte sich, daß die plötzliche Querschnittänderung den stabilen Wirbel in einen Zustand der Instabilität führen will, aber die zentrale Ausrichtung des Kegels dies verhindert.

Der Exponent n , ermittelt für den Ansatz $v_u \cdot r^n = const$, zeigt einen parallelen Verlauf (s. Bild 5.7.1.e und Tabelle 5.1.2). Nach einer kurzen Abnahme steigt der Verlauf ständig bis zur letzten Meßebene. Ein relativ hoher Exponentenwert in der untersten Meßebene zeigt, daß eine Wirbelausbildung bei $v_E = 20$ m/s schon in der ersten Meßebene zustande kam. Die Wirkung des Tauchrohres wird in der zweiten Meßebene sichtbar: die Abbremsung im Ringquerschnitt deutet der sinkende Exponent an. Die leichte Zunahme in der oberen Kammerhälfte erfolgt durch die immer stärker werdende Radialkomponente, da die Luft in Richtung der Öffnung des Tauchrohres strömt.

Schubspannung und Reibungsmoment

Die maximale Schubspannung dargestellt über der Höhe fällt in der unteren Kammerhälfte besonders niedrig aus (s. Bild 5.7.1.f). Bei dem Tauchrohr bleiben sie unter $\tau_{max} \approx -1,0 \cdot 10^{-2}$ N/m², etwa ein Sechstel des Maximalwertes in der oberen Kammerhälfte. Dies zeigt, daß die Ausbildung der Wirbel am Tauchrohr nicht vollständig erfolgte und dadurch die Geschwindigkeit in der Umfangsrichtung nicht angestiegen ist. Die notwendigen höheren Gradienten zwischen den strömenden Schichten treten im Bereich des Tauchrohres noch nicht auf. In der oberen Kammerhälfte steigt die maximale Schubspannung (τ_{turb}) auf beiden Seiten parallel zueinander. Der Geschwindigkeitsverlauf wird steiler zur letzten Meßebene, eine Verschiebung des Wirbels ist nicht eingetreten.

Den Verlauf des Reibungsmomentes auf der ersten und letzten Meßebene zeigt das Bild 5.7.5.f. Das in der über dem Tauchrohr befindlichen Kammerhälfte auftretende Reibungsmoment fällt höher aus als in der unteren Kammerhälfte. Dazu zeigt der Verlauf in der ersten Meßebene ($H = 310$ mm) eine lineare Abhängigkeit vom Radius. Es ist noch eine Symmetrie auf beiden Seiten zu beobachten.

Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten

Bei der Betrachtung beider Geschwindigkeitskomponenten des Strömungsfeldes stellt man eine Symmetrie fest. Der Kernbereich der Komponenten stimmt gut überein, und eine

Verschiebung aus der geometrischen Achse ist nicht festzustellen. Die Maximalwerte der Komponenten verlaufen über die Höhe ähnlich, eine geringere axiale Bewegung in der Nähe des Drosselkegels ist zu verzeichnen. Die Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit fällt zwar gewöhnlich größer aus, trotzdem zeigt sie einen nahezu ähnlichen Verlauf mit der Umfangskomponente. Fast jede untersuchte Größe verläuft seitlich analog zueinander, dies alles bestätigt die Symmetrie des Strömungsfeldes. Bei der Meridianströmung wird diese Symmetrie ebenfalls merkbar.

Diese ausgezeichnete Symmetrie kann auf das zentral ausgerichtete Tauchrohr und auf die Wirkung des Kegels bei der geschlossenen Drallströmung zurückgeführt werden.

5.7.3 Meßergebnisse bei Volumenstromaufteilung $\beta = 10\%$

Bei diesem Fall wurde der Volumenstrom zwischen Kernstrom und Ringspaltstrom zu 10% und 90% aufgeteilt. Diese Aufteilung entspricht einem Flächenverhältnis von $f = 5,4\%$ (s. Abb.5.2.2).

Axialgeschwindigkeit

Bei der Axialkomponente wurde gegenüber der Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$ auf der oberen Meßebenen Asymmetrie festgestellt (s. Bild 5.1.3.c). Schon in der ersten Ebene strömt die Luft symmetrisch am Tauchrohr vorbei, aber ab der Mitte der Wirbelkammer strömt sie verstärkt auf der rechten Seite nach oben und auf der linken nach unten in Richtung des Tauchrohraustrittes (s. Bild 5.1.6.c). Diese Entwicklung zeigt der Nulldurchgang und der Ort des Maximalwertes der Axialgeschwindigkeit. Auf der linken Seite wird die Bereichsgrenze nach außen gedrängt, dafür rückt sie auf der rechten Seite immer mehr nach innen (s. Bild 5.7.2.a). Im Vergleich dazu ist eine Verschiebung der Kerngrenze nicht zu sehen, der Kernbereich der Axialgeschwindigkeit, mit kleineren Ausnahmen, bleibt stabil.

Der Maximalwert der Geschwindigkeit bleibt auf der rechten Seite stabil (wo der größere Aufwärtsstrom existiert), auf der linken Seite folgt nach einem Anstieg ab der Rohrmitte eine starke Abnahme (s. Bild 5.7.2.c).

Bei dem Volumenstrom kann man diesen Unterschied zwischen den Seiten beobachten (s. Bild 5.1.6.c). Die Aufwärtsströmung orientiert sich auf die rechte Seite soweit ein Abwärtsstrom auf der linken Seite zu verzeichnen ist. Dabei verläßt ein Teil durch die Ringspaltöffnung am Kegel das Wirbelrohr, der andere Teil, der nicht den engen Spalt passieren kann, findet mit der drehenden Strömung auf der anderen Seite einen Weg zum Tauchrohraustritt. Eine geringere Luftbewegung in der oberen Kammerhälfte in Richtung Kegel ist ebenfalls zu beobachten.

Die Standardabweichung bleibt mit einigen Ausnahmen über dem Radius konstant. Sie ist im Bereich des Tauchrohres größer als in der oberen Kammerhälfte, sie beträgt $S = 1 - 3 \text{ m/s}$. Der Mittelwert der Standardabweichung zeigt zwangsweise die gleiche Entwicklung über die Höhe der Kammer (s. Bild 5.7.2.d). In der ersten und zweiten Meße Ebene ist er größer, als in der oberen Kammerhälfte, aber der Unterschied bleibt gering. Die Kurven verlaufen parallel zueinander, was die beidseitige Stabilität bestätigt, aber die starke Asymmetrie konnte trotz zentrierter Kegelausrichtung nicht verhindert werden.

Umfangsgeschwindigkeit

Die Umfangskomponente zeigt im Bereich des Tauchrohres keine Übereinstimmung bei den unterschiedlichen Eintrittsgeschwindigkeiten (s. Bild 5.1.3.c). Besonders in der ersten Meßebene treten verschiedene Kurvenverläufe auf. Der unterschiedliche Verlauf der Profile kann auf die instabile Strömungsverhältnisse und in deren Folge, auf die unausgebildete Strömung in Umfangsrichtung zurückgeführt werden. Nach der vollständigen Ausbildung in der oberen Kammerhälfte sind die Geschwindigkeitsprofile nahezu symmetrisch. Unmittelbar hinter dem Ende des Tauchrohres ist eine Verschiebung der Rotationsachse aus der geometrischen Achse der Wirbelkammer festzustellen.

Diese Verschiebung läßt sich am Kernbereich ebenfalls erkennen (s. Bild 5.7.2.b). Die Bereichsgrenze ist schon von Anfang an nach rechts verschoben, in der oberen Kammerhälfte bleibt sie nahezu stabil über dem Radius.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente (ermittelt bei $r/r_A \approx 0,45$) zeigen ebenfalls eine unterschiedliche Entwicklung auf beiden Seiten (s. Bild 5.7.2.c). Auf der linken Seite ist nur ein unbedeutender Anstieg zu verzeichnen. Demgegenüber entwickelt sich der Maximalwert auf der rechten Seite bis zur Rohrmitte stark ansteigend, in der oberen Kammerhälfte bleibt er konstant. Die Kurven für beide Seiten verlaufen nicht parallel, diese Erscheinung weist auf unsymmetrische Strömung in der Umfangsrichtung hin.

Die Standardabweichung liegt zwischen $S \approx 1 - 2,5$ m/s, bis zur Rohrmitte nimmt sie an der Wand und im Kernbereich zu. Ein konstanter Verlauf über dem Radius ist erst bei der vorletzten Meßebene ($H = 670$ mm) zu sehen. Der Mittelwert der Standardabweichung zeigt eine Stabilisierung der Strömung über die Höhe (s. Bild 5.7.2.d). Auf der rechten Seite sinken die RMS-Werte stetig. Auf der linken Seite ist, mit einer Schwankungsstelle, die gleiche Entwicklung zu beobachten. Die plötzliche Querschnittänderung hat keine bemerkenswerte Auswirkung auf die Drallströmung.

Der durch den Ansatz $v_u \cdot r^n = const$ ermittelte Exponent n zeigt ebenfalls den seitlichen Unterschied der Wirbelströmung (s. Bild 5.7.2.e und Tabelle 5.1.2). Auf der linken Seite steigen die Werte von $n \approx 0,4$ auf $n \approx 0,8$. Demgegenüber steigt der Exponent nach einem steilen Anstieg zwischen zweiter und dritter Meßebene auf der rechten Seite von $n \approx 0,3$ auf $n \approx 0,9$. Diese Zunahme bedeutet eine stärkere Drallentwicklung auf der rechten Seite.

Schubspannung und Reibungsmoment

Bei der maximalen Schubspannung über der Höhe erkennt man die Wirkung des Tauchrohres. In der unteren Kammerhälfte wird die drehende Strömung abgebremst, weshalb die Werte der Schubspannung so niedrig ausfallen (s. Bild 5.7.2.f). In der oberen Kammerhälfte steigt die maximale Schubspannung (τ_{turb}) auf beiden Seiten unterschiedlich. Dieser Unterschied beim Geschwindigkeitsverlauf und dem Gradienten ist so stark, daß in der vierten Meßebene auf der linken Seite die maximale Schubspannung nur noch die Hälfte beträgt. Dies ist nicht nur durch unterschiedliche Exponentenwerte sondern auch mit der Verschiebung der Strömung aus der geometrischen Achse zu erklären.

Den Verlauf des Reibungsmomentes in der ersten und letzten Meßebene zeigt das Bild 5.7.5.f. Eine seitlich unterschiedlich auftretende innere Reibung ist schon in der unteren Kammerhälfte beim Tauchrohr zu beobachten. Der Verlauf in der ersten Meßebene ($H = 310$ mm) ist nahezu linear vom Radius abhängig. Bei größeren Radiuswerten ist das

Reibungsmoment trotz unausgebildetem Wirbel größer als in der letzten Meßebene. Zusätzlich kann man eine seitliche Verschiebung des Verlaufs des Reibungsmomentes in der letzten Meßebene ($H = 790 \text{ mm}$) beobachten.

Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten

Beide Geschwindigkeitskomponenten betrachtend stellt man eine Asymmetrie des Strömungsfeldes fest. Bezüglich der Komponenten stimmen die Kernbereiche relativ gut überein, aber es ist eine Verschiebung aus der geometrischen Achse zu beobachten. Die Maximalwerte der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit liegen auf der rechten Seite höher, als auf der linken. Eine Tendenz ist nicht zu erkennen, aber eine geringere axiale Bewegung in der Nähe des Drosselkegels ist zu verzeichnen. Die Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit fällt nur wenig größer aus, eine nahezu isotrope Turbulenz herrscht im Wirbelrohr (die Radialkomponente wird nicht berücksichtigt).

Jeder untersuchte Parameter weist seitliche Unterschiede auf. Die Asymmetrie der Strömung wird bei der Meridianströmung besonders merkbar. Die auf der rechten Seite aufwärts gerichtete Strömung hilft beim Transport des ausgebildeten Wirbels, dadurch wird eine Verschiebung der Umfangskomponente verursacht. Die Auf- und Abwärtsströme bringen die Strömung aus der Symmetrie, so verschiebt sich der Kernbereich auf die rechte Seite. Durch die radiale Komponente wird der Drall auf der rechten Seite immer mehr angefacht, demgegenüber wird er auf der linken Seite abgebaut.

Die erhoffte Symmetrie durch den Kegel und die Ringspaltöffnung konnte nicht erzielt werden. Bei einem offenen Wirbelrohr war der erwünschte symmetrische Strömungszustand nicht zu erreichen.

5.7.4 Meßergebnisse bei Volumenstromaufteilung $\beta = 20\%$

Bei diesem Fall wurde der Volumenstrom zwischen Tauchrohr Austritt und Ringspaltöffnung im Verhältnis 80% zu 20% aufgeteilt. Diese Aufteilung entspricht einem Flächenverhältnis von $f = 7,9\%$ (s. Abb.5.2.2).

Axialgeschwindigkeit

Bei der Axialkomponente wurde in der oberen Kammerhälfte sichtbare Asymmetrie festgestellt (s. Bild 5.1.3.d). In der ersten Ebene strömt die Luft noch symmetrisch am Tauchrohr vorbei, in der zweiten Meßebene fängt die Verschiebung an, und ab der Mitte der Wirbelkammer strömt das Medium verstärkt auf der rechten Seite nach oben und auf der linken Seite nach unten in Richtung des Tauchrohr Austrittes. Diese Entwicklung zeigt der Verlauf des Nulldurchganges (s. Bild 5.7.3.a). Auf der linken Seite bleibt der Nulldurchgang über dem Radius stabil, auf der rechten Seite drängt er in Kernrichtung. Der Ort des Maximalwertes der Axialgeschwindigkeit zeigt ähnliches Verhalten; auf der linken Seite wandert er in Richtung der Rohrmitte, auf der rechten Seite bleibt er, mit einer Ausnahme, stabil über dem Radius. Im Vergleich dazu ist eine Verschiebung der Kerngrenze sogar nach rechts zu sehen, der Kernbereich der Axialgeschwindigkeit auf der linken Seite bleibt stabil, auf der rechten Seite wandert er sowohl nach innen als auch nach außen.

Der Maximalwert der Geschwindigkeit zeigt unterschiedliche Verläufe auf beiden Seiten (s. Bild 5.7.3.c). Auf der linken Seite fällt er nach einem kleinen Anstieg, demgegenüber fällt er

auf der rechten Seite (wo der größere Aufwärtsstrom vorliegt), nach stetigem Anstieg fällt er erst in der letzten Meßebe.

Bei dem Volumenstrom kann man diesen Unterschied zwischen den Seiten beobachten (s. Bild 5.1.6.d). Die Aufwärtsströmung orientiert sich auf die rechte Seite, soweit ein Abwärtsstrom auf der linken Seite zu verzeichnen ist. Ein Teil der Strömung verläßt durch die Ringspaltöffnung am Kegel das Wirbelrohr. Der andere Teil der Strömung passiert auf der anderen Seite den Weg zum Tauchrohraustritt. Eine geringere Luftbewegung in der oberen Kammerhälfte in Richtung Kegel ist ebenfalls zu beobachten.

Die Standardabweichung bleibt, mit einigen Ausnahmen, über dem Radius konstant. Sie ist im Bereich des Tauchrohres ausgeglichener als in der oberen Kammerhälfte. Sie beträgt $S=1-3$ m/s. Der Mittelwert der Standardabweichung zeigt die Entwicklung der Turbulenz über die Höhe der Kammer (s. Bild 5.7.3.d). Der Mittelwert ist in der Rohrmitte am größten, eine Anregung der Turbulenz erfolgt durch das Tauchrohr und sein Ende. Ein niedrigerer Wert ist nur in der letzten Meßebe zu verzeichnen. Die Kurven verlaufen nicht parallel zueinander, was den zweiseitigen Unterschied bestätigt, aber die starke Asymmetrie der Axialströmung konnte – ebenfalls wie bei $\beta=10\%$ – nicht verhindert werden.

Umfangsgeschwindigkeit

Die Umfangskomponente zeigt im Bereich des Tauchrohres gute Übereinstimmung bei den unterschiedlichen Eintrittsgeschwindigkeiten (s. Bild 5.1.3.d). In der oberen Kammerhälfte sind die Geschwindigkeitsprofile nahezu symmetrisch, eine Verschiebung der Rotationsachse aus der geometrischen Achse der Wirbelkammer ist festzustellen.

Diese Verschiebung läßt sich am Kernbereich ebenfalls erkennen (s. Bild 5.7.3.b). Sowohl auf der linken wie auch auf der rechten Seite ist kein stabiler Kernbereich der Umfangskomponente zu ermitteln.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente (bei $r/r_A \approx 0,45$ ermittelt) zeigen unterschiedliche Verläufe auf beiden Seiten (s. Bild 5.7.3.c). Auf der linken Seite ist ein leichter, stetiger Anstieg zu verzeichnen. Demgegenüber nimmt der Maximalwert auf der rechten Seite bis zur vorletzten Meßebe stark zu, dann folgt ein geringerer Abfall. Die Kurven verlaufen auf beiden Seiten nicht parallel, diese Erscheinung weist auf eine Asymmetrie der Strömung in Umfangsrichtung hin.

Die Standardabweichung liegt zwischen $S \approx 1-3$ m/s und ist in der ersten Meßebenen abhängig vom Radius. Am Tauchrohr und an der Außenwand nimmt sie bis zur Rohrmitte zu. An der vorletzten Meßebe ($H=670$ mm) ist sie ausgeglichen, dabei ist ein konstanter Verlauf über dem Radius zu sehen. Der Mittelwert der Standardabweichung zeigt eine abklingende Turbulenz der Strömung über die Höhe (s. Bild 5.7.3.d). Auf beiden Seite sinken die RMS-Werte stetig und mit gleichen Verlauf.

Der ermittelte Exponent n (für $v_u \cdot r^n = const$) weist einen kleinen seitlichen Unterschied der Wirbelströmung auf (s. Bild 5.7.3.e und Tabelle 5.1.2). Bis zur mittleren Meßebe nimmt der Exponent stark zu, dann bleibt er in der oberen Kammerhälfte fast konstant. Die Verschiebung der Strömung auf die rechte Seite zeigen die höheren Exponentenwerte auf der rechten Seite der Wirbelkammer.

Schubspannung und Reibungsmoment

Die maximale Schubspannung zeigt über die Höhe den gleichen Verlauf wie bei den bisher diskutierten Einstellungen (s. Bild 5.7.3.f). Im Bereich des Tauchrohres bleibt sie niedrig, dann folgt ein rascher Anstieg in der dritten Meßebe. In der unteren Kammerhälfte wird die Wirbelströmung durch die Wandreibung abgebremst, weshalb der Wirbel sich nicht vollständig ausbilden kann. Nach der vollständigen Ausbildung des Wirbels weiter oben bleiben die Maximalwerte nahezu konstant. Jedoch ist ein unterschiedlicher Verlauf der maximalen Schubspannung (τ_{turb}) in der oberen Kammerhälfte zu beobachten. Die Verschiebung der Strömung aus der geometrischen Achse auf die rechte Seite und die dadurch auf der rechten Seite höher ausgefallenen Exponentenwerte verursachen den seitlich unterschiedlichen Verlauf der Schubspannung. Dies zeigt die Asymmetrie der Umfangsgeschwindigkeit.

Der Verlauf des Reibungsmomentes zeigt ebenfalls eine Verschiebung der Umfangskomponente (Bild 5.7.5.f). In der ersten Meßebe fällt die auftretende innere Reibung geringer aus als in der letzten. Der Verlauf in der ersten Meßebe ($H = 310 \text{ mm}$) zeigt nahezu lineare Abhängigkeit vom Radius. In der letzten Meßebe ist die starke seitliche Verschiebung des Verlaufs des Reibungsmomentes zu beobachten.

Vergleich der Geschwindigkeitskomponenten

Eine Asymmetrie des Strömungsfeldes kann man in beiden untersuchten Geschwindigkeitsrichtungen feststellen. Der Kernbereich, ermittelt aus der Umfangskomponente, ist größer im Gegensatz zu den aus der Axialkomponente ermittelten Kernbereich (s. Bild 5.7.3.b). Die Kerngrenzen beider Komponenten zeigen den gleichen Verlauf, jedoch existiert eine Verschiebung aus der geometrischen Achse.

Die Maximalwerte der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit zeigen einen nahezu parallelen Verlauf auf der rechten Seite und liegen auch höher, als auf der linken Seite. Als Tendenz ist nur die geringere axiale Bewegung in der Nähe des Drosselkegels zu erkennen.

Die Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit ist nur wenig größer als die der Umfangskomponente. Gegenüber der fallenden Tendenz der RMS-Werte der Umfangsgeschwindigkeit sind die RMS-Werte der Axialkomponente nahezu konstant.

Jeder untersuchte Parameter weist seitliche Unterschiede auf. Die Asymmetrie der Strömung wird bei der meridianen Strömung besonders sichtbar. Die auf der rechten Seite aufwärts gerichtete Strömung hilft beim Transport des ausgebildeten Wirbels. Eine Störung durch den in das Wirbelrohr eindringenden Kegel zeigt sich erst in der letzten Meßebe. Die Verschiebung der Rotationsachse passiert unmittelbar hinter dem Tauchrohr und ändert sich über dem Radius nicht.

Das erwartete, ausgeglichene Strömungsfeld ist nicht zustande gekommen. Als Ursache kann nur der unsymmetrische Eintritt erwähnt werden.

5.7.5 Vergleich der Geschwindigkeitsverteilungen ($\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$)

Hier sollen die Axial- und Umfangskomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ verglichen werden. Dabei interessiert insbesondere die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes von der Volumenstromaufteilung.

Axialgeschwindigkeit

Auf den ersten Blick kann man nur geringfügige Unterschiede in der Axialgeschwindigkeit feststellen. Ein markanter Unterschied läßt sich erkennen: bei der Volumenstromaufteilung $\beta = 0\%$ scheint sie deutlich ausgeglichener zu sein als bei den anderen Einstellungen ($\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$). Bei der Lage des Maximalwertes sind kleinere Abweichungen zu beobachten (s. Bild 5.7.4.a). Auf der linken Seite bleibt das Maximum nur bei $\beta = 0\%$ konstant über dem Radius, die anderen Verläufe schwanken. Auf der rechten Seite stimmen die Kurven gut überein, nur in der vorletzten Meßebene ist eine Abweichung zu verzeichnen. Der Nulldurchgang der Axialkomponente bleibt bei allen Einstellungen auf der linken Seite stabil über dem Radius (s. Bild 5.7.4.b). Auf der linken Seite erfolgt eine starke Kurvenverschiebung in Richtung der Rotationsachse, aber hier verlaufen nur die Einstellungen $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ ähnlich, die Kurve für $\beta = 0\%$ zeigt keine so starke Verschiebung. Die Verschiebung des Nulldurchganges zeigt das Ende des Tauchrohres an. Bei $\beta = 0\%$ dringt der Nulldurchgang nicht so tief in die Mitte ein, weshalb eine Verlagerung des Ortes des Maximalwertes nicht zustande kommt. Die Verlagerung des Nulldurchganges hängt mit der seitlich stärkeren axialen Bewegung zusammen (s. Bild 5.1.9.b-d).

Der Kernbereich zeigt für alle Volumenstromaufteilungen bezüglich der Axialkomponente den gleichen Verlauf. Dabei ist eine kleine Verschiebung zur geometrischen Achse in allen Meßebenen festzustellen (s. Bild 5.7.4.c). Zur Rotationsachse ist der Kernbereich bei $\beta = 0\%$ symmetrisch, während er für die anderen Einstellungen unsymmetrisch ist.

Die Maximalwerte der Axialkomponente verlaufen beidseitig nur bei $\beta = 0\%$ parallel zueinander, die anderen Einstellungen zeigen seitlich unterschiedliche Kurvenverläufe (s. Bild 5.7.4.e). Bei fast jeder Einstellung erhöht sich der Maximalwert bis zur Rohrmitte, über dem Tauchrohr nimmt er leicht ab. Diese Abnahme zeigt die geringere axiale Bewegung in der oberen Kammerhälfte. Der parallele Verlauf bei $\beta = 0\%$ weist auf seitliche Symmetrie hin.

Der Mittelwert der Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit ist im Bereich des Tauchrohres sehr unterschiedlich (s. Bild 5.7.5.a). Über dem Tauchrohr pegelt er sich im Bereich $S \approx 1,6 - 1,9 \text{ m/s}$ ein. Nur bei $\beta = 10\%$ verlaufen die Kurven durchgängig auf beiden Seiten ähnlich. Die Standardabweichung bleibt bei $\beta = 0\%$ auf der rechten Seite ausnahmsweise so niedrig im Bereich des Tauchrohres.

Die Wirkung der Einstellung des Drosselkegels wird bei der Betrachtung des Volumenstromes deutlich (s. Bild 5.7.5.c). Im Bereich des Tauchrohres haben die Kurven noch den gleichen Verlauf, aber in der oberen Kammerhälfte zeichnet sich eine größere Abweichung ab. Je nach Einstellung strömt immer weniger Luft in die Richtung des Tauchrohr Austrittes. Demnach strömen von dem gesamten Volumenstrom in der vierten Meßebene bei $\beta = 0\%$ immerhin noch $\dot{V} / \dot{V}_E = 72\%$, bei $\beta = 10\%$ $\dot{V} / \dot{V}_E = 60\%$ und bei $\beta = 20\%$ nur noch $\dot{V} / \dot{V}_E = 50\%$ Luft zum Tauchrohr Austritt. Zusätzlich ist eine von Ebene zu Ebene immer kleiner werdende Bewegung in der oberen Kammerhälfte zu verzeichnen.

Umfangsgeschwindigkeit

Im Vergleich der drei Einstellungen fällt bei der Umfangskomponente auf, daß im Bereich des Tauchrohres die Geschwindigkeitsprofile mit unterschiedlichen Eintrittsgeschwindigkeiten nicht oder nur wenig übereinstimmen (s. Bild 5.1.3.b-d). Bei

$\beta = 0\%$ sind die Kurven auf beiden Meßebenen in der unteren Kammerhälfte unterschiedlich, bei $\beta = 10\%$ kommt es bei der zweiten Meßebene schon zum Ausgleich, während bei $\beta = 20\%$ in der ersten Meßebene kaum Unterschiede zu erkennen sind. Zusätzlich kann man im oberen Bereich eine Verlagerung der Rotationsachse bei $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ feststellen.

Der Kernbereich der Umfangsgeschwindigkeit zeigt einen nahezu gleichen Verlauf (s. Bild 5.7.4.d). Bei der Einstellung $\beta = 0\%$ verläuft zwar die Kurve parallel zu den Kurven der anderen Einstellungen, zeigt aber mehr Symmetrie als die anderen Kurven. Eine Verlagerung des Kernbereiches ist in der ersten Meßebene auf der rechten Seite noch zu bemerken. Diese Verschiebung ist die Folge des nicht vollständig ausgebildeten Strömungsprofils in der Umfangsrichtung.

Die Maximalwerte der Umfangsgeschwindigkeit zeigen eine steigende Tendenz über die Höhe (s. Bild 5.7.4.f). Dabei sind in der ersten Ebene auf der rechten Seite kleinere Werte zu verzeichnen als auf der linken. Diese Erscheinung schlägt in etwa ab der zweiten Meßebene um, ab dieser liegen die Maximalwerte auf der rechten Seite ständig höher. Die höheren Werte bedeuten ein besser ausgebildetes Drallfeld auf der rechten Seite. Dieses kann durch eine stärkere radiale Bewegung zustande kommen. Die Radialkomponente liefert den Drall von außen nach innen, auf immer kleiner werdenden Radius, wodurch eine zentrale Aufprägung der Umfangsgeschwindigkeit erreicht wird. Demgegenüber fällt die radiale Bewegung auf der linken Seite geringer aus, die den Wirbel abbremst oder den Aufbau verhindert. Ein paralleler Verlauf ist nur bei $\beta = 0\%$ zu erkennen.

Die mittlere Standardabweichung fällt bei $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ über die Höhe (s. Bild 5.7.5.b). Dabei verlaufen die Kurven parallel, eine Stabilisierung der Strömung ist zu verzeichnen. Bei $\beta = 0\%$ fällt die Anregung durch das Tauchrohr nicht besonders auf, hier ist eine Anregung durch die Querschnittsänderung sichtbar. Die Kurven zeigen gute Ähnlichkeit, was die beidseitige Symmetrie bestätigt.

Hinsichtlich der Drallverteilung nach $v \cdot r^n = \text{const}$ werden die Werte des Exponenten n verglichen (s. Tabelle 5.2.2). Um das Tauchrohr ist bei jeder Einstellung ein Anstieg zu sehen (s. Bild 5.7.5.d). Ein paralleler Verlauf und ein stetiger Anstieg ist nur bei $\beta = 0\%$ zu beobachten. Bei den anderen Einstellungen verlaufen die Kurven der Exponenten ähnlich zueinander. Zwischen der zweiten und dritten Meßebene nehmen sie rasch zu und liegen auf der rechten Seite deutlich höher als auf der linken. Dieser Unterschied bedeutet ein steileres Geschwindigkeitsprofil auf der rechten Seite, also ein asymmetrisches Strömungsfeld in Umfangsrichtung. Bei $\beta = 0\%$ bleiben die Exponenten etwa gleich, so daß die Kurvenverläufe der Umfangsgeschwindigkeit fast symmetrisch ausfallen.

Schubspannung und Reibungsmoment

Aus dem gemessenen Geschwindigkeitsprofil wurde die Schubspannung ermittelt. Die maximale Schubspannung nimmt bei jeder Einstellung in der mittleren Meßebene stark zu (s. Bild 5.7.5.e). Diese Zunahme ist die Folge des ausgebildeten Wirbels, wo der steilere Anstieg des Geschwindigkeitsprofils größere Gradienten hervorruft. Die maximale Schubspannung beträgt im Bereich des Tauchrohres nur etwa ein Drittel bis ein Sechstel derjenigen in der oberen Kammerhälfte. Der Verlauf zeigt sich nur bei $\beta = 0\%$ parallel, bei den anderen Einstellungen kommen auf beiden Seiten unterschiedliche Werte vor. Die ähnlichen Werte der maximalen turbulenten Schubspannung bei $\beta = 0\%$ deuten auf eine Symmetrie hin.

Der Verlauf des Reibungsmomentes weist ebenfalls Unterschiede, abhängig von der Einstellung, auf (s. Bild 5.7.5.f). In der ersten Meßebe (H = 310 mm) zeigen die Kurven unterschiedlichen Anstieg und Verlauf im Verhältnis zum Radius. Bei $\beta = 0\%$ ist eine lineare Abhängigkeit mit leichtem Anstieg zu sehen. Demgegenüber verläuft die Kurve bei $\beta = 20\%$ steiler und eher parabelförmig. In dieser Meßebe ist die seitliche Verlagerung der Strömung nicht so merkbar. In der letzten Meßebe (H = 790 mm) zeigen die Kurven ähnlichen Verlauf, jedoch bleibt nur bei $\beta = 0\%$ der Verlauf symmetrisch. Die Kurven der Einstellungen $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ verlaufen fast parallel zueinander, aber auf der linken Seite erheblich niedriger als auf der rechten Seite.

In der ersten Meßebe tritt bei $\beta = 0\%$ eine scheinbar kleinere innere Reibung zwischen den strömenden Schichten auf, da die Gradienten ebenfalls kleiner sind. In der letzten Meßebe ändert sich das Bild; ein symmetrisch ausgebildeter Wirbel entsteht bei $\beta = 0\%$, während bei den anderen Einstellungen ein asymmetrisches, nicht so steiles Geschwindigkeitsprofil zu erkennen ist.

Die Ursache dieser Entwicklung ist unklar. Einerseits zentriert der angekoppelte Kegel den Wirbel und dadurch die ganze Strömung, d.h., daß bei jeder Einstellung ein ähnliches Geschwindigkeitsfeld zustande kommen sollte. Andererseits entsteht durch die Öffnung des Ringspalt ein anderes Druckfeld als bei der geschlossenen Variante, dessen Auswirkung in Zusammenhang mit dem einseitigen Eintritt die Verlagerung der Strömung hin zu einer Seite verursachen kann.

Bei der Einstellung $\beta = 20\%$ kommt es zu einer Unstetigkeit im Profil der Umfangsgeschwindigkeit auf der linken Seite in der letzten Meßebe, deren Ursache nicht aufgeklärt werden konnte.

Zusammenfassung

Bei der Variante 6 wurde das Geschwindigkeitsfeld bei verschiedenen Einstellungen ($\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$) in axialer und tangentialer Richtung untersucht. Es wurden nur kleine Unterschiede zwischen den Einstellungen $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$ festgestellt, eine bedeutende Auswirkung auf das Strömungsfeld konnte die Vergrößerung der Ringspaltöffnung nicht auslösen. Das Strömungsfeld der starken Drallströmung entspricht den Erwartungen. Die Umfangsgeschwindigkeit entspricht in äußeren Bereichen einem Wirbel, der mit dem Ansatz $v_u \cdot r^n = \text{const.}$ beschrieben werden kann. In der axialen Richtung ist im Kern eine Aufwärtsströmung gegeben, die in Wechselwirkung mit der Drallströmung steht. Die Asymmetrie der Strömung im Rohr ist auf den unsymmetrischen, tangentialen Eintritt und auf das durch die Öffnung entstandene Druckfeld zurückzuführen. Die seitliche Verlagerung der Strömung bei der Axialkomponente hat sich auf die Umfangsgeschwindigkeit ausgewirkt. Eine Zentrierung der Strömung erfolgt nicht, wie erwartet, in der Nähe des Rohrabschlusses, wo der Drosselkegel das Strömungsfeld durch seine Wirkung stabilisieren kann.

Ein symmetrisches Strömungsfeld bildete sich bei $\beta = 0\%$ aus. Bei der geschlossenen Drallströmung ist nur eine geringe Verschiebung festzustellen. Das geschlossene Wirbelrohr mit der Auswirkung des Kegels und des Tauchrohres hat trotz unsymmetrischem Eintritt ein fast symmetrisches Geschwindigkeitsfeld hervorgerufen.

5.8 Vergleich der Varianten

5.8.1 Einleitung

In diesem Kapitel werden die Varianten 3 und 4, die Varianten 4 und 6 bei $\beta = 0\%$ sowie die Varianten 5 und 6 bei der Einstellung $\beta = 10\%$ verglichen. Bei dem Vergleich wurden die Varianten nach ihrer geometrischen Ähnlichkeit ausgewählt (s. Abb. 3.2).

Die Varianten 1 und 2 wurden bereits verglichen, da bei ihnen durch einen offenen Austritt ein anderes Strömungsfeld induziert wurde (s. Kap. 5.4.3).

Die Variante 3 unterscheidet sich von der Variante 4 durch den Austritt. Das Tauchrohr der Variante 4 befindet sich am Ende der Wirbelkammer, wo auch der Eintritt der Luft erfolgt. Die Variante 3 hat den Austritt am gegenüberliegenden Ende, wodurch ein unterschiedlicher Geschwindigkeitsverlauf zustande kam.

Die Varianten 4 und 6 bei der Volumenstromaufteilung von $\beta = 0\%$ unterscheiden sich nur durch den bei Variante 6 eingebauten Drosselkegel. Dieser Kegel wirkt sich auf die Strömung aus, dadurch werden Sekundärströmungen überlagert, die das gesamte Strömungsfeld im Wirbelrohr beeinflussen.

Die Varianten 5 und 6 stellen ein Wirbelrohr dar, bei dem das Tauchrohr bündig am Ende angekoppelt ist oder in das Versuchsobjekt hineinragt. Beide Varianten werden bei der Volumenstromaufteilung von $\beta = 10\%$ verglichen, wobei die Wirkung des Tauchrohres untersucht wird.

5.8.2 Vergleich der Variante 3 und der Variante 4

Axialgeschwindigkeit

Bei der Lage des Maximalwertes der Axialgeschwindigkeit ist auf der linken Seite eine nahezu paralleler, auf der rechten Seite ein unterschiedlicher Verlauf zu beobachten (s. Bild 5.8.1.a). Bei der Variante 3 verschiebt sich der Maximalwert der Axialgeschwindigkeit in der mittleren Meßebene in Richtung Tauchrohr, während dieser bei der Variante 4 stabil über dem Radius bleibt. Eine ähnliche Erscheinung begleitet den Verlauf des Nulldurchganges. Auf der linken Seite bleiben die Kurven parallel und stabil über dem Radius (s. Bild 5.8.1.b). Auf der rechten Seite bleibt der Nulldurchgang der Variante 3 nahezu stabil, während er sich bei der Variante 4 nach dem Verlassen des Tauchrohrbereiches nach innen verlagert. Diese Verlagerung der Kurven ließe schlußfolgern, daß bei beiden Varianten auf der rechten Seite ein nicht konstanter Volumenstrom existiert, sondern in der dritten Meßebene ($H = 550 \text{ mm}$) bei der Variante 3 durch Verlagerung des Maximalwertes und bei Variante 4 durch Verschiebung des Nulldurchganges ein Volumenstromanstieg erfolgt. Betrachtet man den Volumenstrom (s. Bild 5.1.8.a und Bild 5.1.9.a), so ergibt sich eine andere Schlußfolgerung. Bei der Variante 4 kommt eine Verlagerung des nach oben strömenden Volumenstromes auf der rechten Seite zustande, aber bei der Variante 3 bleibt das Profil seitlich ziemlich ausgeglichen. Die Verschiebung des Maximalwertes nach innen bei der Variante 3 hängt mit der Ausbildung eines Wirbels in der Kammermitte zusammen (s. Bild 5.1.8.a). Dieser Wirbel entsteht durch die Verengung des Querschnittes und die geometrischen Störung durch das

Tauchrohr. Um das Gleichgewicht zu halten, stimuliert die Wirkung des Tauchrohraustritts einen in meridialer Richtung zirkulierenden Wirbel.

Der Kernbereich der Varianten entspricht den Erwartungen: bei beiden Varianten macht sich die Wirkung des Tauchrohres bemerkbar (s. Bild 5.8.1.c). Der Kernbereich liegt um das Tauchrohr auf größeren Radiuswerten als in der anderen Kammerhälfte.

Die Maximalwerte der Axialgeschwindigkeit sinken bei der Variante 3 über die Höhe, d.h., es findet in axialer Richtung eine geringere Bewegung statt (s. Bild 5.8.1.e). Bei der Variante 4 nehmen die Maximalwerte genauso auf der linken Seite ab, auf der rechten Seite ist eine Erhöhung zu verzeichnen. Diese Erhöhung hängt mit der Verlagerung der Strömung zusammen, während der Volumenstrom in der oberen Meßebenen relativ konstant bleibt (s. Bild 5.8.2.c).

Die mittlere Standardabweichung beider Varianten unterscheidet sich deutlich (s. Bild 5.8.2.a). Die gleichmäßigere Strömung der Variante 3 ist mit höherer Turbulenz verbunden. Eine Ähnlichkeit beider Varianten ist, daß die RMS-Werte im Bereich des Tauchrohres höher liegen als in der anderen Kammerhälfte. Daraus läßt sich folgen, daß die Strömung in axialer Richtung um das Tauchrohr instabiler ist. Diese Instabilität ist zwar nicht so eindeutig wie die Verlagerung des Kernbereiches oder die Änderung des zum Austritt strömenden Volumenstromes, trotzdem verrät sie höhere Energieverluste. Dabei kommt es nur zu einem geringen Unterschied der Druckverluste der Versuchsobjekte (s. Tabelle 5.1.4).

Diese Energie kann durch eine niedrigere Umfangsgeschwindigkeit der Variante 3 oder durch eine Abkühlung des Fluids gedeckt werden.

Umfangskomponente

In der freien Kammerhälfte zeigt die Umfangskomponente beider Varianten das erwartete Strömungsprofil. Demnach gilt für den äußeren Bereich und um das Tauchrohr $v_u \cdot r^n = const$ und im Kernbereich $v_u / r = const$. Die Kerngrenze verlagert sich bei beiden Varianten im Bereich des Tauchrohres, dabei kommt es bei der Variante 3 zu einer Verschiebung aus der Rotationsachse in der zweiten Meßebene (s. Bild 5.8.1.d). Diese Verschiebung kann mit der Wirkung des Tauchrohres und dem hier entstehenden Wirbel erklärt werden.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente haben einen erwartungsgemäßen Verlauf (s. Bild 5.8.1.f). Bei der Variante 3 fallen die Werte im Bereich des Tauchrohres, demgegenüber steigen sie in der oberen Kammerhälfte bei Variante 4. Da diese Werte auf dem Radius $r/r_A \approx 0,45$ ermittelt worden sind, geben sie eine direkte Aussage für die Ausbildung eines Wirbels. Danach zeigt das Bild, daß bei der Variante 3 nach der Ausbildung eines Wirbels dieser im Tauchrohrbereich abgebremst wird. Entsprechend dieser Situation bildet sich der Wirbel bei Variante 4 erst in der mittleren Meßebene aus, wobei ein starker Unterschied zwischen den Maximalwerten beider Seiten zu verzeichnen ist.

Die Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit zeigt deutliche Unterschiede zwischen den Varianten (s. Bild 5.8.2.b). Bei der Variante 3 liegen die RMS-Werte höher als bei der Variante 4. Die größeren RMS-Werte bedeuten größere Turbulenzintensität, d.h., die Stabilität der Strömung ist kleiner. Dies kann nur auf die geometrische Gestaltung zurückgeführt werden. Bei der Variante 3 kann sich der Wirbel in der Umfangsrichtung schon nach dem Eintritt ausbilden. Diese Ausbildung ist noch nicht sehr stabil. Der Wirbel wird in Richtung Tauchrohr transportiert und schon in der Mitte der Wirbelkammer tritt eine Störung auf. Das Tauchrohr teilt den Wirbel, ein Teil wird ausgetragen, ein Teil bleibt im Bereich des

Tauchrohres erhalten. Durch das Tauchrohr wird die Strömung so beeinflusst, daß hohe RMS-Werte über die gesamte Höhe des Wirbelrohres auftreten.

Die Kurven des Exponenten n zeigen den entsprechenden Verlauf (s. Bild 5.8.2.d). Bei der Variante 4 ist ein stetig steigender Verlauf zu verzeichnen, bei der Variante 3 fällt er im Bereich des Tauchrohres durch die durch Wandreibung verursachte Abbremsung ab. Bei den Exponenten ist zu erwähnen, daß bei beiden Varianten im Bereich des Tauchrohres die Kurven auf beiden Seiten gleich verlaufen, während es im Bereich des gesamten Querschnittes, wo sich der Wirbel vollständig ausbilden kann, zu unterschiedlichen Werten auf beiden Seiten kommt. Daraus folgt bei der Variante 3 eine symmetrische Strömung in Umfangsrichtung, während bei der Variante 4 eine Verlagerung der Strömung zu beobachten ist.

Es ist noch zu erwähnen, daß bei der Variante 3 die Strömung in Umfangsrichtung nach einer starken Abbremsung am Anfang des Tauchrohres wieder zunimmt, d.h., die Wirbelausbildung im Bereich des Tauchrohres bekommt neue Impulse.

Schubspannung und Reibungsmoment

Die maximale Schubspannung über die Höhe fällt im Bereich des Tauchrohres bei beiden Varianten besonders niedrig aus (s. Bild 5.8.2.e). Hier ist noch deutlicher zu sehen, daß bei der Variante 4 eine Asymmetrie der Strömung in Umfangsrichtung gegeben ist. Demgegenüber kommt es bei der Variante 3 nach einem unsymmetrischen Einlauf zur Symmetrie im Bereich des Tauchrohres. Dies ist die Bestätigung dafür, daß ein Ringquerschnitt zur Symmetrie der Strömung beitragen kann.

Den Verlauf des Reibungsmomentes beider Varianten zeigt in der ersten und letzten Meßebeine das Bild 5.8.2.f. Bei der Variante 3 bleibt der Verlauf nahezu symmetrisch und die Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf über die Höhe. Das Reibungsmoment entwickelt sich über die Höhe in gleichem Maße, d.h., eine Abbremsung der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung findet durch die innere Reibung kaum statt. Demgegenüber kommt es zu einer deutlichen Verschiebung bei der Variante 4 über die Höhe. Der nahezu symmetrische Verlauf ist nur in der unteren Meßebenen durch das Tauchrohr gesichert, danach verschiebt sich der Wirbel auf die rechte Seite. Der parabelförmige Kurvenverlauf des Reibungsmomentes in der ersten Meßebeine bei der Variante 4 hängt mit dem leichten Anstieg der Umfangsgeschwindigkeit zusammen.

Zusammenfassung

Bei den Varianten 3 und 4 kann man die stabilisierende Wirkung des eingebauten Tauchrohres beobachten. Bei beiden Varianten kam es im Bereich des Tauchrohres zu einer ausgeglichenen, symmetrischen Strömung in Umfangsrichtung. In axialer Richtung regt es die Strömung an, wodurch im Randbereich und dadurch insgesamt höhere Turbulenzwerte zustande kommen. Die Turbulenzintensität ist zwar bei der Variante 3 größer, trotzdem ist die Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten symmetrischer als bei Variante 4. Der Vergleich hat gezeigt, daß bei einer Anlage, die nur mit einem Austritt ausgestattet ist, die Anordnung nach Variante 3 günstiger ist. Die höhere Turbulenzintensität beeinflusst die Strömung nicht, darüber hinaus sind die Reibungskräfte zwischen den strömenden Schichten über die Höhe gleichmäßiger verteilt.

5.8.3 Vergleich der Variante 4 und der Variante 6 bei $\beta = 0\%$

Axialgeschwindigkeit

Bei der Betrachtung der Axialgeschwindigkeit kann man hinsichtlich der Geschwindigkeitsverteilung große Unterschiede feststellen: bei der Variante 6 ist nach kleinen anfänglichen Abweichungen eine symmetrische Strömung in axialer Richtung zu beobachten (s. Bild 5.1.6.a-b). Demgegenüber zeigt die Verteilung der Axialkomponente bei Variante 4 eine Asymmetrie in der oberen Kammerhälfte.

Bei der Lage des Maximalwertes der Axialgeschwindigkeit ist auf der linken Seite eine nahezu paralleler Verlauf zu sehen, wobei sich die Maximalwerte bei der Variante 6 auf einem größeren Radius stabilisieren (s. Bild 5.8.3.a). Auf der rechten Seite verlagern sich die Maximalwerte bei der Variante 4 nach außen, bei der Variante 6 bleiben sie auf nahezu konstantem Radius.

Der Verlauf des Nulldurchganges beider Varianten stimmt auf der linken Seite gut überein (s. Bild 5.8.3.b). Auf der rechten Seite bleiben die Kurven parallel zueinander, bei der Variante 6 ist der Kurvenverlauf bei höheren Radien. Für beiden Varianten gilt, daß sich nach dem Verlassen des Tauchrohrbereiches der Nulldurchgang auf der rechten Seite nach innen verlagert. Diese Verlagerung wird mit einer schlagartigen Umstellung der Strömung bei der Variante 4 begleitet. In der mittleren Meßebene stellt sich eine starke Asymmetrie bei der Variante 4 in axialer Richtung ein. Im Gegensatz dazu bleibt die Verteilung des Volumenstromes bei der Variante 6 weiterhin nahezu symmetrisch (s. Bild 5.1.9.a-b).

Der Kernbereich der Varianten stimmt, nach anfänglichen Abweichungen im Tauchrohrbereich, besonders gut überein (s. Bild 5.8.3.c). Die Bereichsgrenzen zeigen die gleiche Verlagerung aus der geometrischen Achse in der freien Kammerhälfte.

Die Maximalwerte der Axialgeschwindigkeit sinken bei der Variante 4 über die Höhe auf der linken Seite, dafür steigen sie bis zur Mitte des Wirbelrohres stark auf der rechten Seite (s. Bild 5.8.3.e). Bei der Variante 6 ist ein fast paralleler Verlauf zu verzeichnen, der die Ausbildung der symmetrischen Strömung ermöglicht. Eine allgemeine Verminderung der Axialbewegung über die Höhe ist in der oberen Kammerhälfte bei beiden Varianten festzustellen.

Die mittlere Standardabweichung beider Varianten weist ähnliche Unterschiede zwischen beiden Seiten auf (s. Bild 5.8.4.a). Demnach zeigt der Kurvenverlauf in der zweiten Meßebene größere seitliche Abweichungen. In der mittleren Meßebene laufen die Kurven zusammen und bleiben bis zur letzten Meßebene parallel zueinander. Im Bereich des Tauchrohres ist die Turbulenzintensität bei der Variante 4 größer, danach kommt sie aber über die Höhe auf das Niveau der Variante 6.

Im Verlauf des zum Austritt strömenden Volumenstromes ist kein markanter Unterschied zu sehen (s. Bild 5.8.4.c). Bei der Variante 4 zeichnet sich ein etwas kleinerer Volumenstrom ab, aber der ist unbedeutend.

Zusammenfassend läßt sich bezüglich der Axialkomponente feststellen, daß bei der Variante 6 eine symmetrische, nahezu ausgeglichene verteilte Strömung entsteht, während bei der Variante 4 die Strömung in einer Asymmetrie nach rechts verlagert ist. Diese Verlagerung ist mit nur wenig größerer Turbulenzintensität verbunden.

Umfangskomponente

Hinsichtlich der Verteilung der Umfangskomponente lassen sich auf ersten Blick zwei Aussagen treffen. Bei beiden Varianten zeichnen sich im Bereich des Tauchrohres unterschiedlichen Kurvenverläufe, abhängig von der Eintrittsgeschwindigkeit, ab (s. Bild 5.1.3.a-b). Eine Verlagerung der Rotationsachse aus der geometrischen Achse kann man nur bei der Variante 4 im freien Bereich feststellen. Die Verteilung der Geschwindigkeit in tangentialer Richtung entspricht erwartungsgemäß dem Ansatz $v_u \cdot r^n = const$ im äußeren Bereich und $v_u / r = const$ im Kernbereich.

Die Kerngrenzen, ermittelt aus der tangentialen Geschwindigkeit, zeigen Unterschiede (s. Bild 5.8.3.d). Auf der linken Seite verlagert sich die Kerngrenze bei der Variante 4, auf der rechten Seite verlaufen die Kurven nahezu parallel zueinander. Dies bedeutet, daß bei der Variante 4 eine Verengung des Kerns in der oberen Kammerhälfte existiert, die mit einer Verlagerung der Rotationsachse verbunden ist.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente wurden auf dem Radius $r/r_A \approx 0,45$ aus meßtechnischen Gründen ermittelt. Der Verlauf zeigt starke Abweichungen auf beiden Seiten (s. Bild 5.8.3.f). Bei der Variante 6 erreicht die Umfangskomponente nach anfänglich niedrigen Werten im Bereich des Tauchrohres einen nahezu konstanten Wert über die Höhe. Bei der Variante 4 steigen die Werte stetig bis zur Kammermitte, danach fallen die Werte auf der linken Seite und steigen auf der rechten. Diese Erscheinung führt dazu, daß bei der Variante 4 über die Höhe immer größere Unterschiede zwischen den Maximalwerten beider Seiten entstehen. Die niedrigeren Werte und die Verlagerung der Rotationsachse verursachen gleichzeitig Ebene für Ebene ein flacheres Geschwindigkeitsprofil der Variante 4 auf der linken Seite. Im Gegensatz dazu kommt es bei der Variante 6 zum Ausgleich des Profils auf beiden Seiten, da sowohl der Kernbereich, als auch die Maxima ähnliche Werte zeigen. Diese beiden Auswirkungen bedeuten eine Symmetrie der Umfangskomponente bei der Variante 6. Die Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit bleibt bei der Variante 6 ständig unter den Werten der Variante 4 (s. Bild 5.8.4.b). Bei der Variante 4 ist ein leicht fallender Verlauf zu sehen. Bei der Variante 6 liegen die RMS-Werte mit einer Ausnahme auf einem konstanten Wert. Diese Ausnahme ereignet sich in der zweiten Meßebe, wo die RMS-Werte auf beiden Seite deutlich kleiner sind als in den anderen Meßebenen. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß sich die Strömung im Ringquerschnitt stabilisiert und dann durch die Querschnittsänderung wieder eine erhöhte Turbulenz hervorgerufen wird. Leider ist eine ähnliche Erscheinung bei der Variante 4 nicht zu beobachten.

Die Kurven des Exponenten n bestätigen die Verschiebung der Strömung bei der Variante 4 (s. Bild 5.8.4.d). Nach anfänglich ähnlichen Werten auf beiden Seiten steigt der Verlauf über die Höhe stetig. Ab der mittleren Meßebe nimmt die Abweichung der Kurven zu, in der letzten Meßebe sind völlig unterschiedliche Werte des Exponenten bei der Variante 4 zu sehen. Im Gegensatz dazu unterscheidet sich der Verlauf bei der Variante 6 im Bereich des Tauchrohres. Zuerst ist eine Abnahme zu verzeichnen, danach steigen die Werte stetig und auf beiden Seiten gleichmäßig zueinander. Das bedeutet eine Entwicklung der Strömung in Richtung der Symmetrie. Der Exponentenverlauf über die Höhe zeigt, daß bei der Variante 4 die Strömung im Bereich des Tauchrohres symmetrisch ist und nach der Querschnittsänderung in die Asymmetrie geraten ist; bei der Variante 4 ist der Verlauf gerade umgekehrt, nach anfänglicher Asymmetrie gleicht sich die Strömung in Umfangsrichtung aus.

Zusätzlich ist erwähnenswert, daß die Querschnittsänderung bei der Variante 4 aus dem Verlauf der Exponenten nicht zu bemerken ist, während bei der Variante 6 ein Sprung darauf hindeutet, wo etwa das Ende des Tauchrohres zu finden ist.

Schubspannung und Reibungsmoment

Der Verlauf der maximalen Schubspannung zeigt über die Höhe den vermuteten Unterschied der Varianten (s. Bild 5.8.4.e). Die schon erwähnte Asymmetrie der Umfangskomponente der Variante 4 sollte hier besonders sichtbar werden. Der Kurvenverlauf zeigt nach stetigem Anstieg stark abweichende Werte auf der linken und rechten Seiten der Variante 4. Bei der Variante 4 bleibt der Kurvenverlauf nahezu parallel zueinander auf beiden Seiten. Diese Symmetrie der Strömung in der Umfangsrichtung kann auf die symmetrische axiale Bewegung und auf den Drosselkegel am Ende des Wirbelrohres zurückgeführt werden. Bei der Variante 4 entsteht die Verlagerung der Strömung in Umfangsrichtung dort, wo sich der Wirbel vollständig ausbilden kann, also im freien Kammerbereich. Dabei zeichnet sich der Einfluß der unterschiedlichen geometrischen Gestaltung der Varianten aus.

Bei dem Verlauf des Reibungsmomentes ist diese Wirkung noch besser zu sehen (s. Bild 5.8.4.f). Am Anfang sind in der ersten Meßebeine beide Kurven symmetrisch, wobei bei der Variante 4 ein größeres Reibungsmoment auftritt. In der letzten Meßebeine unterscheiden sich die Kurven eindeutig: bei der Variante 4 ist ein stark unsymmetrischer Verlauf zu beobachten, während bei der Variante 6 der Verlauf über dem Radius symmetrisch bleibt.

Zusammenfassung

Bei der Variante 6 bildete sich ein symmetrisches Strömungsfeld aus. Im geschlossenen Wirbelrohr entsteht trotz des unsymmetrischen, tangentialen Eintritts eine fast symmetrische Drallströmung mit geringer Verschiebung. Dabei zeichnet sich die Wirkung des Kegels aus. Im Vergleich zu Variante 4 stabilisiert sich die Strömung erst in der oberen Kammerhälfte, während bei der Variante 4 nach anfänglich symmetrischer Strömung eine Verlagerung des Geschwindigkeitsfeldes in beiden gemessenen Richtungen stattfindet.

Die Ursache des Unterschiedes zwischen den Varianten ist die geometrische Gestaltung. Die Variante 4 ist ein Wirbelrohr mit ebener Abdeckung am Ende. Diese Form verursacht eine Verschiebung des Drallfeldes aus der geometrischen Achse.

Bei der Variante 6 ist diese Verlagerung durch den Drosselkegel verhindert worden. Demnach bildet sich die symmetrische Strömung – vermutlich vom Kegel rückwirkend – in der Wirbelkammer aus. Der eingebaute Kegel ist eine optimale Lösung für die Vergleichmäßigung der Strömung in der Wirbelkammer bei geschlossenem Betrieb.

5.8.4 Vergleich der Variante 5 und der Variante 6 bei den Einstellungen von $\beta = 10\%$

Axialgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeitsverteilung der Axialkomponente unterscheidet sich in einem Punkt deutlich: bei der Variante 6 kann man die Verteilung im Außenbereich nahezu linear beschreiben, während bei der Variante 5 ein wellenförmiger Verlauf zu verzeichnen ist (s. Bild 5.1.5.c und 5.1.6.c). Bei der Variante 5 ist der Verlauf in den mittleren Meßebenen etwa symmetrisch, bei der Variante 6 gilt dies für den Tauchrohrbereich.

Die Maximalwerte der Axialgeschwindigkeit liegen auf der rechten Seite beider Varianten nahezu konstant über dem Radius, auf der linken Seite zeigen sie Abweichungen (s. Bild 5.8.5.a).

Der Verlauf des Nulldurchganges beider Varianten ist auf der linken Seite nahezu parallel zueinander (s. Bild 5.8.5.b). Bei der Variante 6 verlagert sich der Nulldurchgang nach dem Verlassen des Tauchrohrbereiches auf der rechten Seite nach innen, während er bei der Variante 5 auf konstantem Radius bleibt. Nach der Betrachtung beider Strömungseigenschaften zeigt sich die Strömung in der axialen Richtung bei der Variante 5 gleichmäßiger, als bei der Variante 6.

Der Kernbereich der Varianten zeigt den Unterschied der geometrischen Gestaltung des Wirbelrohres. Bei der Variante 5 ist ein Kern zu sehen, dessen Kerngrenzen sich nur wenig über die Höhe ändern (s. Bild 5.8.5.c). Bei der Variante 6 ist nach dem anfänglich breiteren Kernbereich eine Verengung in der oberen Kammerhälfte zu verzeichnen, aber die Kerngrenzen bleiben trotzdem auf größeren Radiuswerten als bei der Variante 5. Die Bereichsgrenzen beider Varianten zeigen eine gleichmäßige Verlagerung aus der geometrischen Achse. Diese Verlagerung betrifft eher die linke Seite, auf der rechten Seite bleiben die Grenzen stabil.

Die Maximalwerte der Axialgeschwindigkeit sinken leicht bei der Variante 5 über die Höhe auf beiden Seiten (s. Bild 5.8.5.e). Bei der Variante 6 macht sich das Ende des Tauchrohres bemerkbar, da die Maximalwerte der Axialkomponente in der mittleren Meßebene steigen. Die allgemeine Verminderung der Axialbewegung über die Höhe ist in der oberen Kammerhälfte bei beiden Varianten festzustellen.

Die mittlere Standardabweichung beider Varianten zeigt einen parallelen Verlauf auf beiden Seiten (s. Bild 5.8.6.a). Dies deutet auf eine symmetrische Turbulenzintensität hin. Ein großer Unterschied zwischen den Varianten läßt sich feststellen: Bei der Variante 5 verlaufen die RMS-Werte über die Höhe stetig steigend, während bei der Variante 6 ein nahezu konstanter Verlauf zustande kommt. Die Strömung in der axialen Richtung wird vom Tauchrohr angeregt, diese Anregung verursacht eine höhere Turbulenz in diesem Bereich, danach stabilisiert sich die Strömung. Bei der Variante 5 steigt stetig die Turbulenz über die Höhe, diese Steigung ist auf Anregung durch den Drosselkegel zurückzuführen. Da in der letzten Meßebene die Wirkung des Kegels bei beiden Varianten nachzuweisen ist, kommen die RMS-Werte auf gleiches Niveau.

Im Verlauf des zum Austritt strömenden Volumenstromes ist ein gravierender Unterschied nur im Tauchrohrbereich der Variante 6 zu sehen (s. Bild 5.8.6.c). In der oberen Kammerhälfte, wo die Strömung sich vollständig ausbilden kann, zeichnet sich bei der Variante 6 ein wenig kleinerer Volumenstrom ab. Auf dem Bild ist gut zu sehen, daß in Richtung der Ringspaltöffnung immer weniger axiale Bewegung stattfindet.

Bei der Betrachtung des Volumenstromes ist klar festzustellen, daß bei der Variante 5 nach einem unsymmetrischen Eintritt die Strömung nahezu zum Ausgleich kommt (s. Bild 5.1.8.c). Im Gegensatz dazu entsteht bei der Variante 6 nach der symmetrischen Strömung im Tauchrohrbereich eine Asymmetrie in der freien Kammerhälfte (s. Bild 5.1.9.c). Bei der Variante 5 ist die stabilisierende Wirkung des Kegels zu beobachten, während bei der Variante 6 trotz des Drosselkegels und des Tauchrohres eine Asymmetrie der Strömung in axialer Richtung nicht verhindert werden konnte. Diese Asymmetrie ist mit größerer Turbulenzintensität verbunden.

Umfangskomponente

Die Verteilung der Umfangskomponente zeigt einen ähnlichen Verlauf bei beiden Varianten im Bereich der vollständigen Wirbelausbildung (s. Bild 5.1.2.c und 5.1.3.c). Bei der Variante 6 hat der Eintritt im Bereich des Tauchrohres keinen Einfluß auf das Geschwindigkeitsprofil, während bei der Variante 5 eine höhere Geschwindigkeit in Umfangsrichtung im wandnahen Bereich zu verzeichnen ist.

Die aus den Maximalwerten der tangentialen Geschwindigkeit ermittelten Kerngrenzen weisen große Unterschiede auf (s. Bild 5.8.5.d). Einerseits ist der Kernbereich bei der Variante 6 breiter nicht nur im Bereich des Tauchrohres, sondern auch in der freien Kammerhälfte. Zweitens ist eine Verlagerung des Kernbereiches bei der Variante 5 auf die rechte Seite zu verzeichnen, während er bei der Variante 6 nahezu symmetrisch bleibt. Eine klare Verengung des Kernbereiches ist über die Höhe nicht festzustellen.

Die Maximalwerte der Umfangskomponente zeigen die Wirkung des Tauchrohrendes. Bei der Variante 6 verläuft die Kurve auf der linken Seite mit einem leichten Anstieg, während sie auf der rechten Seite bis zur mittleren Meßebene einen steilen und danach einen konstanten Verlauf aufweist (s. Bild 5.8.5.f). Dies zeigt die Verwirklichung der vollständigen Wirbelausbildung in der oberen Kammerhälfte. Bei der Variante 5 sind auf beiden Seiten umgekehrte Verläufe zu beobachten. Auf der linken Seite sinken die Werte stetig über die Höhe, während sie auf der rechten Seite etwa in gleichem Maße steigen. Diese Verläufe zeigen die Verschiebung der Strömung auf die rechte Seite. Diese Werte wurden wegen des Einflusses des Tauchrohres auf dem Radius $r/r_A \approx 0,45$ ermittelt. Nach diesen Erscheinungen besteht die Frage, warum verlagert sich der Wirbel bei der Variante 5 stetig von Ebene zu Ebene und warum passiert dies bei der Variante 6 nun plötzlich hinter dem Tauchrohrende. Diese Verschiebung betrifft nicht nur die Kerngrenzen sondern auch die Rotationsachse, die sich so aus der geometrischen Achse der Anlage verlagert.

Das eingebaute Tauchrohr hält die Symmetrie der Strömung bei der Variante 6 bis zur mittleren Meßebene, wobei eine starke Umstellung der Strömung – betreffend ebenfalls die Axialgeschwindigkeit – stattfindet. Bei der Variante 5 entsteht schon im Eintrittsbereich ein Wirbel, der die Asymmetrie der Axialkomponente bis zur zweiten Meßebene abbaut und dadurch über die Höhe nur wenig gestört wird. Die Verlagerung kommt wahrscheinlich durch die Ausbildung eines spiralförmigen Wirbelfadens zustande, der seine Wirkung bis zum Ende des Wirbelrohres beibehält und durch die symmetrische Ringspaltöffnung nicht zur Symmetrie gezwungen werden kann.

Die Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit bleibt bei der Variante 5 ständig unter den Werten der Variante 6 (s. Bild 5.8.6.b). Bei der Variante 6 ist ein mit Schwankungen leicht fallender Verlauf zu sehen. Bei der Variante 5 steigen die RMS-Werte über die Höhe – wie bei den RMS-Werten der Axialkomponente – auf beiden Seiten. Diese Steigung fällt niedriger aus als bei der Axialgeschwindigkeit, weshalb die Werte nicht die Werte der Variante 6 erreichen. Die steigende Turbulenzintensität der Variante 5 kann durch die Verlagerung der Strömung und die Wirkung des Drosselkegels erklärt werden. Eine weitere Ursache ist das freie Ausströmen des Fluids, das andere Druckverhältnisse für die Wirbelkammer verursacht.

Die Wirkung der Querschnittsänderung macht sich bei der Variante 6 kaum bemerkbar, die stetig sinkenden Werte bestätigen die Beruhigung der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung. Die seitlichen Schwankungen der RMS-Werte der Variante 5 deuten ebenfalls auf eine spiralförmige Fadenausbildung hin.

Der Kurvenverlauf des Exponenten n bestätigt eine Verlagerung der Strömung in Umfangsrichtung bei beiden Varianten (s. Bild 5.8.6.d). Demnach passiert dies bei der Variante 5 schon in der zweiten Meßebene, und setzt sich über die Höhe ständig fort. Das ist ein Beweis für die ständige Verschiebung der Rotationsachse aus der geometrischen Achse nach rechts. Bei der Variante 6 entsteht diese Verschiebung hinter dem Tauchrohrende in der mittleren Meßebene. Danach verlaufen die Kurven stetig steigend nahezu parallel zueinander. Dies bedeutet, daß die Verlagerung der Rotationsachse durch eine Wechselwirkung auf der mittleren Meßebene entsteht und danach über die Höhe nahezu konstant bleibt.

Schubspannung und Reibungsmoment

Der Verlauf der maximalen Schubspannung zeigt die Unterschiede der Varianten auf beiden Seiten (s. Bild 5.8.6.e). Bei der Variante 5 macht sich die erwähnte Asymmetrie der Umfangskomponente bemerkbar. Auf der linken Seite sind stetig sinkende Werte zu sehen, demgegenüber bleiben sie auf der rechten Seite nahezu konstant. Bei der Variante 6 ist der Einfluß des Tauchrohres bemerkbar. In diesem Bereich herrscht eine symmetrische Strömung, was die Werte ebenfalls wiedergeben. In der freien Kammerhälfte, wo der Wirbel sich ausbilden kann, bleiben die Werte auf der linken Seite ständig unter den Werten der rechten Seite, aber der Abstand zwischen beiden Kurven bleibt in etwa gleich. Im Gegensatz dazu wird dieser Abstand zwischen den Kurven bei der Variante 5 immer größer über die Höhe. Dieser Verlauf beweist ebenfalls, daß es sich bei der Variante 5 um eine stetige Verschiebung der Strömung handelt, während bei der Variante 6 eine Verschiebung entsteht, die aber in der gleichen Position bleibt. Es zeichnet sich der Einfluß der unterschiedlichen geometrischen Gestaltung der Varianten ab.

Der Verlauf des Reibungsmomentes kann die Verlagerung der Wirbelströmung über die Höhe bestätigen (s. Bild 5.8.6.f). Am Anfang ist die Kurve auf der ersten Meßebene bei Variante 5 nach links verschoben. Diese Verschiebung kehrt sich allmählich über die Höhe bis zur letzten Meßebene um. Bei der Variante 6 ist die Kurve in der ersten Meßebene nahezu symmetrisch und zeigt eine starke Verschiebung in der letzten Meßebene. Die Größe des auftretenden Reibungsmomentes geht aus der Verteilung der Geschwindigkeit hervor, bei steilerem Geschwindigkeitsprofil entstehen größere Gradienten zwischen den strömenden Schichten, die bei der turbulenten Schubspannung und damit bei dem Verlauf des Reibungsmomentes eine zentrale Rolle spielen.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden zwei Varianten verglichen, die mit nur wenig Änderung der geometrischen Gestaltung im Betrieb zum Einsatz kommen. Es war deshalb wichtig, die Varianten näher zu untersuchen und miteinander zu vergleichen.

Bei beiden Varianten bildete sich ein unsymmetrisches Strömungsfeld aus. Bei der Variante 5 entsteht eine stetige Verlagerung der Wirbelströmung auf die rechte Seite der Wirbelkammer (Eintrittsseite). Die Verlagerung betrifft die Umfangskomponente, während bei der Axialkomponente eine nahezu ausgeglichene Strömung zustande kam. Die Analyse der Meßergebnisse deutet darauf hin, daß sich im Wirbelrohr ein spiralförmiger Wirbelfaden ausbildet, der das ganze Strömungsfeld beeinflusst. Die Ausbildung des Wirbelfadens kann auf den unsymmetrischen Eintritt zurückgeführt werden. Nach dem Eintritt der strömenden Luft wird die bestehende Asymmetrie im Eintrittsbereich nicht ausgeglichen, da in diesem

Bereich keine eingebauten Elemente die Strömung stabilisieren können. Das bündig angekoppelte Austrittsrohr war zu kurz, um eine Rückströmung im Kernbereich zu verhindern. Diese Rückströmung reicht etwa bis zur mittleren Meßebene, und ihre zentrierende Wirkung ist sichtbar. Nach dem Abbau der Rückströmzone folgt die Wirkung des Spiralwirbels, der das Drallfeld immer zur rechten Seite schiebt. Eine Wirkung des Kegels ist nicht festzustellen, und die Ringspaltöffnung kann die Strömung ebenfalls nicht zur Symmetrie zwingen. Bei dem Entstehen des Wirbels spielt die radiale Bewegung eine zentrale Rolle, die noch aufgeklärt werden muß. Aus betriebstechnischen Gründen (Abscheidung) wäre eine symmetrische Strömung im Wirbelrohr optimal.

Bei der Variante 6 bildet sich im Bereich des Tauchrohres ein symmetrischer Wirbel aus. Nach dem Verlassen dieses Bereiches ändert sich das Strömungsfeld. Die Querschnittänderung verursacht eine Verlagerung der Wirbelströmung. Da das Tauchrohr genügend lang war, entsteht keine Rückströmzone, die das Strömungsfeld zentralisieren konnte. Der angekoppelte Drosselkegel kann nur die Verlagerung der Strömung stabilisieren, aber er kann nicht die Rotationsachse des Wirbels in die geometrischen Achse der Versuchsanlage zurückbringen und damit die Symmetrie der Strömung wiederherstellen. Die radiale Komponente spielt bei dieser Variante eine wichtige Rolle. Die plötzliche Verlagerung der Strömung hängt mit einer starken radialen Bewegung zusammen.

Die Wirbelausbildung beider Varianten unterscheidet sich: nach freier Ausbildung im Eintrittsbereich der Variante 5 wird der Drall entlang der Kammer transportiert, die zum steileren Kurvenverlauf in Umfangsrichtung führt. Im Gegensatz dazu kann sich der Wirbel bei der Variante 6 im Tauchrohrbereich nicht vollständig ausbilden und demnach erreicht der Wirbel nicht die Geschwindigkeiten der Variante 5 in tangentialer Richtung.

Hinsichtlich einer Abscheidung ist die Variante 6 durch die starke Verschiebung des Strömungsfeldes in der Kammermitte nicht optimal ausgelegt, die erwünschte Symmetrie konnte nicht erreicht werden.

5.8.5 Numerische Berechnung /nach [88]/

Zu einigen Varianten wurden erste numerische Berechnungen mit dem CFD - Programmsystem CFX-TASCflow durchgeführt [89]. Die folgenden Ergebnisse dienen als Orientierung für die numerische Erfassung von drallbehafteten Strömungen im Vergleich zum Experiment.

Als ein Beispiel wurde unter Nutzung des Standard $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodells eine stationäre Rohrströmung mit zwei unterschiedlichen Umfangs-Eintrittsbedingungen bei konstanter Axialgeschwindigkeit (ohne radiale Komponente) berechnet. Beim ersten Fall wurde als Randbedingung für die Umfangskomponente ein Festkörperwirbel, beim zweiten Fall ein Rankine-Wirbel vorgegeben. Trotz unterschiedlicher Randbedingungen führten beide Berechnungen schon nach $1 \times D$ Entfernung zu einem Starrkörperwirbel (s. Bild 5.8.7.a und Bild 5.8.7.b). Dies entsprach den Erwartungen, da eine derartige Strömung ohne radialen Transport nach innen die Geschwindigkeit nicht anfachen kann. Auch experimentelle Versuche bestätigen ein Abklingen des Dralls nach kurzer Zeit bzw. Rohrlänge (s. Abb. 2.4).

In das mittels numerischer Simulation berechnete Strömungsfeld der Variante 1 gibt Bild 5.8.7.d einen guten Einblick. Der große Austrittsquerschnitt mit der vorgegebenen konstanten Druckverteilung und der gewählten Randbedingung „Eintritt – Austritt“ läßt eine zentrale Rückströmung analog den experimentellen Untersuchungen zu. Das durch den

Austrittsquerschnitt einströmende Fluid wird durch den Drall des Austrittsstromes angefacht, es bildet sich eine Wirbelverteilung ähnlich einem Starrkörperwirbel aus. Die Rückströmzone verursacht eine radiale Strömung von innen nach außen. Diese radiale Strömung und damit der Einfluss der zentralen Rückströmung auf die Wirbelausbildung im zylindrischen Raum nimmt vom Austrittsquerschnitt in Richtung Boden zu, der Starrkörperwirbel wird zunehmend überproportional im Zylinderkern abgebremst. Eine gute Übereinstimmung zwischen dem Experiment und einer stationären numerischen Berechnung ergibt sich z.B. unter Nutzung des $k-\omega$ -Turbulenzmodells. Der Vergleich in Bild 5.8.7.c. bestätigt dies anhand der Umfangsgeschwindigkeit in einem Zylinderschnitt ca. $1 \times D$ oberhalb des Bodens (überproportional abgebremster Starrkörperwirbel).

Ganz andere Strömungsverhältnisse stellen sich bei der Durchströmung der Varianten 3 bis 6 ein. Durch die erzwungene radiale Geschwindigkeitskomponente zum Tauchrohr und die verhältnismäßig kurze Geometrie erfolgt ein Dralltransport von außen nach innen und damit eine deutliche Anfachung der Umfangsgeschwindigkeit. Für derartige Strömungen lieferte eine stationäre Berechnung keine praxisrelevanten Ergebnisse. Deshalb wurde bei der Modellierung der Varianten 4 und 6 eine instationäre Berechnung unter Nutzung des Reynolds-Spannungs-Modells (RSM) verwendet.

Als Zeitschritt wurden $t = 0,0005$ s gewählt. Die Größe des Zeitschritts gewährleistet, dass unter den gegebenen Randbedingungen ein Fluidteilchen im Drallfeld ca. 10 mal während einer Umdrehung erfasst wird. Die vorgegebene Geschwindigkeitsverteilung im Eintrittsquerschnitt war bei Variante 4 das Geschwindigkeitsprofil der experimentellen Untersuchung (s. Bild 3.3), die vorgegebene Geschwindigkeitsverteilung bei Variante 6 war konstant. Das Abbruchkriterium der Berechnung war ein näherungsweise stabiler Maximalwert der Umfangsgeschwindigkeit.

Das Bild 5.8.8.a zeigt die Umfangskomponente der Variante 4 bei $H = 790$ mm und $v_E = 20$ m/s, die Axialkomponente ist im Bild 5.8.8.b dargestellt. Zur besseren Vorstellung der Gesamtdurchströmung ist das Vektorfeld der numerischen Berechnung im Bild 5.8.8.c dargestellt.

Den folgenden Ergebnissen für die Variante 6 liegt bei der numerischen Berechnung eine Austrittsöffnung von $h = 0.4$ mm zugrunde. Bei diesem Hub stellte sich ein Massestrom durch den Spalt von $\beta = 25\%$ ein. Die Ergebnisse der Umfangs- und Axialkomponente bei $H = 670$ mm und $v_E = 20$ m/s zeigen die Bilder 5.8.9.a und 5.8.9.b. Die Gesamtdurchströmung der Variante 6 ist im Bild 5.8.9.c dargestellt.

6. Zusammenfassung

Drallbehaftete Strömungen bzw. großräumige Wirbel treten in der Natur vielfach auf bzw. werden in technischen Apparaten zum Zwecke der Abscheidung, selten als Kältemaschine genutzt. Als Bezugsbasis für die Beschreibung des Geschwindigkeitsfeldes derartiger Strömungen in solchen Anlagen dient der Potentialwirbel mit dem Ansatz $r \cdot c_u = const$. Näherungen für die reale, reibungsbehaftete Strömung sind u.a. für die Strömung im Ranque-Rohr oder im für die Staubabscheidung genutzten Zyklon bekannt, als Ansatz mit $r^n \cdot c_u = const$ ($n = 0,4 \dots 0,7$).

Anliegen der Untersuchungen dieser Arbeit war, die Wirbelausbildung bzw. Drallverteilung in verschiedenen Konfigurationen zu untersuchen. Dazu wurde ein Wirbelapparat mit tangentialer Einströmung in verschiedenen geometrischen Ausführungen mit unterschiedlichen Ausströmbedingungen genutzt. Bestimmt werden sollte die Drallverteilung bei verschiedenen Randbedingungen, insbesondere die Auswirkung einer durch die Gestaltung erzwungenen radialen Geschwindigkeitskomponente.

Daneben war die jeweilige Turbulenzverteilung zu erfassen. Zum Einen ist eine Anregung vom Eintritt und der instabilen Kernströmung zu erwarten, zum Anderen wirkt das Fliehkraftfeld stabilisierend. Im Hinblick auf den Staubabscheider ist dies von wesentlicher Bedeutung für den zu erwartenden Grenzkorndurchmesser.

Ergänzend waren Vergleiche mit der numerischen Berechnung vorgesehen, um eine erste Einschätzung der Treffsicherheit verschiedener Modellansätze für eine derartige turbulente Strömung zu testen.

Neben einer Literaturlauswertung zu Drallströmungen waren vor allem experimentelle Untersuchungen vorgesehen. Dazu wurde ein multivalenter Versuchstand im Baukastensystem zur einfachen Modifikation der Ausströmbedingungen errichtet.

Zur Ausmessung des Geschwindigkeitsfeldes kamen optische Methoden (direkte Nebelbeobachtung / Laser-Doppler-Anemometrie) und zu Kontrollmessungen die Hitzdraht-Messtechnik und das Prandtl-Rohr zum Einsatz. Der Einbringung der erforderlichen Streulichtpartikel diente ein Nebelgenerator ($x_{50} = 1,5 \mu\text{m}$). Zur LDA-Messung wurde ein spezielles optisches Fenster angeordnet.

Für die numerische Berechnung wurde das Programmsystem CFX-TASCflow herangezogen. Für die in Abbildung 6.1 angegebenen Modellvarianten und somit die durch den jeweiligen Aufbau variierten Axial- und Radialgeschwindigkeitskomponenten wurden die Strömungsfelder ausgemessen. Der grundsätzlich ermittelte Verlauf der Umfangskomponente entsprach den aus der Literatur resultierenden Erwartungen. Die wichtigen strömungstechnischen Merkmale der einzelnen Varianten sind in der Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

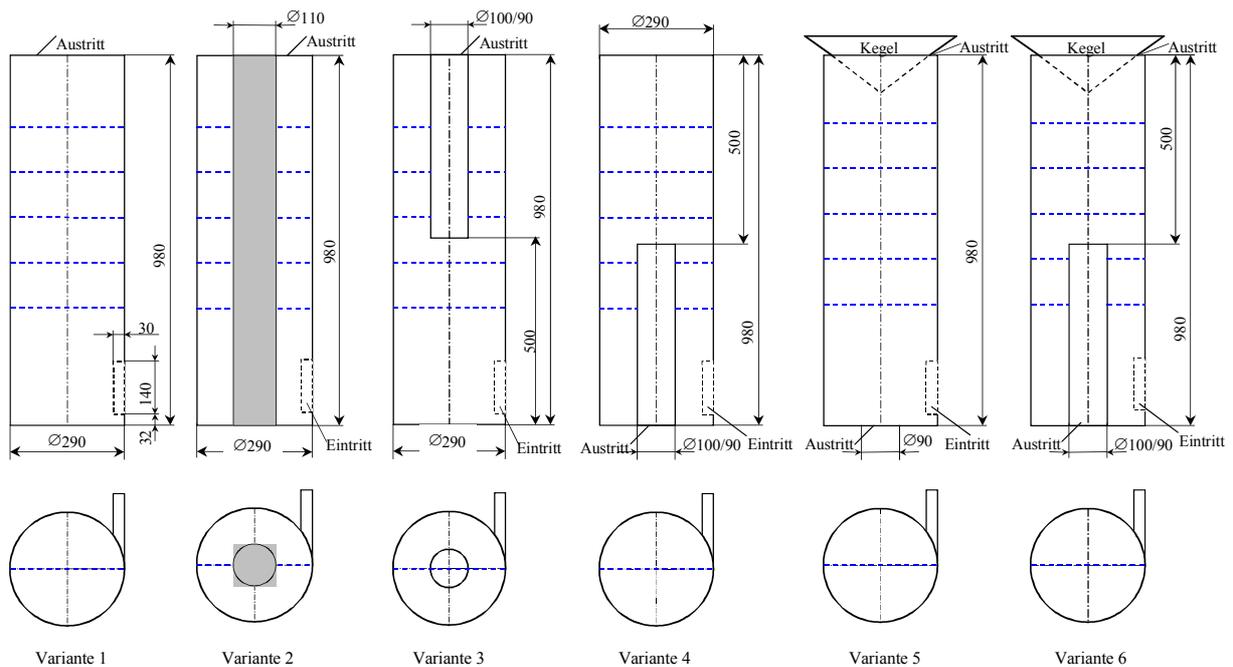


Abbildung 6.1: Untersuchte Modellvarianten

Größen	Variante 1		Variante 2	Variante 3	Variante 4	
	Zustand 1	Zustand 2				
Umfangsgesch.	Starrkörperw.	Starrkörperw.	Starrkörperw.	Potenzfkt.	Potenzfkt.	
Exponent n	-	-	-	0,56-0,83	0,30-0,90	
Verschiebung	keine	keine	keine	keine	5% rechts	
Axialgeschw.	wechselnd verschoben	einseitig verschoben	wechselnd verschoben	symmetrisch	einseitig verschoben	
Kernbereich	-	-	-	symmetrisch	symmetrisch	
Größen	Variante 5			Variante 6		
	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$	$\beta = 0\%$	$\beta = 10\%$	$\beta = 20\%$
Umfangsgesch.	Potenzfkt.	Potenzfkt.	Potenzfkt.	Potenzfkt.	Potenzfkt.	Potenzfkt.
Exponent n	0,73-0,91	0,70-0,93	0,71-0,90	0,55-0,84	0,34-0,89	0,27-0,88
Verschiebung	10% rechts	10% rechts	10% rechts	keine	5% rechts	5% rechts
Axialgeschw.	symmetrisch	wechselnd verschoben	einseitig verschoben	symmetrisch	einseitig verschoben	einseitig verschoben
Kernbereich	Verengung	Verengung	Verengung	symmetrisch	symmetrisch	symmetrisch

Tabelle 6.1: Strömungstechnische Merkmale der einzelnen Varianten (β = Volumenstromaufteilung bei Variante 5 und 6)

In Abhängigkeit von der Höhe der untersuchten Apparate sowie den unterschiedlichen Austrittsbedingungen zeigen sich bezüglich der Drall- wie auch der Turbulenzverteilung lediglich geringe Unterschiede. Gemäß dem Ansatz $r^n \cdot c_u = const$ schwankt der Exponent bei ausgebildeten Wirbeln im Bereich von $n = 0,6$ bis $n = 0,9$ und läßt sich systematisch der Art der Strömungsführung zuordnen. In Abhängigkeit von der Höhe, bzw. dem Abstand vom

Einströmungsort tritt bei der geringen Erstreckung ($H/D=3,4$) noch keine merkliche Dralländerung auf.

Eine starke Änderung der Strömung in Umfangsrichtung verursacht die geometrische Gestaltung mit einem Tauchrohr durch die Verhinderung der Ausbildung des Wirbels oder durch Abbremsung der Strömung und auch wegen der gegebenen Strömungsumkehr (quasi Totwassergebiet). Diese Änderung verhindert die durch Fliehkraft entstehende Stabilität der Strömung, die Auswirkung ist eine unausgeglichene Axialkomponente und radiale Bewegung.

Bei den untersuchten Modellvarianten konnte man feststellen, daß ohne eine zwingende radiale Komponente die dem Potentialansatz entsprechende Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung nicht zustande kam. Die bei der Variante 1 aufgetretene axiale Rückströmung konnte durch die bei der Variante 2 eingebaute Sperrung der Kernzone nicht verhindert werden. Durch die offene Austrittsgestaltung des Wirbelrohres entsteht im Anschluß an die Atmosphäre ein Druckfeld, welches eine Rückströmung in den Wirbelkern verursacht. Diese Rückströmung ist mit einer Instabilität der Strömung verbunden.

Bei einem quasi geschlossenen Betrieb des Wirbelrohres tritt durch das Tauchrohr eine Rückströmung nur zum Teil auf. Die auftretende radiale Komponente transportiert den Drall in das Zentrum der Wirbelkammer, wodurch auf kleineren Radien die höheren Umfangsgeschwindigkeiten zustande kommen. Eine solche Geschwindigkeitsverteilung wirkt sich bekanntlich stabilisierend auf die durch Anfangsbedingungen asymmetrische Wirbelströmung aus.

Die Bestrebung nach einer symmetrischen Strömung im Wirbelrohr ist bei der Variante 6 bei $\beta=0\%$ am besten erfüllt. Das Tauchrohr und der abschließende Kegel an der Wirbelkammer bewirken eine fast symmetrische Strömung. Diese Variante kann jedoch nicht zum Zwecke einer Staubabscheidung dienen, da kaum eine Staubabführung möglich ist. Als modifizierte Variante kam es bei der Variante 5 mit $\beta=10\%$ zu guten Ergebnissen. Dabei zeichnete sich zwar eine kleine Verschiebung der Strömung ab, aber in der gesamten Länge blieb die Strömung ausgeglichen. Ein guter Wirkungsgrad bezüglich der Abscheidung böte die Möglichkeit, die Volumenstromaufteilung auf $\beta < 10\%$ einzustellen, und die Länge des Tauchrohres zu variieren.

Als optimale Versuchsobjekte zwecks Partikelabscheidung haben sich die Variante 5 und 6 erwiesen. Die Variation der Tauchrohlänge mit ihrem Einfluß auf die radiale Komponente und damit den Abscheidegrad wäre von großem Interesse. Da die Abscheidewirkung nicht das Hauptanliegen der vorliegenden Arbeit war, bestünde die Möglichkeit zu detaillierteren Untersuchungen dieser optimalen Konfiguration.

Hinsichtlich der numerischen Berechnung ist bekannt, daß großräumige Wirbel, wie hier gegeben, Schwierigkeiten bereiten. Das ist bedingt durch das freie Wechselspiel zwischen Strömungsmoment und Reibungsmoment. Gute Ergebnisse konnten so lediglich unter Heranziehung des Reynold-Stress-Modelles für die turbulente Drallströmung bei instationärem Ansatz erreicht werden. Mit diesem Modell kann man ebenfalls weitere Lösungen finden, um die Treffsicherheit der numerischen Berechnung zu erhöhen und bessere Aussagen zu Wirbelsenkströmungen treffen zu können.

Literaturverzeichnis

- [1] Schade, H., Kunz, E.: Strömungslehre, de Gruyter, Berlin, 2. Auflage, 1989.
- [2] Rocklage-Marliani, G.: Dreidimensionale Laser-Doppler-Velozimetrie in turbulenter, drallbehafteter Rohrströmung, VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 8, Nr.766, Düsseldorf, 1999
- [3] Schlichting, H.: Grenzschicht-Theorie, Braun Verlag, Karlsruhe, 1958
- [4] Truckenbrodt, E.: Fluidmechanik, Band 2. Springer Verlag, Berlin, 3. Auflage, 1992.
- [5] Mallog, J.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen des isothermen Strömungsfeldes in einem Verdampfungsbrennermodell mit überkritischer Drallströmung unter Berücksichtigung verschiedener Einströmbedingungen, Univ. Kaiserslautern, 1984, Diss.
- [6] Boussinesq, J.: Theory de l'écoulement tourbillant, Mem. Pre. Par sav. 23, Paris, 1877
- [7] Jischa, M.: Konvektiver Impuls, Wärme- und Stoffaustausch, Vieweg Verlag, 1982 Braunschweig
- [8] Prandtl, L.: Strömungslehre, Braunschweig 1957
- [9] Rocklage, B.: Berechnungen laminarer und turbulenter Innenströmungen mittels Schlankkanaltheorie und konturangepaßter Koordinaten, VDI Fortschrittsberichte, Reihe 7, Nr. 329, 1997
- [10] Rodi, W.: Turbulenzmodelle und ihre Anwendung mit der Hilfe von Differenzverfahren, Uni Karlsruhe, 1984
- [11] Lugt, H. J.: Wirbelströmung in der Natur und Technik, Braun Verlag, Karlsruhe, 1979
- [12] Serrin, J.: Handbuch der Physik, Band VIII/1, 1959
- [13] Schlichting, E., Truckenbrodt, H.: Aerodynamik des Flugzeuges, Band 1. Springer Verlag, Berlin, 2. Auflage, 1967.
- [14] Kaufmann, W.: Technische Hydro- und Aeromechanik, Band 1, Springer Verlag, Berlin, 3. Auflage, 1963.
- [15] Zippel, M.: Persönliche Mitteilungen, Diskussionen und Anregungen. Institut für Luftfahrtantriebe, Universität Stuttgart.
- [16] Fischer, T.: Wavelet-Transformation von instationären Wirbeln und turbulenten Strömungsvorgängen, Universität Stuttgart, Diplomarbeit 1997
- [17] Kaufmann, W.: Technische Hydro- und Aeromechanik, Band 2, Springer Verlag, Berlin, 3. Auflage, 1963.
- [18] Krone, T.: Untersuchungen zur Ähnlichkeit und zum Mischungsverhalten eingeschlossener Drallströmungen, Diss. TU Clausthal 1985
- [19] Maidhof, S.: Numerische Berechnung freier Drallströmungen – Analyse und Weiterentwicklung, TH Darmstadt, 1996, Diss.
- [20] Janicka, J.: Turbulenzmodelle für drallbehaftete Verbrennungssysteme, Forschungsbericht 1997, TH Darmstadt
- [21] Speziale, C. G., Sakar, S., Gatski, T. B.: Modelling the pressure-strain correlation of turbulence, J. Fluid Mech. 227, S. 245-272, 1991
- [22] Launder, B. E.: Topics in applied physics, Vol. 12, Turbulence, Springer Verlag, S. 231-287, 1976
- [23] Jones, W. P.: Turbulence modelling and numerical solution methods for variable density and combustion flows, In Libby, P.A., Williams, F.A., 1994
- [24] Vasilescu, D.: Ein Beitrag zur Drallströmung im Rohr hinter dem un stetigen Übergang von einem Ringquerschnitt in einen Kreisquerschnitt, Univ. Karlsruhe, 1977, Diss.

- [25] Laux, H.: Beitrag zur experimentellen Untersuchung von Drallströmungen im kreiszylindrischen Rohr, TU Berlin, 1961 Diss.
- [26] Busenthür, B.: Gleichgewichtszustand drallbehafteter Strömungen in zylindrischen, geraden Rohren, VDI-Fortschrittberichte, Reihe 7, Nr. 137, Düsseldorf 1988
- [27] Kirch, R.: Der Einfluß der Turbulenz auf die Partikelbewegung im Gaszyklon, VDI-Fortschrittberichte, Reihe 7, Nr. 145, 1988 Düsseldorf
- [28] Feifel, E.: Zyklonentstaubung – Der Zyklon als Wirbelsenke, Forschung Ingenieurwesen, Nr. 9, Bd. 2, S. 68-81, 1938
- [29] Meldau, E.: Drallströmung im Drehhohlraum, TH Hannover, 1935 Diss.
- [30] Shepherd, C. B., Lapple, C. E.: Flow pattern and pressure drop in cyclone dust collectors, Ind. & Eng. Chemistry, Nr. 31, Bd 8, S. 972-984, 1939
- [31] Ter Linden, A. J.: Untersuchungen an Zyklonabscheidern, Tonind.-Zeitung für Keram. Rdsch., Nr 77, Bd. 3/4, S. 49-55, 1953
- [32] Kecke, H. J.: Beitrag zur Klärung des Strömungsvorganges und der Staubbewegung im Zyklon, TH Magdeburg, 1967, Diss.
- [33] Mothes, H.: Bewegung und Abscheidung der Partikel im Zyklon, Univ. Karlsruhe, 1982 Diss.
- [34] Barth, W.: Berechnung und Auslegung von Zyklonabscheidern auf Grund neuerer Untersuchungen, Brennstoff-Wärme-Kraft, Nr. 8, Bd. 1, S. 1-9, 1956
- [35] Muschelknautz, E., Brunner, K.: Untersuchungen an Zyklonen, Chemie-Ingenieur-Technik, Nr. 39, S. 531-538, 1967
- [36] Muschelknautz, E.: Auslegung von Zyklonabscheidern in der technischen Praxis, Staub-Reinhalt-Luft, Nr. 30, bd. 5, S. 187-195,
- [37] Muschelknautz, E., Krambrock, W.: Aerodynamische Beiwerte des Zyklonabscheiders aufgrund neuer und verbesserter Messungen, Chemie-Ingenieur-Technik, Nr. 42, Bd. 5, S. 247-255, 1970
- [38] Hinz, T.: Untersuchung der teilchenbeladenen turbulenten Drallströmung im Axialzyklon mit einem Laser-Doppler-Velocimeter, Diss. TU Clausthal, 1989
- [39] Firma MAN Nürnberg: Durch Fliehkraft wirkende Luftreiniger, DRP Nr. 134360, 1901
- [40] Meldau, R.: Der Industriestaub-Wesen und Bekämpfung, VDI Berlin, 1926
- [41] Förderreuther, C: Wirkungsweise von Staubschichtern und Staubabscheidern, Arch. Wärmewirtschaft und Dampfkesselwesen, Reihe 9, Nr. 10, s. 323-328, 1928
- [42] Prockat, F.: Beitrag zur Kenntnis der Vorgänge bei der trockenen Aufbereitung und Abscheidung von Stäuben, Berlin, 1929, Diss.
- [43] Prockat, F.: Beiträge zur Kohlenstaubfrage, Glasers Annalen, Bd. 106-108, S. 73-79, S. 38-45, S. 47-53, 1930
- [44] Seillan, M.: Note sur les depoussiereur centrifuge, Chaleur et Industrie Nr. 10, S. 233-238 und S. 289-293, 1930
- [45] Lissmann, M. A.: An analysis of mechanical methods of dust collection, Chemie & Metal Engineering, Nr. 37, S. 630-634, 1930
- [46] Rosin, P., Rammler, E., Intelmann, W.: Grundlagen und Grenzen der Zyklonströmung, VDI Nr. 76/18, S. 433-437, 1932
- [47] van Tongeren, H.: A modern dust collector, American Soc. Mechanical Engineers, S. 753-759, 1935
- [48] Wellmann, F.: Die Strömungsvorgänge in Zyklonen, Feuerungstechnik Nr. 26, Bd. 5, S. 137-145, 1938
- [49] First, M. W.: Cyclone dust collector design, A.S.M.E. Preprint, Nr. 49, A-127, 1949

- [50] Ter Linden, A. J.: Investigations into cyclone dust collectors, Proc. ImechE Nr. 160, S. 233-251, 1949
- [51] Stairmand, C. J.: Pressure drop in cyclone separators, Engineering Vol. 168, Bd. 10, S. 409-412, 1949
- [52] Iinoya, K.: Study on the cyclone, Mem. Faculty Eng. Nagoya University, Nr. 5, Bd. 2, S. 131-178, 1953
- [53] Solbach, W.: Beitrag zur Theorie des Drallabscheiders, Tonind.-Zeitung Keram. Rdsch, Nr. 82, Bd. 21, S. 474-478, 1958
- [54] Solbach, W.: Über die Gas- und Staubbewegung in Drallabscheidern, Staub Nr. 21, Bd. 9, S. 413-416, 1961
- [55] Hejma, J.: Einfluß der Turbulenz auf den Abscheidevorgang in Zyklonen, Staub-Reinhalt-Luft, Nr. 31, Bd. 7, S. 290-295, 1971
- [56] Meißner, P.: Zur turbulenten Drehsenkenströmung im Zyklonabschneider, Univ. Karlsruhe, 1977, Diss.
- [57] Meißner, P.: Zur Berechnung des Strömungsfeldes im Zyklonabschneider, Chem.-Ing.-Technik Nr. 50, Bd. 6, S. 471, 1978
- [58] Reydon, R. F., Gauvin, W. H.: Theoretical and experimental studies of confined vortex flow, Canadian Journal of Chemistry Engineering Vol. 59, Nr.2, S. 14-23, 1981
- [59] Ogawa, A.: Separation of particles from air and gases, Vol. I-II, CRC Press Boca Raton, 1984
- [60] Beecksmann, J. M.: A steady state modell of the reverse-flow cyclone, Aerosol Science Vol. 3, S. 491-500, 1972
- [61] Soo, S. L.: Particle-gas-surface interactions in collection devices, International Journal Multiphase Flow, Nr. 1, S. 89-101, 1973
- [62] Ebert, F.: Zur Berechnung der Trennschärfe von Spiralwindschichtern, Chemie-Ingenieur-Technik, Nr. 48, Bd. 8, S. 721, 1976
- [63] Ayers, W. H., Boysan, F., Swithenbank, J.: A fundamental mathematical modelling approach to cyclone design, Trans. IChemE, Nr. 60, S. 222-232, 1982
- [64] Ayers, W. H., Boysan, F., Swithenbank, J., Ewan, B. C. R.: Theoretical modelling of cyclone performance, Filtration & Separation, Nr. 22, Bd. 1, S. 39-43, 1985
- [65] Ayers, W. H., Boysan, F., Swithenbank, J., Ewan, B. C. R.: Experimental and theoretical studies of cyclone separator aerodynamics, Journal Chemistry Engineering Symposium Series, Nr. 69, 1986
- [66] Hilsch, R.: Die Expansion von Gasen im Zentrifugalfeld als Kälteprozess, Z. Naturforschung 1 (1946) S. 208-214
- [67] Kassner, R., Knoernschild E.: Friction laws and energie transfer in circular flow, Techn. Report F-TR-2198-ND, 1947
- [68] Prins, J. A.: Ned. T. Natuurk. 14 (1948) S.241
- [69] van Deemter, J. J.: On the theory of the Ranque-Hilsch cooling effect. Appl. Scientific Research, applied Mechanics, Heat. The Hage 3a (1952) S.174-196
- [70] Deißler, R. G., Perlmutter, M.: An analysis of the energy separation in laminar and turbulent compressible vortex flows, Proceedings of the Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. Stanford Univ. Palo Alto California (1958) S.40-53
- [71] Reynolds, A. J.: Energy flows in a vortex tube, Zamp 12 (1961) S. 343-357
- [72] Irrgang, R.: Eine Anwendung des Energiesatzes in der Strömungslehre, TU Dresden, 1966, Diss.

- [73] Cantrak, S.: Experimentelle Untersuchungen statistischer Eigenschaften turbulenter drallbehafteten Strömungen, Karlsruhe, 1982, Diss.
- [74] Durst, F., Melling, A., Whitelaw H.J.: Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie, G.Braun Karlsruhe, 1987.
- [75] <http://www.gala-ev.de/lda1.htm>
- [76] Kecke, H. J.: Praktika zur Lehrveranstaltung Strömungslehre, Magdeburg, 1999.
- [77] Spurk J. H.: Strömungslehre, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1993.
- [78] DIN-Normen 1319/1: Grundlagen der Meßtechnik. Teil 1: Grundbegriffe, Beuth-Verlag Berlin, 1995
- [79] Frank, S.: Meßunsicherheiten der Volumenstrombestimmung mit Hilfe der Laser-Doppler-Velozimetrie bei gestörtem Durchfluß, TU Berlin, Diss. 1997
- [80] Prandtl, L.: Führer durch die Strömungslehre, Vieweg Verlag, Braunschweig, 1993
- [81] Käppeli, E.: Strömungslehre und Strömungsmaschinen, H. Deutsch Verlag, Frankfurt/M., 1987
- [82] Steenbergen, W.: Turbulent Pipe Flow with Swirl, Endhoven Univ. of Technology, 1995, Diss.
- [83] Truckenbrodt, E.: Fluidmechanik, Band 1, Springer-Verlag, Berlin, 1989
- [84] Sibbertsen, W.: Abscheiden von Aerosolen und Staubpartikeln mit einem Saugwirbelrohr, Maschinenmarkt 103 (6), S.20-24, Würzburg 1997
- [85] Fröhlingdorf, W.: Untersuchungen zur kompressiblen Strömung und Energietrennung im Wirbelrohr nach Ranque und Hilsch, Bochum 1997, Diss.
- [86] Ranque, G.: Expériences sur la détente giratoire avec productions simultanées d'échappement d'air chaud et d'un échappement d'air froid. Journal Physique Radium, 4 (7) S.112-114, 1933
- [87] Sibbertsen, W.: Reinigung von Abgasen von Staubpartikeln und Aerosolen mit Hilfe eines Wirbelrohres, Maschinenmarkt 102 (49), S.20-22, Würzburg 1996
- [88] Praetor, R.: Numerische Berechnung von Wirbelströmungen, Interne Berichte, Universität Magdeburg, ISUT, 2001-2002
- [89] CFX-TASCflow Primer Documentation Version 2.10. AEA Technology Engineering Software, Ltd., Waterloo, Ontario, Canada 2000
- [90] Ranque, G.: J. Physique Radium (7) 4, S. 112, 1933
- [91] Hilsch, R.: Die Expansion von Gasen im Zentrifugalfeld als Kälteprozess, Z. Naturforschung, Bd. 1, S.208-214, 1946
- [92] Schultz-Grunow, F.: Die Wirkungsweise des Ranque-Wirbelrohres, Kältetechnik, Bd. 2, S.273-274, 1950
- [93] Dietzel, F.: Technische Wärmelehre, Vogel Würzburg, 1990
- [94] Nánási, T.: Thermodynamik I-II, Vorlesungsmanuskript, 1996

Anhangverzeichnis

- A1: Laserstrahl-Brechung durch die Rohrwand
- A2: Partikelgrößenverteilung der verwendeten Tracer
- A3: Thermodynamische Vorgänge im Wirbelrohr

Bildverzeichnis

- Bild 3.1.a: Kennlinien des Gebläses
- Bild 3.1.b: Geschwindigkeitsverteilung im Zuleitungsrohr in vertikaler und horizontaler Richtung
- Bild 3.1.c: Isotachenbilder der Eintrittsgeschwindigkeit im Rechteckkanal
- Bild 4.1.a: Relativer Fehler der Messmethoden
- Bild 4.1.b: Relativer Messfehler der Einzelmessungen mit LDA
- Bild 4.1.c: Relativer Messfehler der Beschleunigung und Abbremsung der Tracerpartikel bei LDA
- Bild 4.1.d: Relativer Messfehler des installierten LDA-Systems und der Tracer-Partikel
- Bild 4.1.e: Relativer Fehler der Einzelmessungen mit HDA-Sonden
- Bild 4.1.f: Winkelabhängigkeit der Sonden
- Bild 4.2.a: Fehler der Einzelmessungen mit Prandtl-Rohr
- Bild 4.2.b: Relativer Fehler der Einzelmessungen und Eichkurve des Druckmessgerätes Testo 512
- Bild 5.1.1: Normierte Umfangsgeschwindigkeit der Varianten 1 und 2
- Bild 5.1.2: Normierte Umfangsgeschwindigkeit der Varianten 3 und 5
- Bild 5.1.3: Normierte Umfangsgeschwindigkeit der Varianten 4 und 6
- Bild 5.1.4: Normierte Axialgeschwindigkeit der Varianten 1 und 2
- Bild 5.1.5: Normierte Axialgeschwindigkeit der Varianten 3 und 5
- Bild 5.1.6: Normierte Axialgeschwindigkeit der Varianten 4 und 6
- Bild 5.1.7: Normierter Volumenstrom der Varianten 1 und 2
- Bild 5.1.8: Normierter Volumenstrom der Varianten 3 und 5
- Bild 5.1.9: Normierter Volumenstrom der Varianten 4 und 6
- Bild 5.2.1.1: Normierte Axialgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta=10\%$
- Bild 5.2.1.2: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=10\%$
- Bild 5.2.1.3: Gemessener und durch Bilanz ergänzter Volumenstrom bei $\beta=10\%$
- Bild 5.2.1.4: Normierte Umfangsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta=10\%$
- Bild 5.2.1.5: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=10\%$
- Bild 5.2.1.6: Normierte Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=10\%$
- Bild 5.2.2.1: Normierte Axialgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta=0\%$
- Bild 5.2.2.2: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
- Bild 5.2.2.3: Gemessener und durch Bilanz ergänzter Volumenstrom bei $\beta=0\%$
- Bild 5.2.2.4: Normierte Umfangsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta=0\%$
- Bild 5.2.2.5: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
- Bild 5.2.2.6: Normierte Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
- Bild 5.2.3.1: Normierte Axialgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta=20\%$
- Bild 5.2.3.2: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=20\%$
- Bild 5.2.3.3: Gemessener und durch Bilanz ergänzter Volumenstrom bei $\beta=20\%$
- Bild 5.2.3.4: Normierte Umfangsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta=20\%$
- Bild 5.2.3.5: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=20\%$
- Bild 5.2.3.6: Normierte Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=20\%$
- Bild 5.2.4.1: Vergleich der normierten Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
- Bild 5.2.4.2.a: Bereichsgrenzen der Axialkomponente bei Volumenaufteilung $\beta=10\%$

Bild 5.2.4.2.b: Kernbereich bei $\beta=10\%$
 Bild 5.2.4.2.c: Bereichsgrenzen der Axialkomponente bei Volumenstromaufteilung $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.2.d: Kernbereich bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.2.e: Bereichsgrenzen der Axialkomponente bei Volumenstromaufteilung $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.2.f: Kernbereich bei $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.3.a: Äussere Bereichsgrenzen der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.3.b: Umfangsgeschwindigkeit mit empirischem Potentialwirbelansatz bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.3.c: Vergleich des Kernbereiches der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.3.d: Vergleich des Kernbereiches der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.3.e: Vergleich der Messungen der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.3.f: Vergleich der Messungen der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.4.a: Vergleich der Symmetrie der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.4.b: Vergleich der Symmetrie der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.4.c: Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.4.d: Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.4.e: Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.4.f: Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.5.a: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.5.b: Zur Kernöffnung strömender normierter Volumenstrom bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.5.c: Verlauf des Reibungsmomentes mit laminarer und turbulenter Schubspannung
 Bild 5.2.4.5.d: Normierter Volumenstrom \dot{V}/\dot{V}_E bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.6.a: Maximale Schubspannung der Umfangskomponente bei $\beta=0\%$
 Bild 5.2.4.6.b: Vergleich des Reibungsmomentes mit laminarer Schubspannung bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.6.c: Maximale Schubspannung der Umfangskomponente bei $\beta=10\%$
 Bild 5.2.4.6.d: Vergleich des Reibungsmomentes mit turbulenter Schubspannung bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.6.e: Maximale Schubspannung der Umfangskomponente bei $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.6.f: Änderung des Reibungsmomentes über die Höhe bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.2.4.7: Gesamtdarstellung
 Bild 5.3.1.a: Zurückströmende Luftmenge auf den Eintrittsstrom bezogen
 Bild 5.3.1.b: Null-Durchgang der Axialkomponente beider Zustände
 Bild 5.3.1.c: Mittlere Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit
 Bild 5.3.1.d: Maximalwerte der Umfangskomponente beider Zustände
 Bild 5.3.1.e: Ort des Maximalwertes und des Rotationspunktes der Umfangskomponente
 Bild 5.3.1.f: Mittlere Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit
 Bild 5.3.2.a: Schubspannungsverteilung beim Zustand 1 (laminar/turbulent)
 Bild 5.3.2.b: Schubspannungsverteilung beim Zustand 2 (laminar/turbulent)
 Bild 5.3.2.c: Verteilung des Reibungsmomentes bei dem Zustand 1
 Bild 5.3.2.d: Verteilung des Reibungsmomentes bei dem Zustand 2
 Bild 5.3.2.e: Maximale Schubspannung nach der Höhe beim Zustand 1
 Bild 5.3.2.f: Maximale Schubspannung nach der Höhe beim Zustand 2
 Bild 5.4.1.a: Zurückströmende Luftmenge auf den Eintrittsstrom bezogen
 Bild 5.4.1.b: Maximalwerte und Null-Durchgang der Komponenten
 Bild 5.4.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten
 Bild 5.4.1.d: Mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten
 Bild 5.4.1.e: Maximale Schubspannung über die Höhe
 Bild 5.4.1.f: Maximale Wandschubspannung über die Höhe

Bild 5.5.1.a: Maximalwert und Null-Durchgang der Axialkomponente
 Bild 5.5.1.b: Kernbereich der Variante 3
 Bild 5.5.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten
 Bild 5.5.1.d: Mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten
 Bild 5.5.1.e: Exponent n für beide Seiten
 Bild 5.5.1.f: Maximale Schubspannung über die Höhe
 Bild 5.6.1.a: Maximalwert und Null-Durchgang der Axialkomponente
 Bild 5.6.1.b: Kernbereich der Variante 4
 Bild 5.6.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten
 Bild 5.6.1.d: Mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten
 Bild 5.6.1.e: Exponent n für beide Seiten
 Bild 5.6.1.f: Maximale Schubspannung über die Höhe
 Bild 5.7.1.a: Maximalwert und Null-Durchgang der Axialkomponente bei $\beta=0\%$
 Bild 5.7.1.b: Kernbereich bei $\beta=0\%$
 Bild 5.7.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten bei $\beta=0\%$
 Bild 5.7.1.d: Mittlere Standardabweichung der Komponenten bei $\beta=0\%$
 Bild 5.7.1.e: Exponent n bei $\beta=0\%$
 Bild 5.7.1.f: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta=0\%$
 Bild 5.7.2.a: Maximalwert und Null-Durchgang der Axialkomponente bei $\beta=10\%$
 Bild 5.7.2.b: Kernbereich bei $\beta=10\%$
 Bild 5.7.2.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten bei $\beta=10\%$
 Bild 5.7.2.d: Mittlere Standardabweichung der Komponenten bei $\beta=10\%$
 Bild 5.7.2.e: Exponent n bei $\beta=10\%$
 Bild 5.7.2.f: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta=10\%$
 Bild 5.7.3.a: Maximalwert und Null-Durchgang der Axialkomponente bei $\beta=20\%$
 Bild 5.7.3.b: Kernbereich bei $\beta=20\%$
 Bild 5.7.3.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten bei $\beta=20\%$
 Bild 5.7.3.d: Mittlere Standardabweichung der Komponenten bei $\beta=20\%$
 Bild 5.7.3.e: Exponent n bei $\beta=20\%$
 Bild 5.7.3.f: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta=20\%$
 Bild 5.7.4.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.4.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.4.c: Kernbereich der Axialkomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.4.d: Kernbereich der Umfangskomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.4.e: Maximalwerte der Axialkomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.4.f: Maximalwerte der Umfangskomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.5.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.5.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.5.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.5.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.5.e: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.7.5.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H=310$ mm und $H=790$ mm mit $\beta=0\%$, $\beta=10\%$ und $\beta=20\%$
 Bild 5.8.1.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente der Varianten 3 und 4
 Bild 5.8.1.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit der Varianten 3 und 4
 Bild 5.8.1.c: Kernbereich der Axialkomponente der Variante 3 und Variante 4
 Bild 5.8.1.d: Kernbereich der Umfangskomponente der Variante 3 und Variante 4
 Bild 5.8.1.e: Maximalwerte der Axialkomponente der Varianten 3 und 4
 Bild 5.8.1.f: Maximalwerte der Umfangskomponente der Varianten 3 und 4
 Bild 5.8.2.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente der Variante 3 und Variante 4

- Bild 5.8.2.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente der Variante 3 und Variante 4
- Bild 5.8.2.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom der Variante 3 und Variante 4
- Bild 5.8.2.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 3 und Variante 4
- Bild 5.8.2.e: Maximale Schubspannung über die Höhe - Varianten 3 und 4
- Bild 5.8.2.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H=310$ mm und $H=790$ mm der Variante 3 und Variante 4
- Bild 5.8.3.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente der Varianten 4 und 6
- Bild 5.8.3.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit der Varianten 4 und 6
- Bild 5.8.3.c: Kernbereich der Axialkomponente der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.3.d: Kernbereich der Umfangskomponente der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.3.e: Maximalwerte der Axialkomponente der Varianten 4 und 6
- Bild 5.8.3.f: Maximalwerte der Umfangskomponente der Varianten 4 und 6
- Bild 5.8.4.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.4.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.4.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.4.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.4.e: Maximale Schubspannung über die Höhe - Varianten 4 und 6
- Bild 5.8.4.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H=310$ mm und $H=790$ mm der Variante 4 und Variante 6
- Bild 5.8.5.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente der Varianten 5 und 6
- Bild 5.8.5.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit der Varianten 5 und 6
- Bild 5.8.5.c: Kernbereich der Axialkomponente der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.5.d: Kernbereich der Umfangskomponente der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.5.e: Maximalwerte der Axialkomponente der Varianten 5 und 6
- Bild 5.8.5.f: Maximalwerte der Umfangskomponente der Varianten 5 und 6
- Bild 5.8.6.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.6.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.6.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.6.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.6.e: Maximale Schubspannung über die Höhe - Varianten 5 und 6
- Bild 5.8.6.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H=310$ mm und $H=790$ mm der Variante 5 und Variante 6
- Bild 5.8.7.a: Entwicklung der Umfangskomponente mit der Entfernung
- Bild 5.8.7.b: Entwicklung der Umfangskomponente mit der Entfernung
- Bild 5.8.7.c: Vergleich der Messung und der numerischen Berechnung
- Bild 5.8.7.d: Gesamtdurchströmung nach der numerischen Berechnung
- Bild 5.8.8.a: Numerische Berechnung der Umfangskomponente
- Bild 5.8.8.b: Numerische Berechnung der Axialgeschwindigkeit
- Bild 5.8.8.c: Gesamtdurchströmung nach der numerischen Berechnung
- Bild 5.8.9.a: Numerische Berechnung der Umfangskomponente
- Bild 5.8.9.b: Numerische Berechnung der Axialgeschwindigkeit
- Bild 5.8.9.c: Gesamtdurchströmung nach der numerischen Berechnung

Anhang A1: Laserstrahl-Brechung durch die Rohrwand

Ein Laserstrahl erfährt bei einem nicht senkrechten Durchtritt durch ein Medium eine Brechung des Strahles. Durch diese Brechung verlagert sich der Meßpunkt, abhängig vom Eintrittswinkel und vom Brechungsindex der Medien. Zur Berechnung dieser Brechung stehen genügend Formeln in der Literatur zur Verfügung. Bei der gekrümmten Rohrwand, wie im vorliegenden Fall, kommt es zu unterschiedlichen Verlagerungen des Meßpunktes, da sich der Einfallswinkel des Laserstrahles mit dem Abstand der Sendelinse zur Rohroberfläche ändert.

Im Bild A1.1 durchquert der Laserstrahl ein Medium mit parallelen Wänden und höherem Brechungsindex. Der rote Strahl zeigt den Durchtritt ohne Brechung; der Strahl trifft mit einem Abstand x von der Wand die gezeichnete Mittellinie. Folgt man dem Strahl mit Brechung, ändert sich der Winkel β_2 gegenüber dem Einfallswinkel β_1 an der ersten Mediengrenze. An der zweiten Mediengrenze wird der Strahl wieder gebrochen, wobei unter Annahme gleicher Medien 1 und 3 gilt: $\beta_1 = \beta_3$. Wegen der unterschiedlichen Position des gebrochenen und ungebrochenen Strahles an der zweiten Mediengrenze kommt es zu einer Verlagerung des Meßpunktes um den Abstand Δx .

Bei einer gekrümmten Rohrwand ändern sich bei jeder Verschiebung der Laseranlage entlang seiner optischen Achse der Eintrittswinkel und der Austrittswinkel. Befindet sich das Meßvolumen in der Rohrmitte, treffen beide Laserstrahlen senkrecht auf die Rohrwand auf, d.h., es erfolgt keine Brechung und die Verlagerung des Meßortes ist $\Delta x = 0$. Die größte Verschiebung ist in Wandnahe zu verzeichnen. Sie beträgt bei der verwendeten Versuchsanlage (5 mm Plexiglas-Wand, 290/300 mm Durchmesser) beispielsweise: $\Delta x = 1,54$ mm. Der Abstand Δx ist linear von der Wandentfernung x abhängig. Das Bild A1.2 zeigt den Zusammenhang zwischen der Wandentfernung x und der Verschiebung des Meßvolumens Δx .

Bei der Anordnung der Laseranlage nach Bild A1.3 zur Messung der Umfangskomponente wurden, vermutlich wegen starker Reflexion, nur geringe Datenraten erreicht. Diese verbesserten sich nach dem Einbau einer dünnen Glasscheibe ($d = 0,1$ mm) und der Anordnung nach Bild A1.4. Gleichzeitig wurde damit erreicht, daß die Verschiebung des Meßvolumens in radialer Richtung vernachlässigt werden konnte ($\Delta x \rightarrow 0$).

Bei der Messung der Axialkomponente treffen die beiden Laserstrahlen unabhängig vom Abstand der Sendelinse zur Rohrwand immer unter gleichen Winkel auf die Rohrwand auf. Die hierzu gehörende konstante Meßpunktverlagerung $\Delta x = 1,6$ mm wurde bei der Messung berücksichtigt.

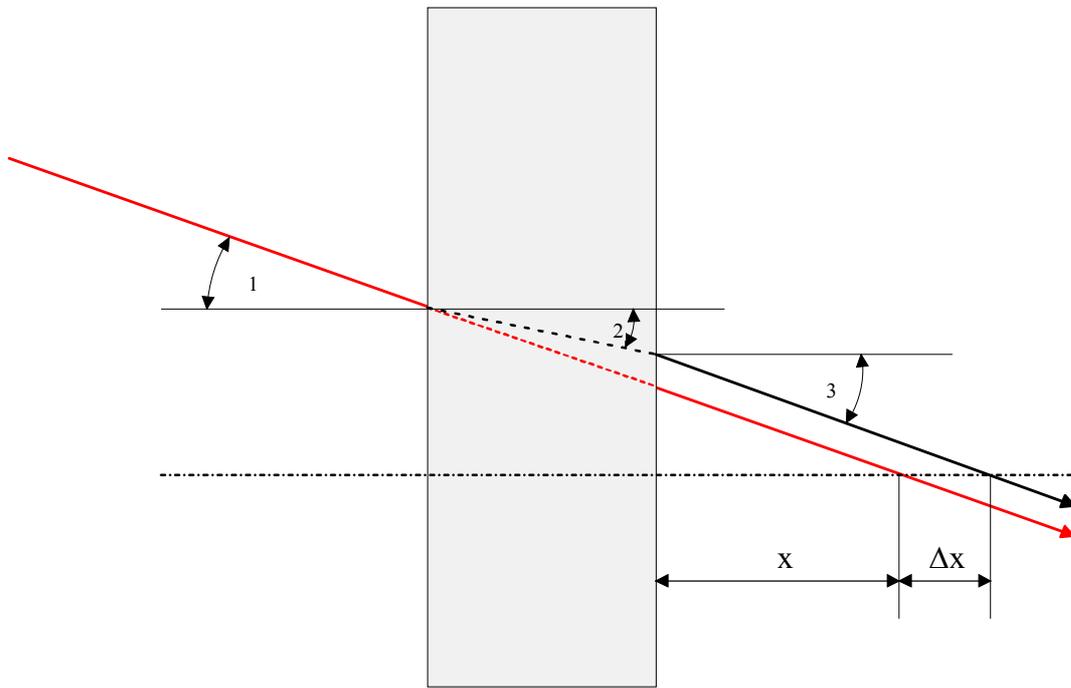


Bild A1.1: Brechung eines Laserstrahles beim Durchgang durch ein anderes Medium

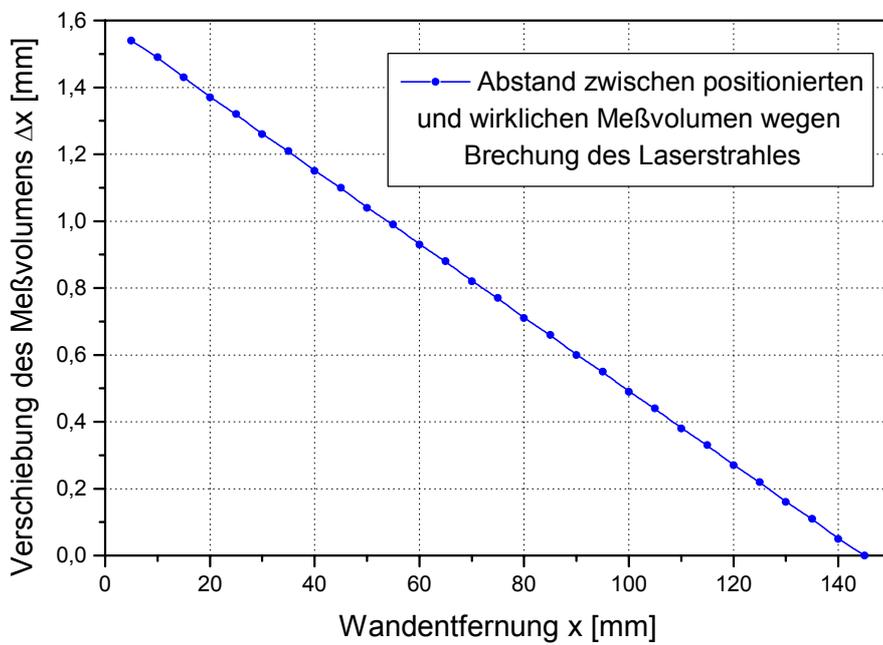


Bild A1.2: Verschiebung des Meßvolumens bei der Versuchsanlage mit gekrümmter Wand in der Abhängigkeit von der inneren Wandentfernung

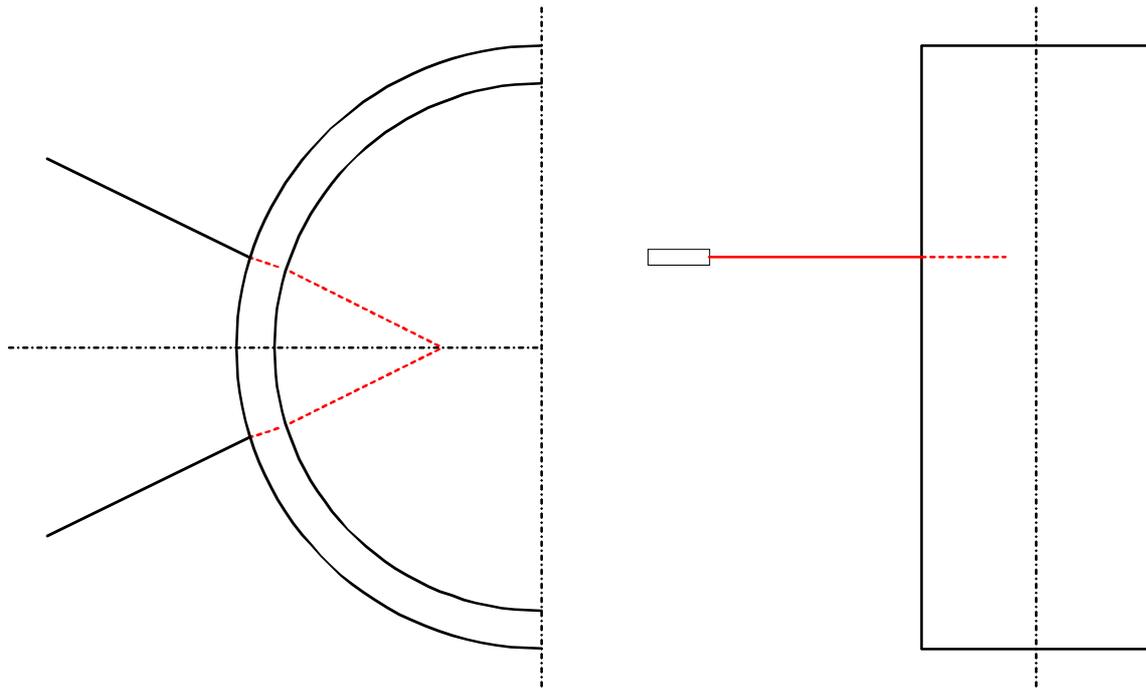


Bild A1.3: Anordnung der Laseranlage mit starker Reflexion

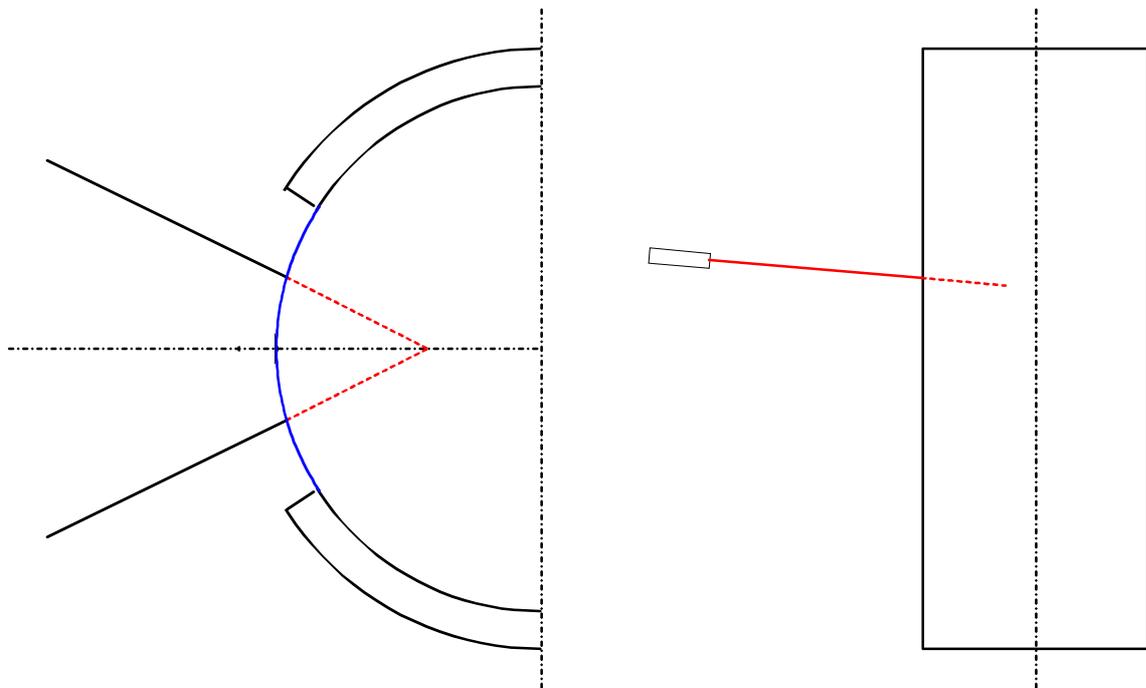


Bild A1.4: Anordnung der Laseranlage mit der eingebauten dünnen Glasscheibe

Anhang A2: Partikelgrößenverteilung der verwendeten Tracer

Zur Erzeugung der Partikel wurde ein SAFEX Fog Generator verwendet. Die vom Hersteller angegebene Tropfengrößenverteilung wurde durch eigene Messungen überprüft. Bei beiden im Bild A2.1 dargestellten Ergebnissen kam das Safex Fog Fluid „Blitz“ zum Einsatz.

Die Messungen des Herstellers erfolgten mit einem Phasen-Doppler-Anemometer, wobei ein Raum mit Nebel gefüllt wurde und die Messung ca. 1 Minute nach der Beendigung der Nebelerzeugung startete.

Für die eigenen Messungen wurde ein nach dem Prinzip der Laserbeugung arbeitender Partikel-Sizer der Firma Malvern vom Typ Mastersizer X mit einer Brennweite der Optik von $f=100$ mm verwendet. Dabei wird die tröpfchenbehaftete Strömung durch einen schmalen Spalt geleitet, d.h., sie wird Beschleunigungsvorgängen unterzogen, wie sie auch in anderen technischen Apparaten anzutreffen sind. Hierbei kommt es zur teilweisen Agglomeration der Einzeltröpfchen und damit zu einem zweiten Peak in der Verteilungsdichte.

Eine Klassierung in Fein- und Grobanteil läßt sich entsprechend Bild A2.2 bei einem Grenzdurchmesser von $3\ \mu\text{m}$ vornehmen. Danach entfallen ca. 70% der Tröpfchen in den Feinanteil und 30% in den Grobanteil. Der mittlere Durchmesser beträgt $x_{50} \approx 1,5\ \mu\text{m}$ (s. Bild A2.3).

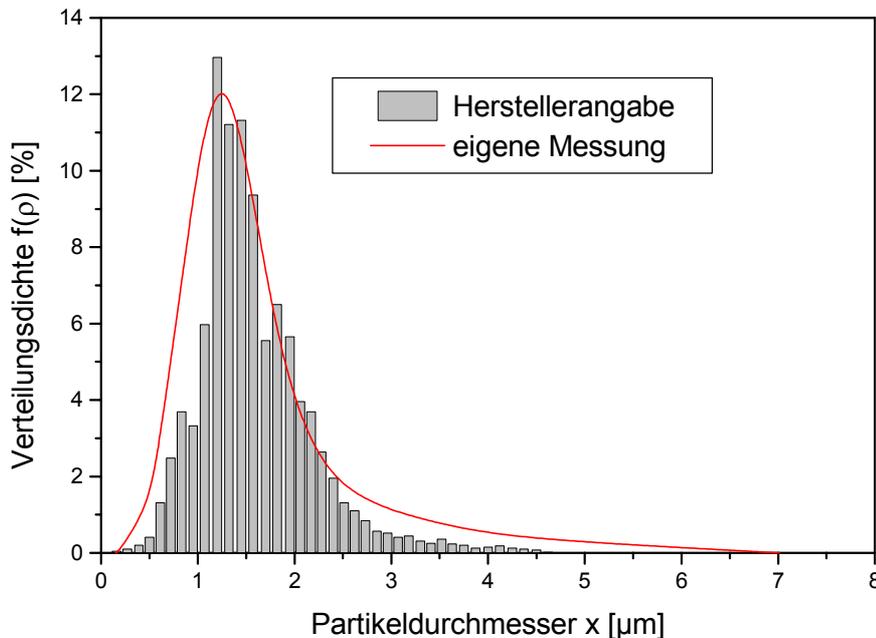


Bild A2.1: Partikelgrößenverteilungsdichte des Herstellers und des Feingutanteils der Messung

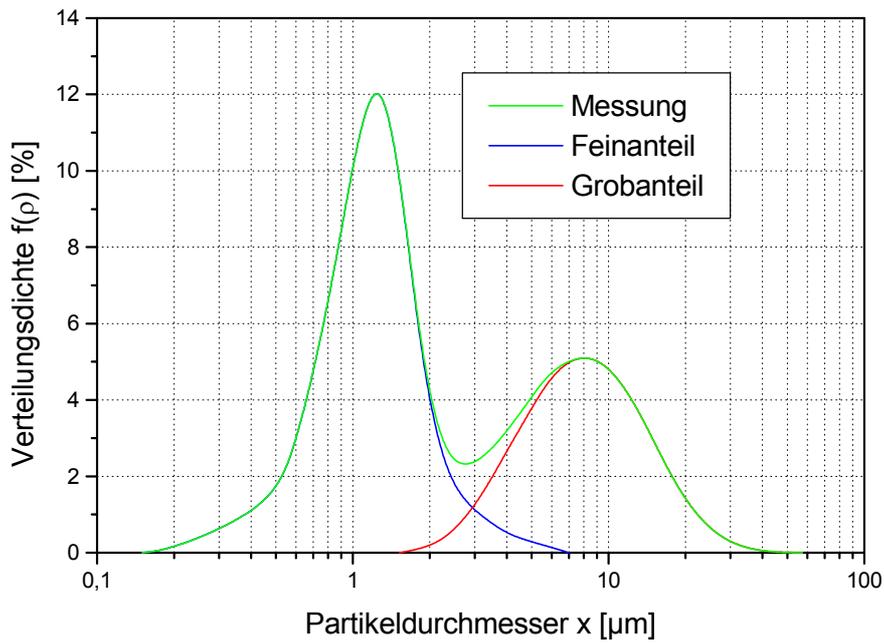


Bild A2.2: Partikelgrößenverteilungsdichte nach eigener Messung, aufgeteilt in Fein- und Grobanteil

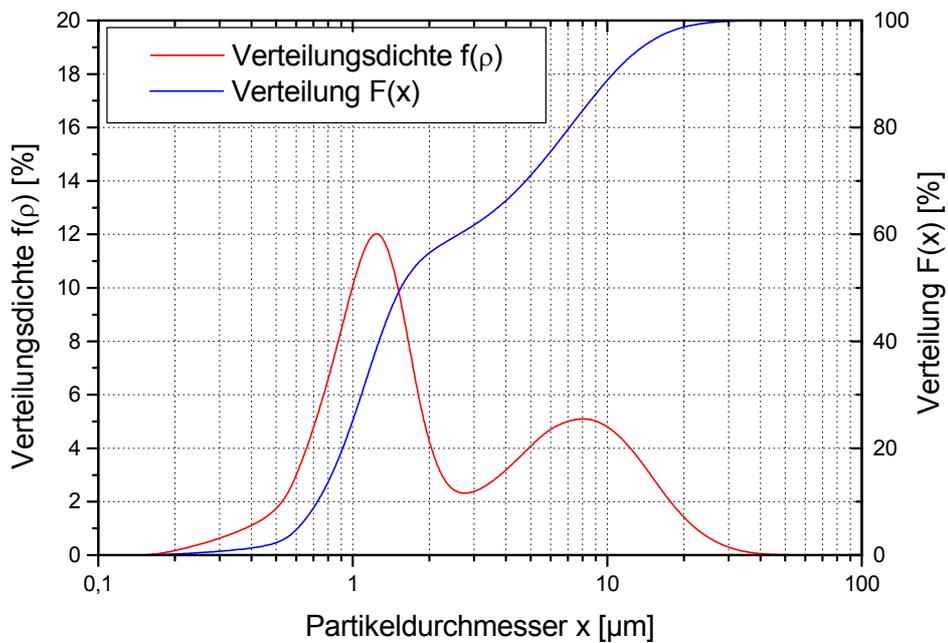


Bild A2.3: Verteilungsdichte und Verteilung der Tracerpartikel nach Messung

Anhang A3: Thermodynamische Vorgänge im Wirbelrohr

Die Wirkung einer Drallströmung in einem Wirbelrohr ist schon lange bekannt. Im Jahre 1933 wurde das Wirbelrohr als Kältemaschine eingesetzt und dessen strömungsmechanische Vorgänge durch seinen Erfinder als Ranque-Effekt bezeichnet [90].

Ranque führte die Luft mit $p = 6$ bar Druck tangential in das Wirbelrohr ein, dessen Ende auf einer Seite im Kernbereich und auf der anderen Seite im Außenbereich verschlossen ist. So stellte er fest, daß im Kern kalte, im Außenbereich warme Luft ausströmt. Hilsch hat weitere Untersuchungen durchgeführt und konnte noch größere Temperaturunterschiede (≈ 200 K) mit einem Rohrdurchmesser von $D = 4,6$ mm und verschiedenem Eintrittsdruck $p = 1,5..10$ bar erreichen [91]. Diese Untersuchungen haben bestätigt, daß vom Kaltluftteil Wärme entzogen und dem Warmluftteil zugeführt wird. Eine physikalische Erklärung dafür ist schon aus der Meteorologie bekannt. Die Luft in der freien Atmosphäre ist geschichtet. Die Turbulenz hat folgende Wirkung: die polytrope Schichtung wird in eine adiabate verwandelt, was einen tatsächlichen Wärmetransport bedingt.

Nach Abschätzungen von Schultz-Grunow existieren in Wirbelrohren mit Annahme eines Starrkörperwirbels keine solchen Temperaturunterschiede, er schließt auf einen stärkeren Wärmetransport in radialer Richtung [92].

Bei der Schichtung im Wirbelrohr, dort, wo die zwei axial entgegengesetzt gerichteten Strömungen aneinander grenzen, ist starke Turbulenz zu erwarten. Diese Turbulenz an der Grenze bewirkt eine Durchmischung, dies bedeutet einen adiabaten Vorgang zwischen den Schichten.

Es ist durch den Versuchen von Schultz-Grunow ebenfalls bekannt, daß adiabate Vorgänge bei einer stabilen Schichtung Wärme in die Schichten größeren Druckes, im Wirbelrohr radial nach außen, transportieren. Dieser Transport erfolgt durch einen turbulenten Kreisprozeß der Luftteilchen. Dieser Kreislauf ist so rasch, daß die dabei auftretende Zustandsänderung als „quasi“ adiabat angesehen werden kann. In einer Phase seiner Bewegung ist das Luftteilchen kühler als seine neue Umgebung, weshalb es während seiner längeren Aufenthaltszeit Wärme bis zur neuen Umgebungstemperatur bei konstantem Druck aufnimmt. Bei der Rückbewegung wird es „quasi“ adiabat komprimiert und ist daher bei der Rückkehr zum Ausgangsradius wärmer als seine Umgebung, so daß hier bei konstantem Druck Wärme an die Umgebung abgegeben wird. Die Wärme wird praktisch bei einem durch adiabate Kompressions- bzw. Expansionsarbeit vermehrten Temperaturunterschied ausgetauscht [92].

Bei der Versuchsdurchführung könnte ein solcher Temperaturunterschied zustande kommen, aber wegen der schwierigen Meßerfassung wurde diese Erscheinung nicht untersucht. Nach früheren Angaben besteht bei größeren Rohrdurchmessern nur ein geringer Temperaturunterschied von $\Delta T \approx 0,6$ K [85].

Eine thermodynamische Abschätzung der gesamten Anlage bringt aber gute Aussagen zu den Energieverhältnissen und der Reibung. Eine wichtige Frage ist, wieviel Energie durch die

Die spezifische Volumenarbeit w_v , die die Luft bei der Verdichtung leistet:

$$w_r = \frac{R_t}{n-1} (T_1 - T_2) \quad \Rightarrow w_r = 1065,21 \text{ J/kg}$$

Die durch Verdichtung geleistete technische Arbeit w_t :

$$w_t = w_v \cdot n \quad \Rightarrow w_t = 1619,12 \text{ J/kg}$$

Die zugeführte Wärme q , die etwa der Reibungsarbeit w_R entspricht:

$$q = c_v \left(\frac{n-\kappa}{n-1} \right) (T_2 - T_1) \quad \Rightarrow q = 319,34 \text{ J/kg}$$

Dadurch die gesamte spezifische Enthalpieänderung $\Delta h = 1938,46 \text{ J/kg}$.

Durch die Beschleunigung des Fluids kommt ein Geschwindigkeitsterm (die spezifische kinetische Energie) w_c hinzu ($2 \rightarrow 2^*$):

$$w_c = \frac{v_E^2}{2} \quad \Rightarrow w_c = 200 \text{ J/kg}$$

Expansion

Bei der Expansion ($2 \rightarrow 3$) erfolgt die Berechnung nach den oben genannten Gleichungen. Dadurch bekommt man für die Temperatur im Punkt 3: $T_3 = 21,83^\circ\text{C} = 294,98 \text{ K}$, für die spezifische Volumenarbeit: $w_v = 1435 \text{ J/kg}$ und für die abgeführte Wärme $q = 1469,85 \text{ J/kg}$.

Die Entropie-Änderung Δs wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R_t \cdot \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)$$

Daraus ergibt sich eine Änderung bei der Verdichtung zu $\Delta s = 0,982 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ und bei der Expansion zu $\Delta s = 5,266 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$.

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik lautet:

$$dq + dw_R = dh - \frac{dp}{\rho} + \frac{cdv}{2}$$

Nach Vereinfachungen unter der Bedingung einer Drosselung, wo die Zustandsänderung „isoenerget“ verläuft, ist die technische Arbeit mit der Volumenarbeit identisch und wird durch die Reibung in Wärme umgewandelt:

$$dq_R = dw_t = dw_v \quad \Rightarrow q_R = R_t \cdot T \cdot \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) = 1502,79 \text{ J/kg}$$

Durch diesen ergänzenden Anhang wurde gezeigt, daß bei einem größeren Wirbelrohr diese Prozesse nur geringe Auswirkungen zeigen. Somit kommt es nur zu einem sehr kleinen Temperaturgefälle über dem Rohrradius.

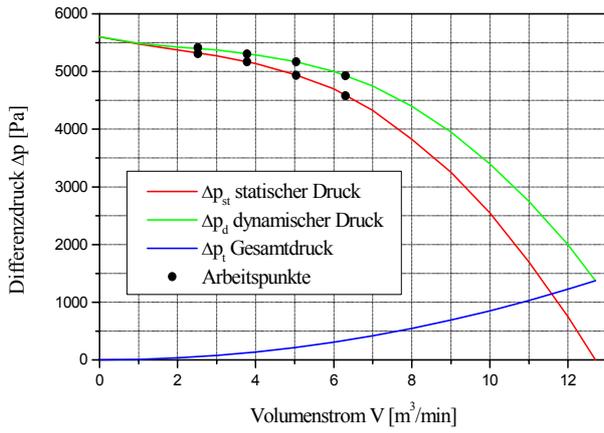


Bild 3.1.a: Kennlinien des Gebläses

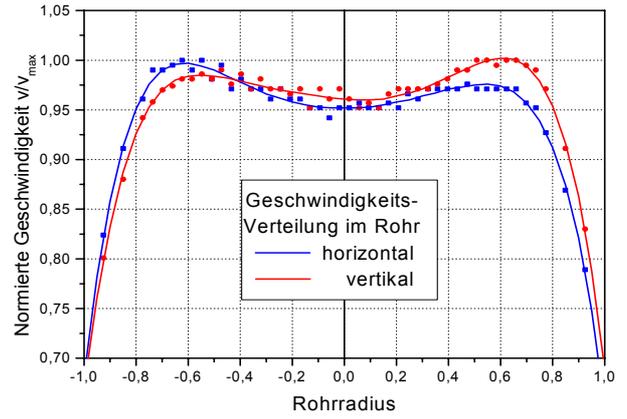


Bild 3.1.b: Geschwindigkeitsverteilung im Zuleitungsrohr in vertikaler und horizontaler Richtung

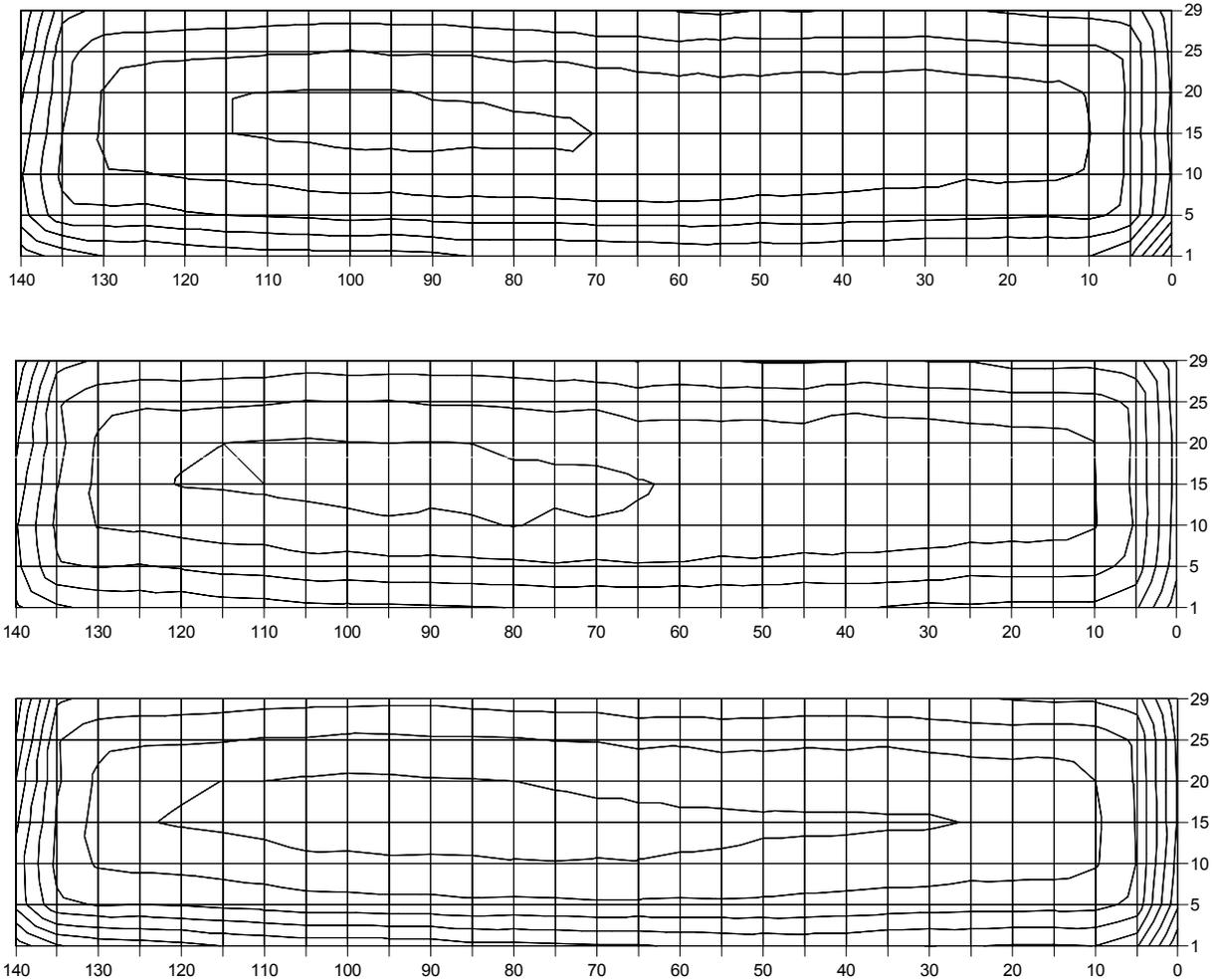


Bild 3.1.c: Isotachenbilder der Eintrittsgeschwindigkeit im Rechteckkanal

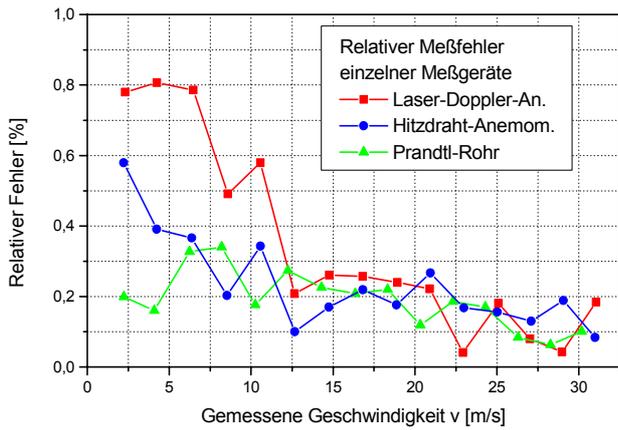


Bild 4.1.a: Relativer Fehler der Meßmethoden

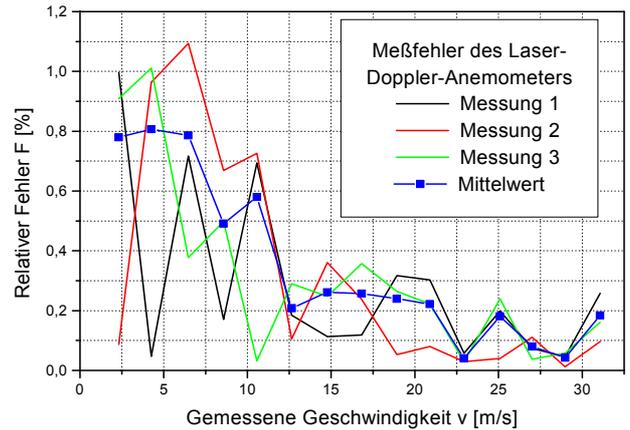


Bild 4.1.b: Relativer Meßfehler der Einzelmessungen mit LDA

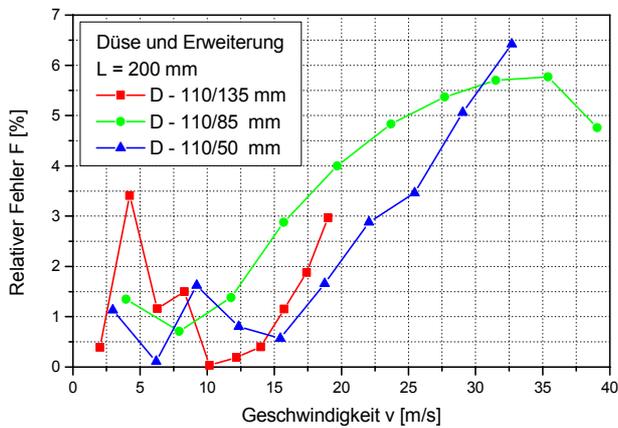


Bild 4.1.c: Relativer Meßfehler der Beschleunigung und Abbremsung der Tracer-Partikel bei LDA-Messungen

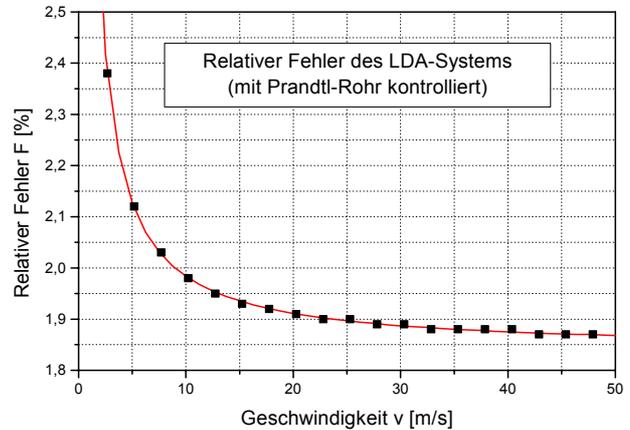


Bild 4.1.d: Relativer Meßfehler des installierten LDA-Systems und der Tracer-Partikel

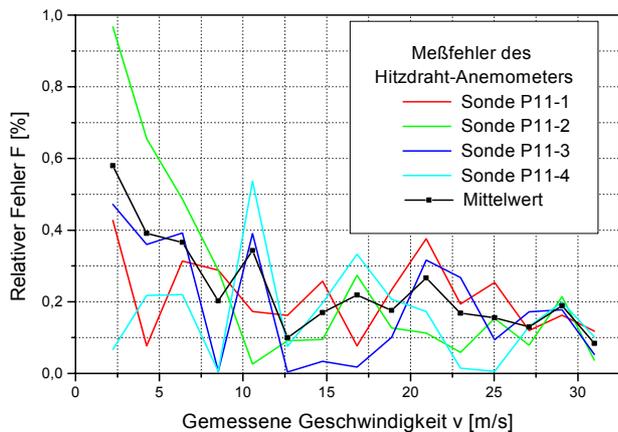


Bild 4.1.e: Relativer Fehler der Einzelmessungen mit HDA-Sonden

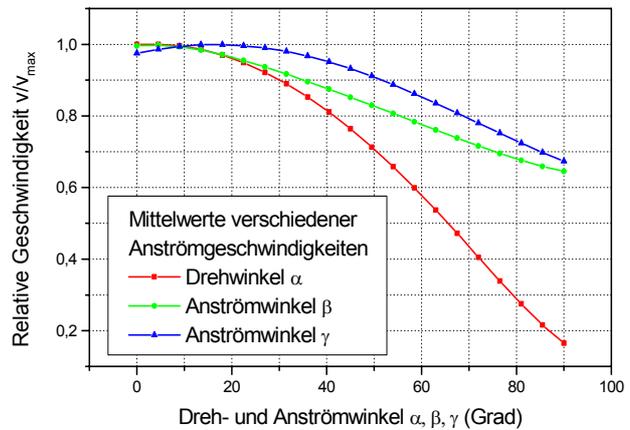


Bild 4.1.f: Winkelabhängigkeit der Sonden

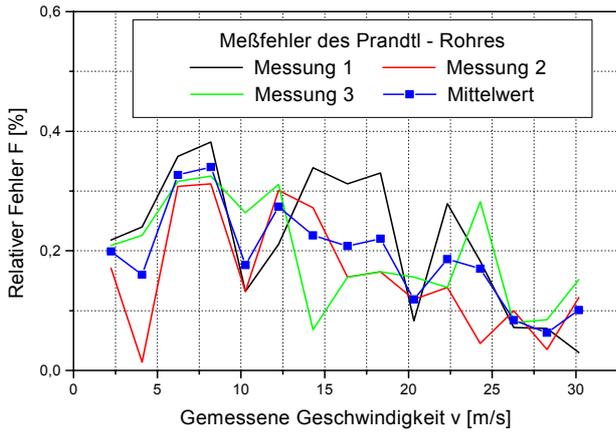


Bild 4.2.a: Fehler der Einzelmessungen mit Prandtl-Rohr

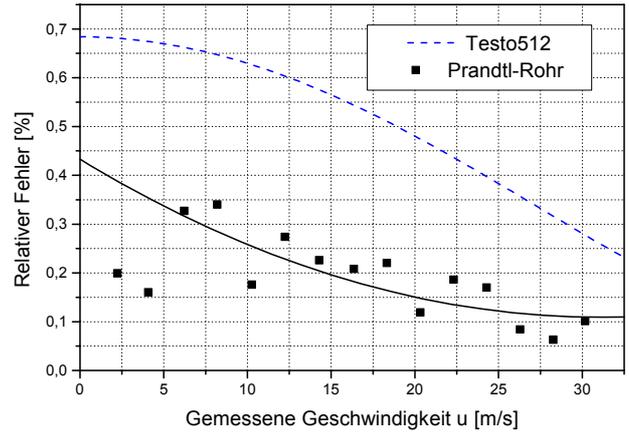
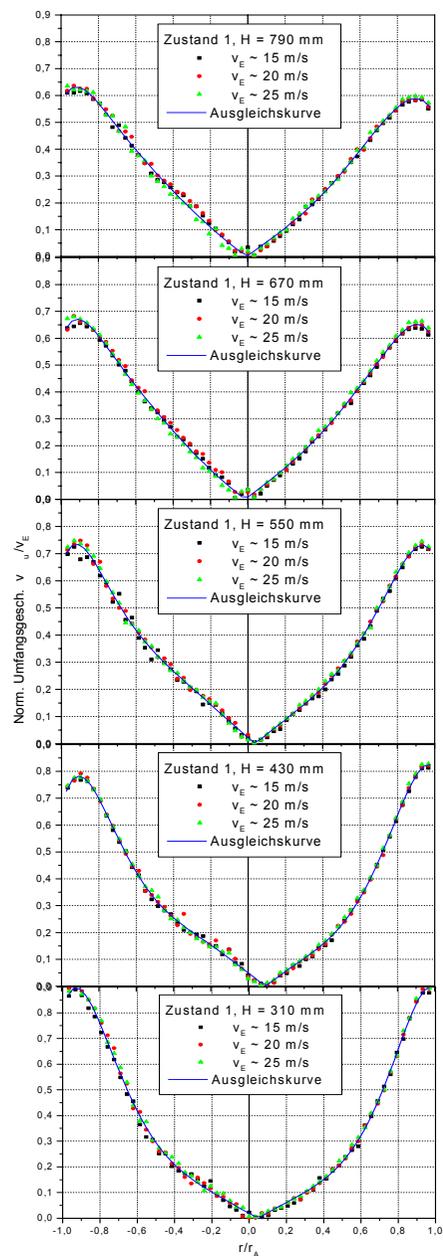
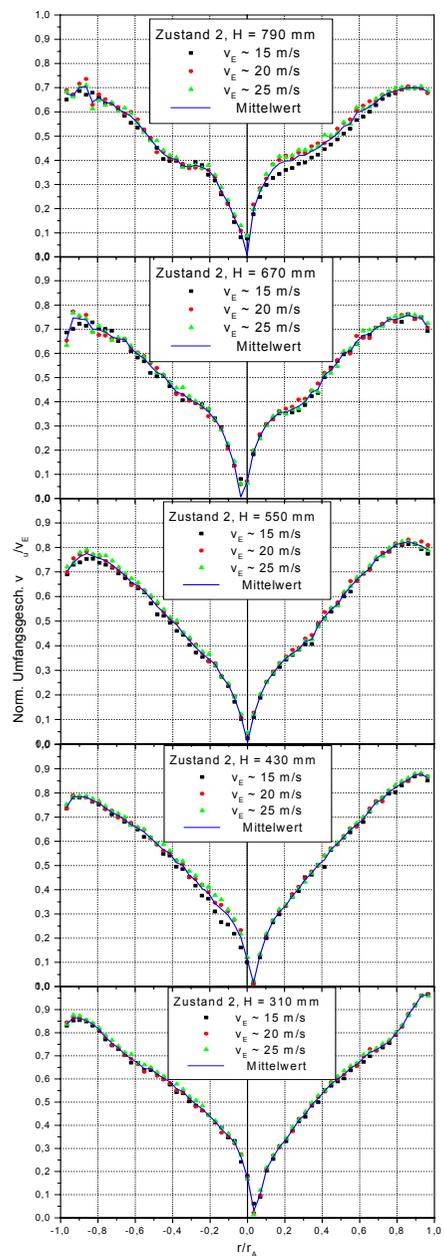


Bild 4.2.b: Relativer Fehler der Einzelmessungen und Eichkurve des Druckmesgerätes Testo 512

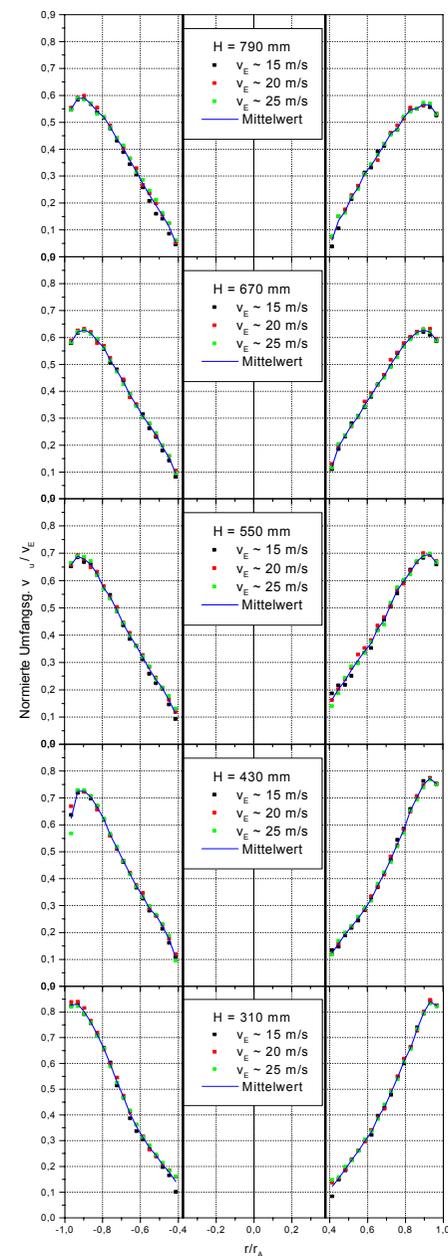
Bild 5.1.1.: Normierte Umfangsgeschwindigkeit der Varianten 1 und 2



a) Variante 1, Zustand 1

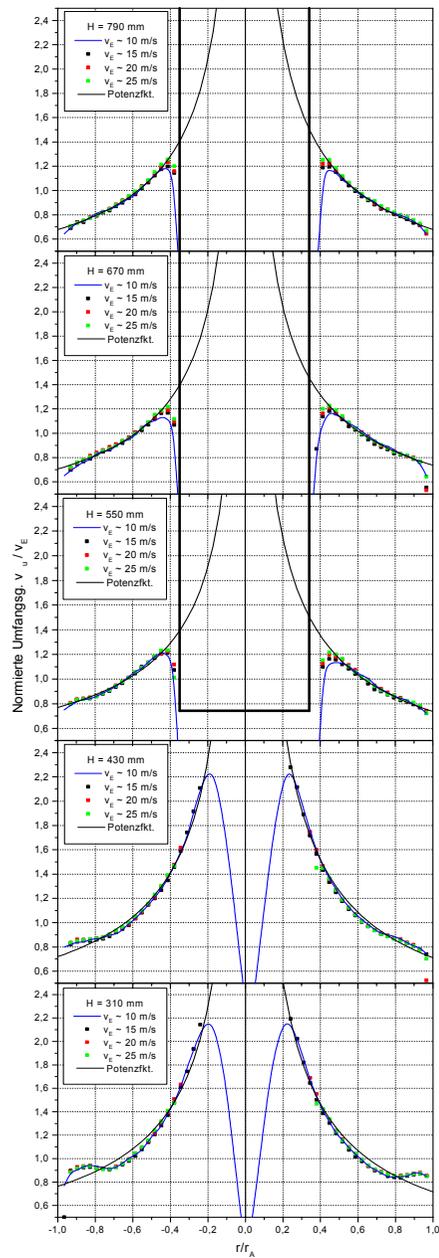


b) Variante 1, Zustand 2

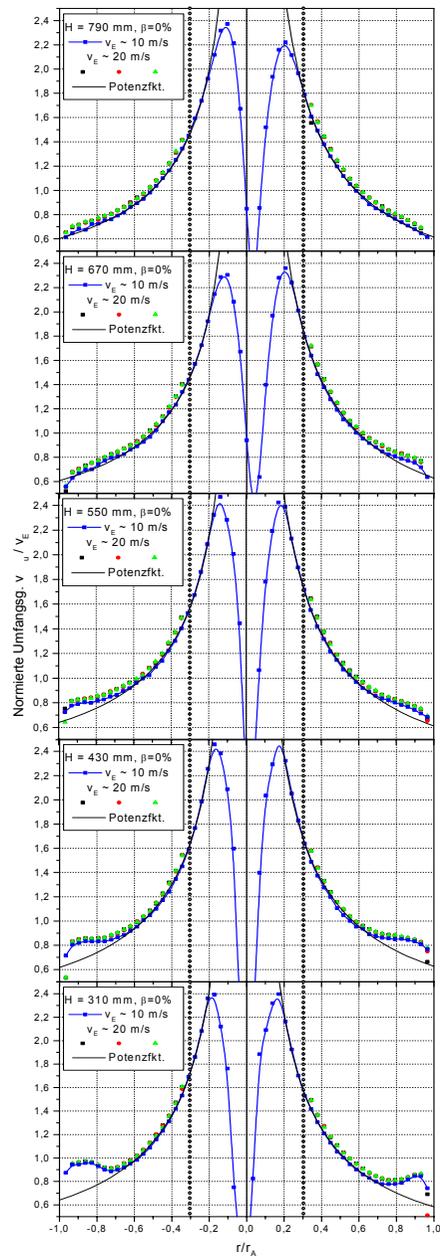


c) Variante 2

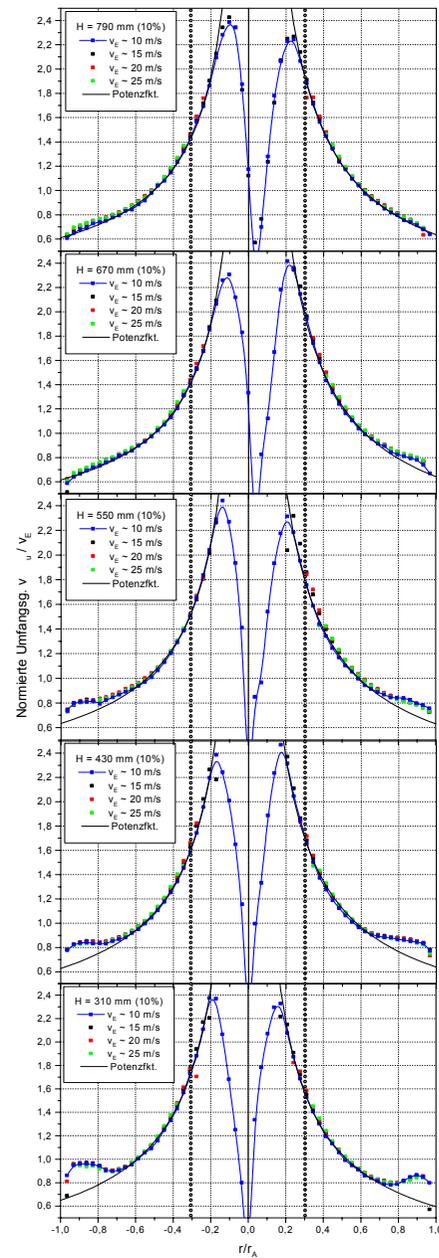
Bild 5.1.2: Normierte Umfangsgeschwindigkeit der Varianten 3 und 5



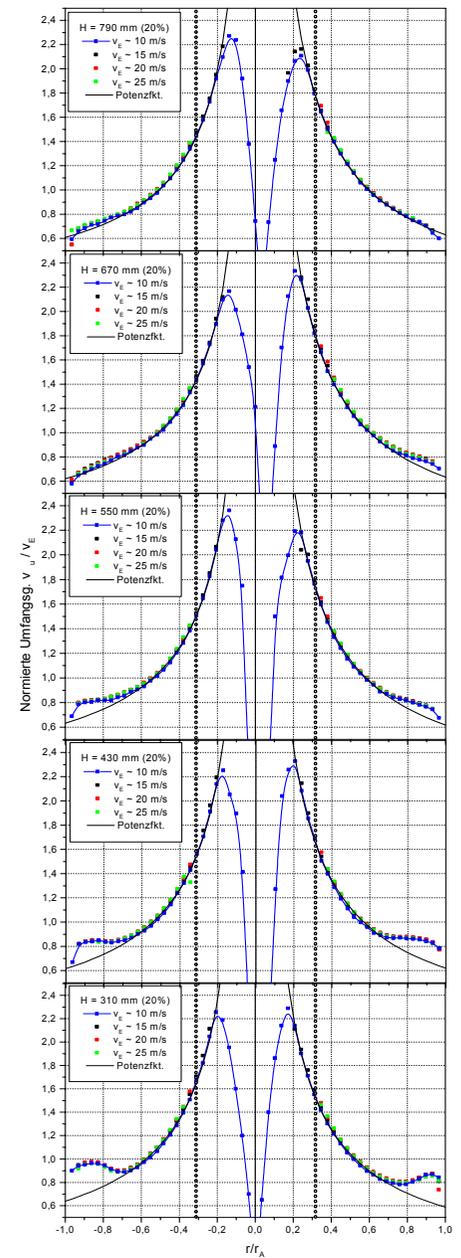
a) Variante 3



b) Variante 5, $\beta = 0\%$

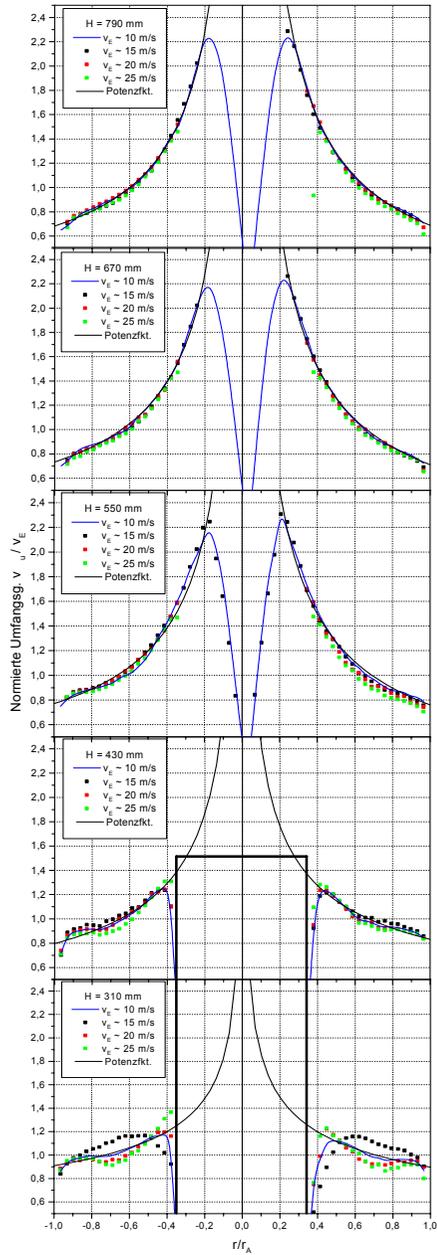


c) Variante 5, $\beta = 10\%$

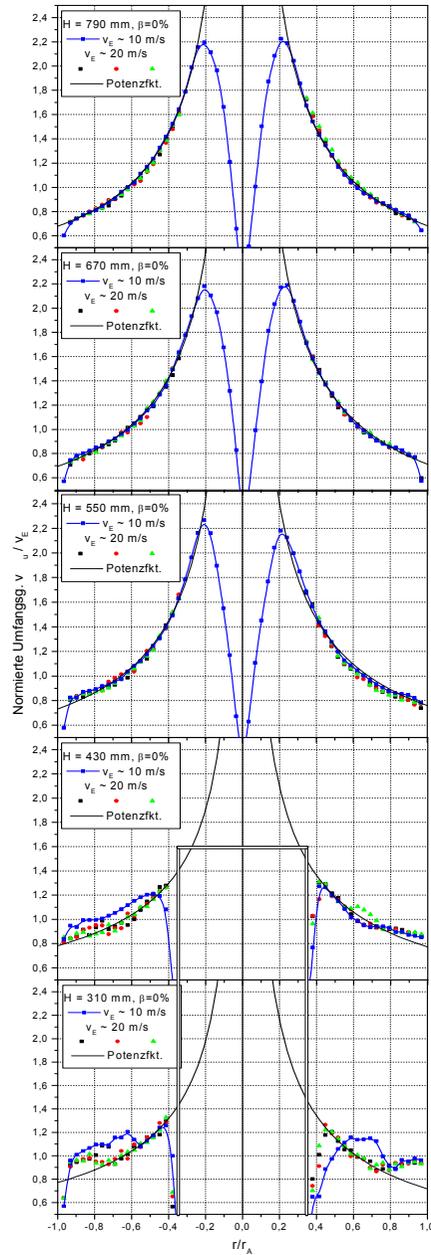


d) Variante 5, $\beta = 20\%$

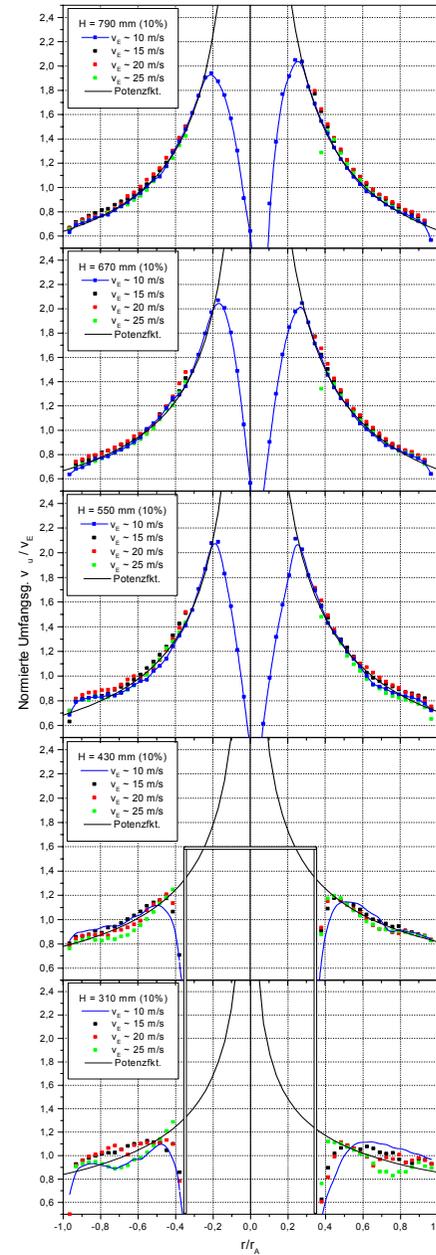
Bild 5.1.3: Normierte Umfangsgeschwindigkeit der Varianten 4 und 6



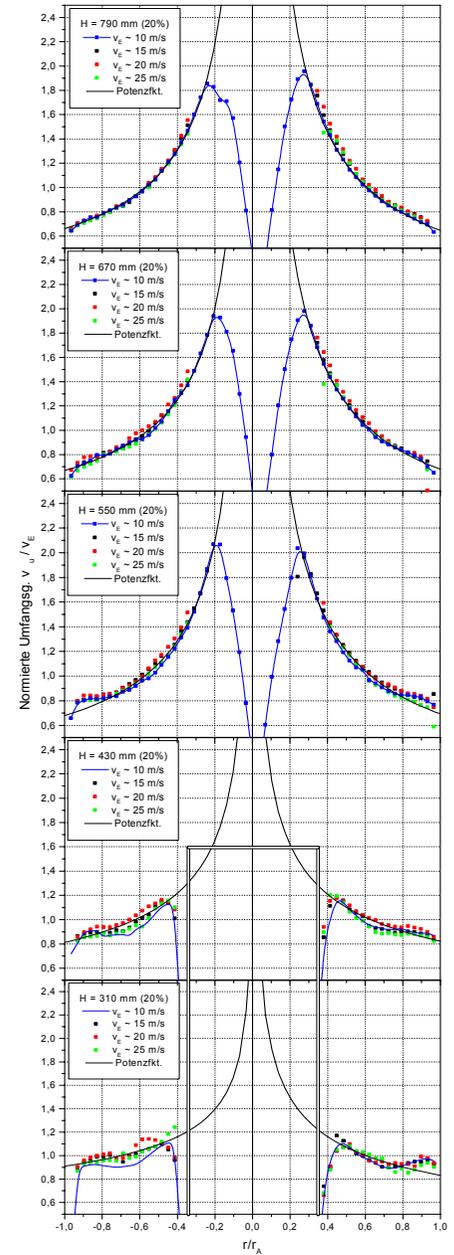
a) Variante 4



b) Variante 6, $\beta = 0\%$

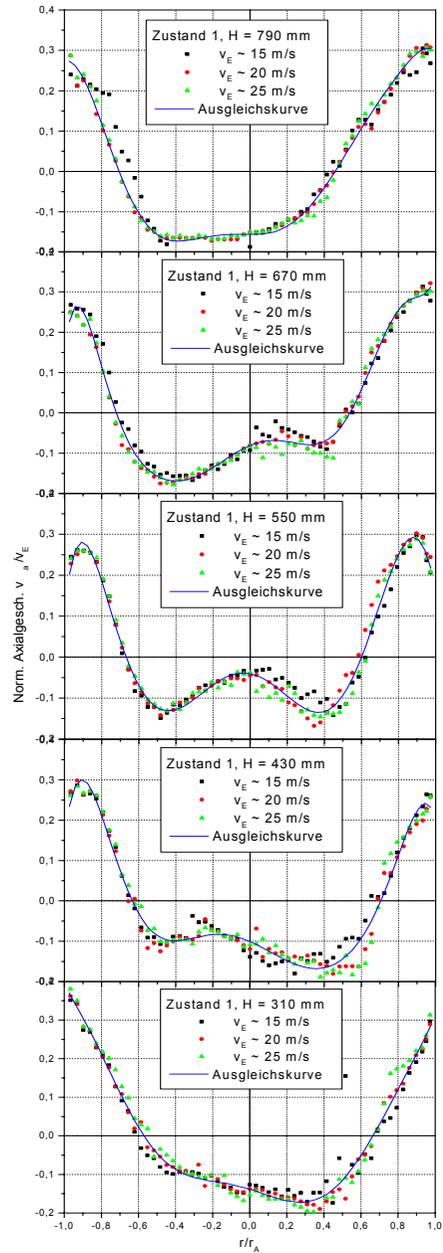


c) Variante 6, $\beta = 10\%$

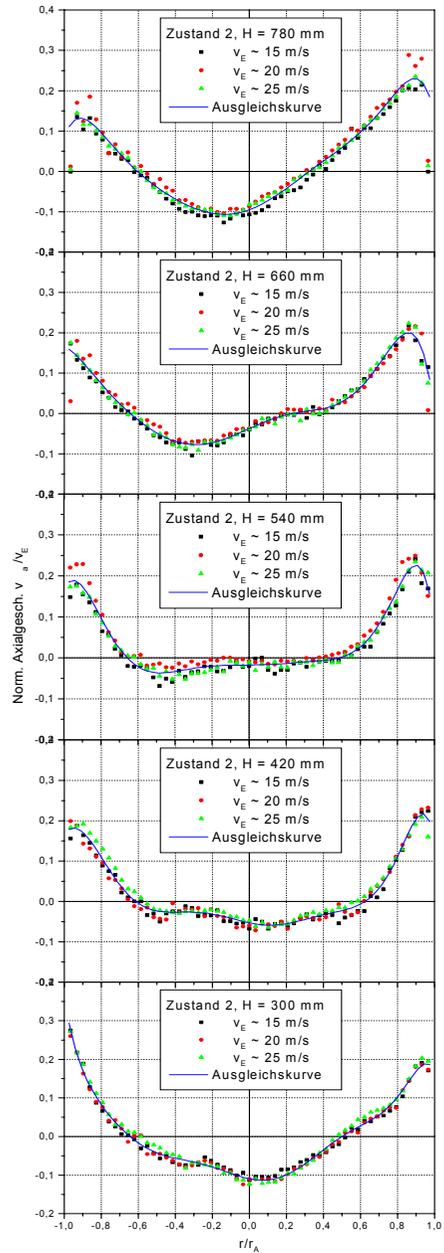


d) Variante 6, $\beta = 20\%$

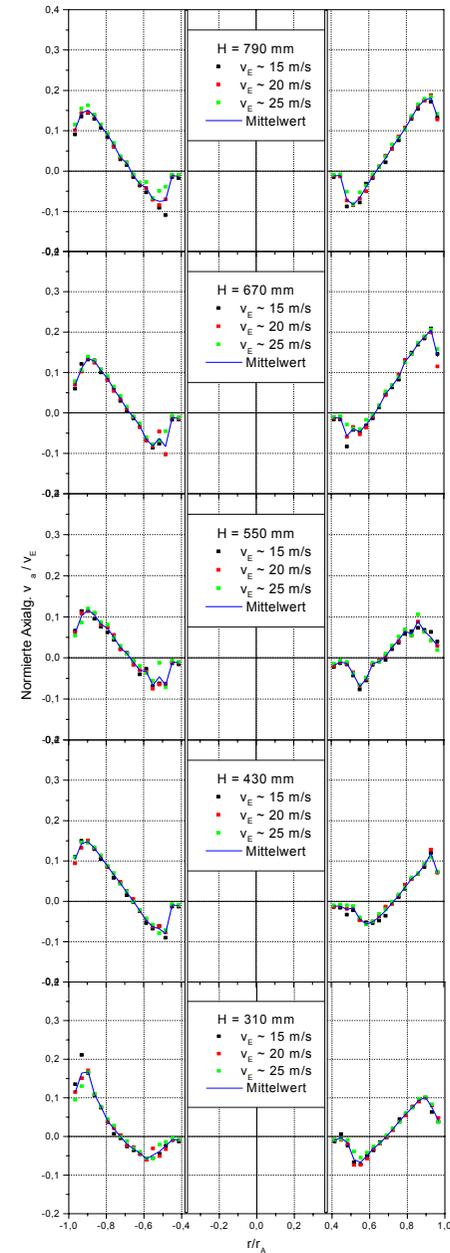
Bild 5.1.4: Normierte Axialgeschwindigkeit der Varianten 1 und 2



a) Variante 1, Zustand 1



b) Variante 1, Zustand 2



c) Variante 2

Bild 5.1.5: Normierte Axialgeschwindigkeit der Varianten 3 und 5

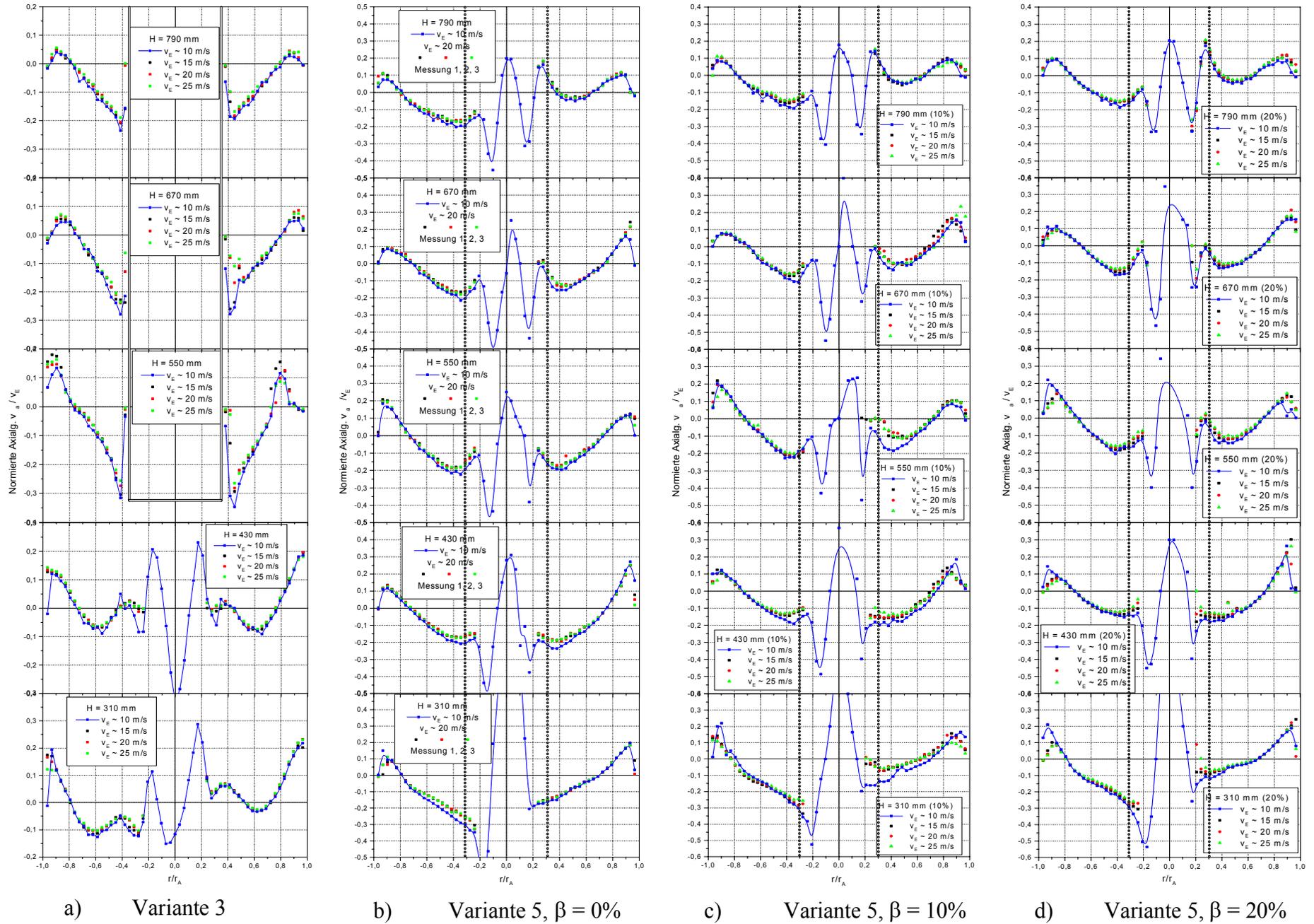


Bild 5.1.6: Normierte Axialgeschwindigkeit der Varianten 4 und 6

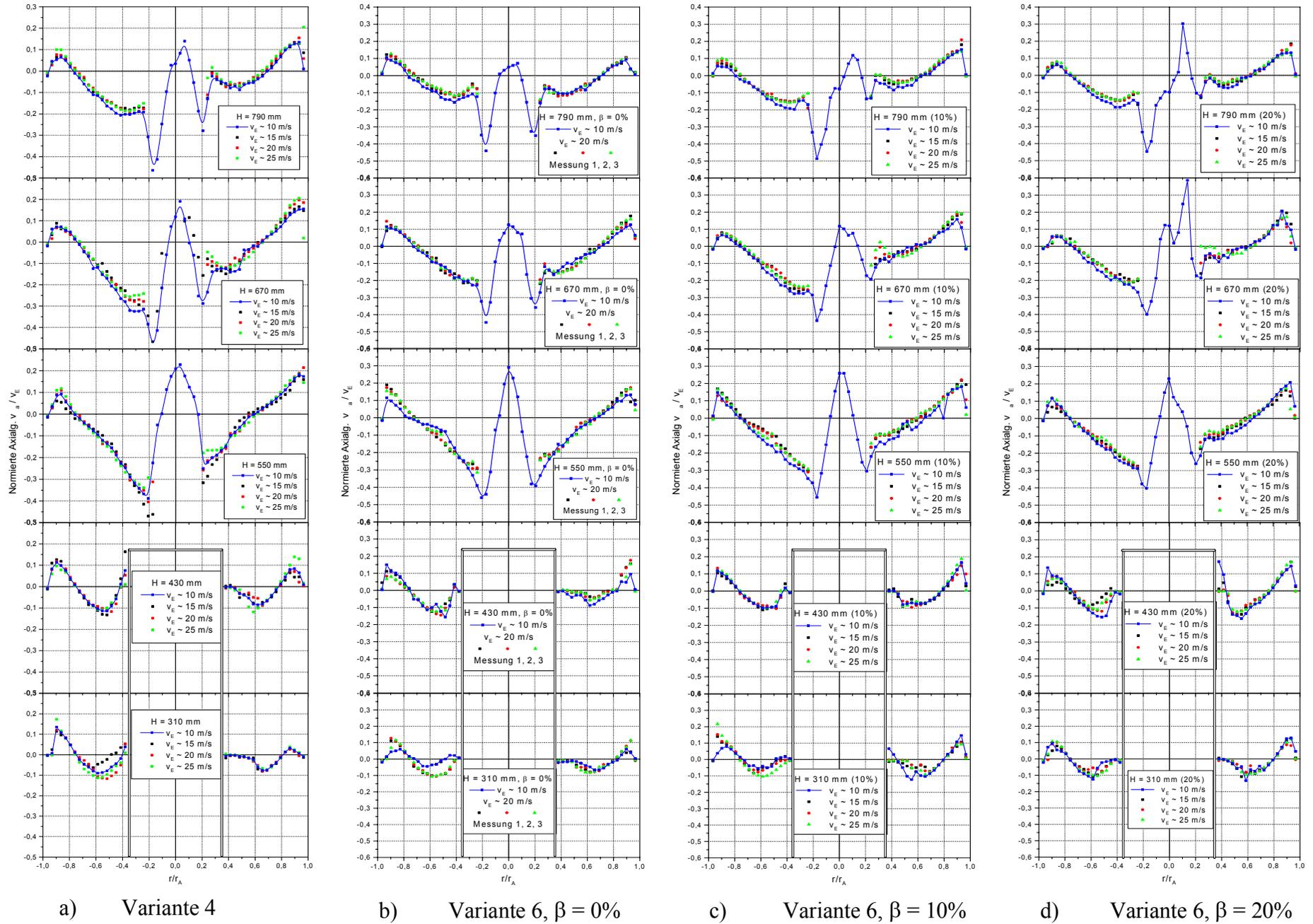
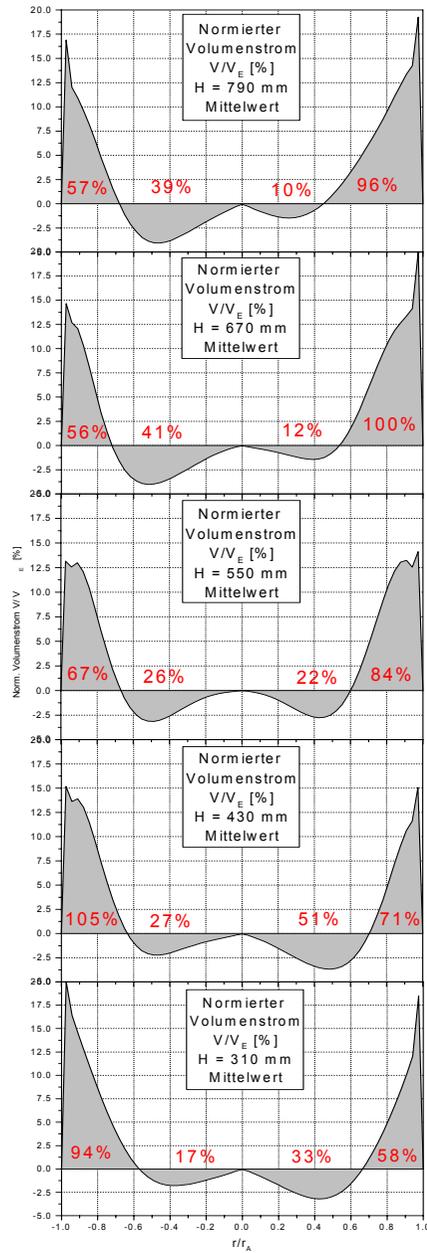
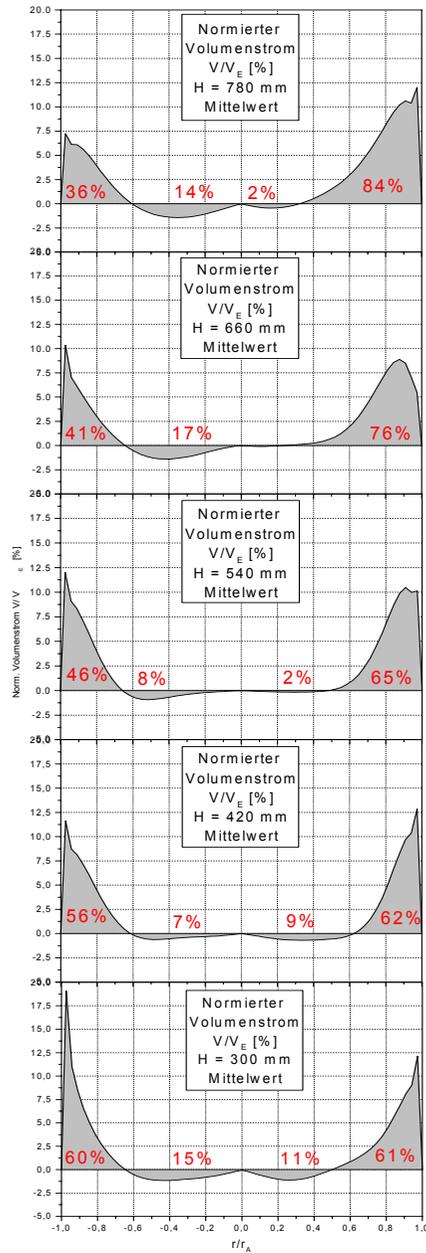


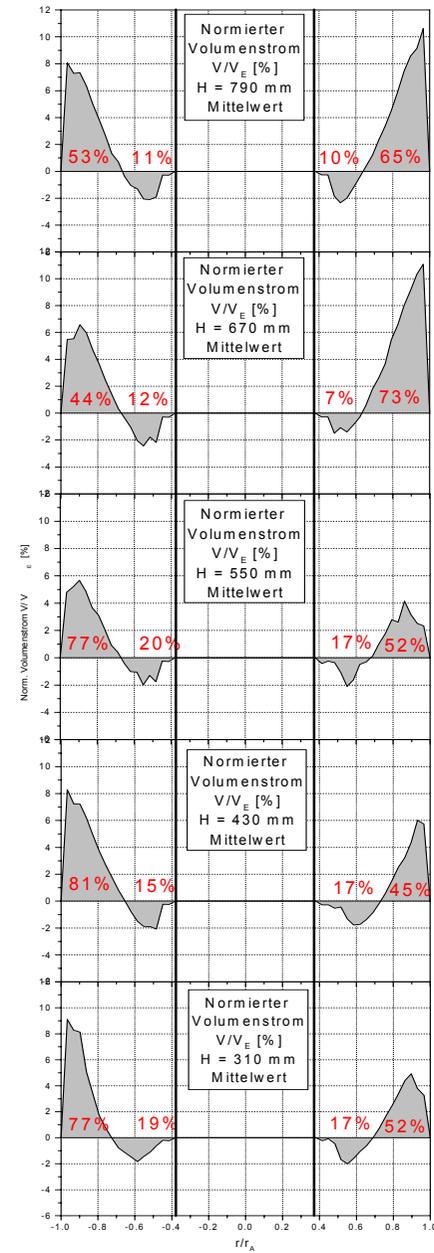
Bild 5.1.7: Normierter Volumenstrom der Varianten 1 und 2



a) Variante 1, Zustand 1

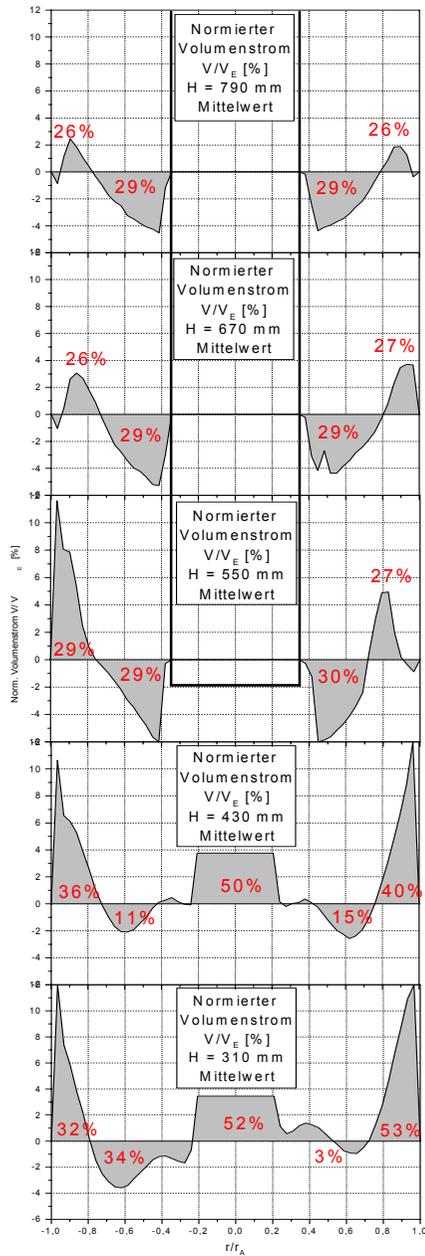


b) Variante 1, Zustand 2

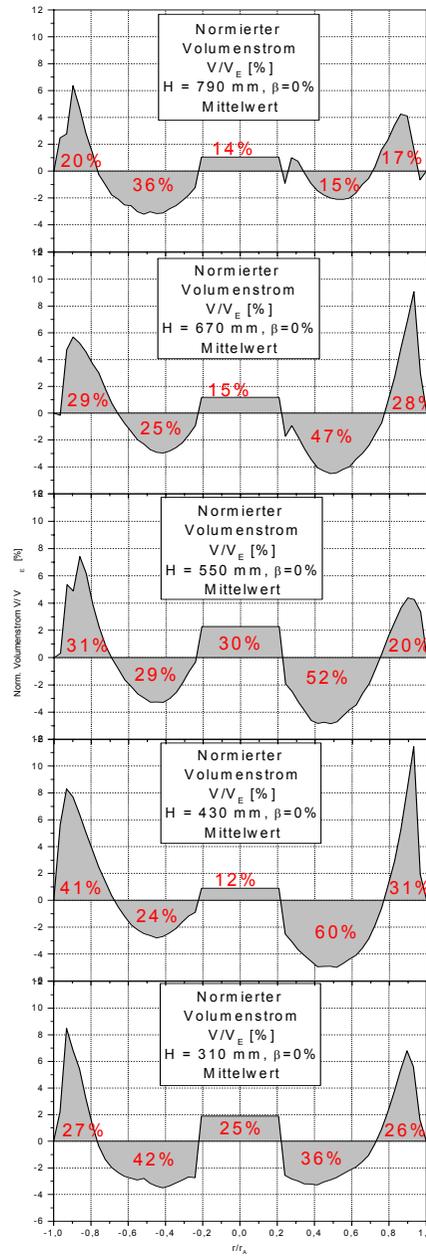


c) Variante 2

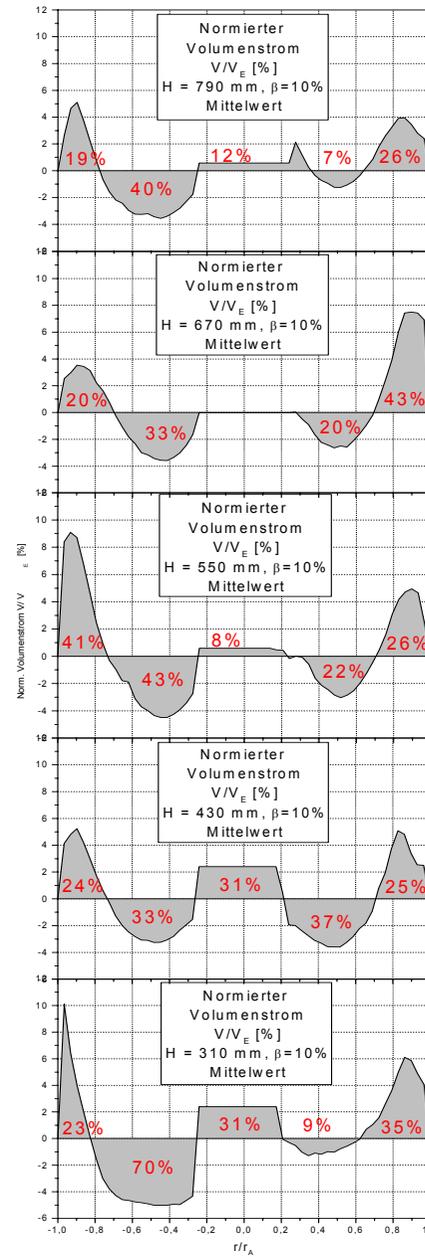
Bild 5.1.8: Normierter Volumenstrom der Varianten 3 und 5



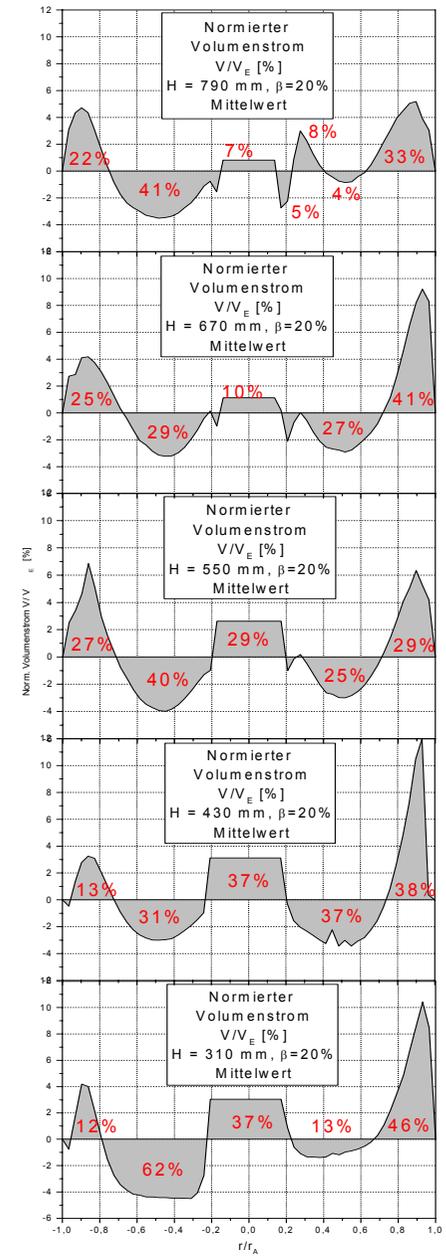
a) Variante 3



b) Variante 5, $\beta = 0\%$

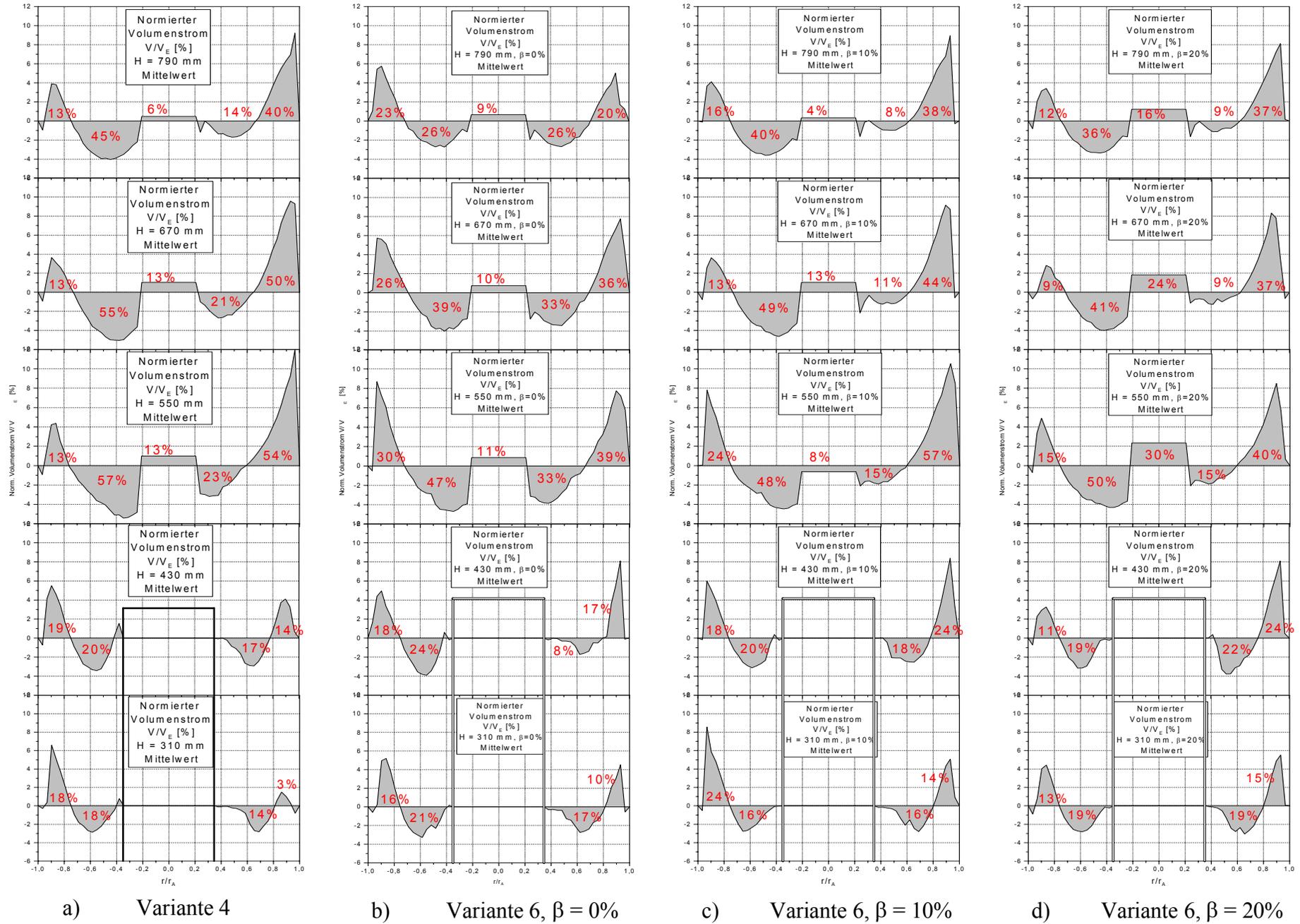


c) Variante 5, $\beta = 10\%$



d) Variante 5, $\beta = 20\%$

Bild 5.1.9: Normierter Volumenstrom der Varianten 4 und 6



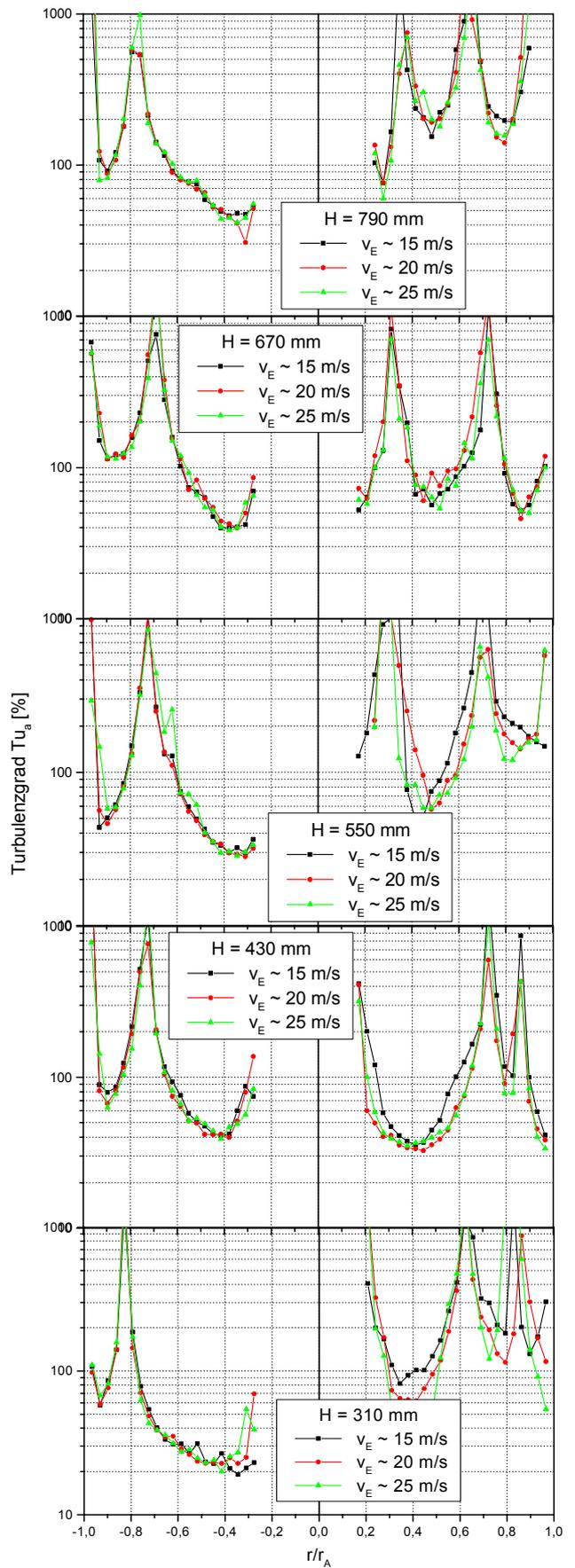
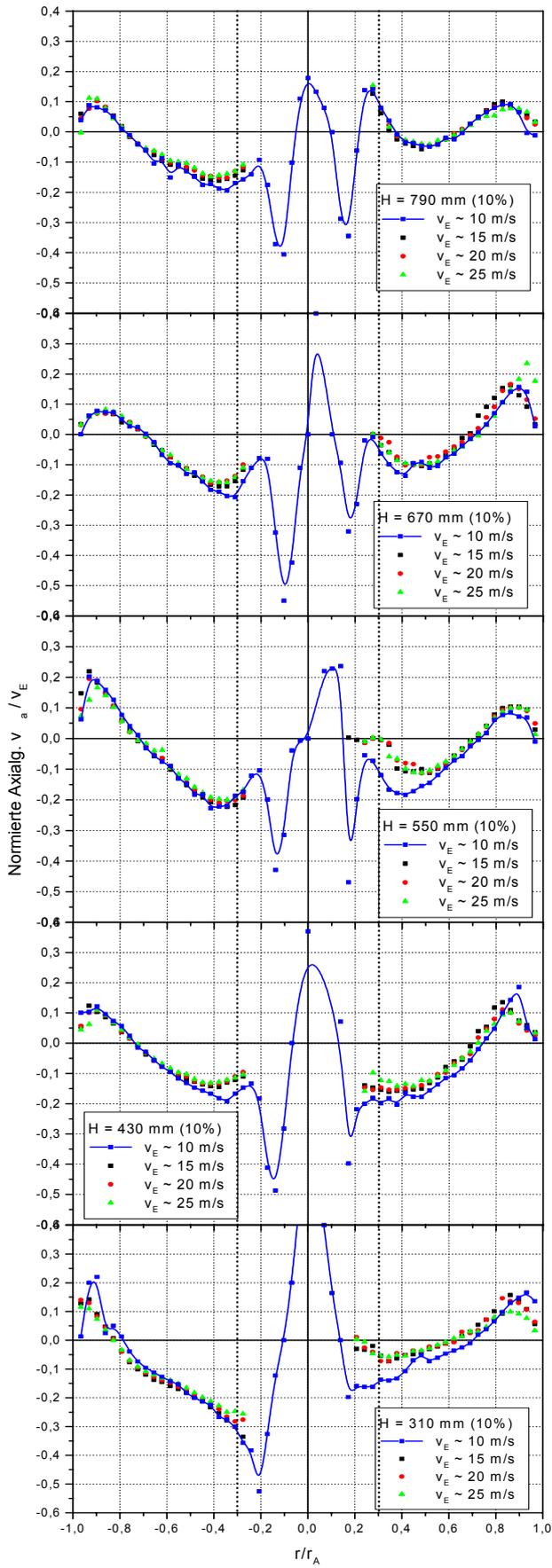


Bild 5.2.1.1: Normierte Axialgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta = 10\%$

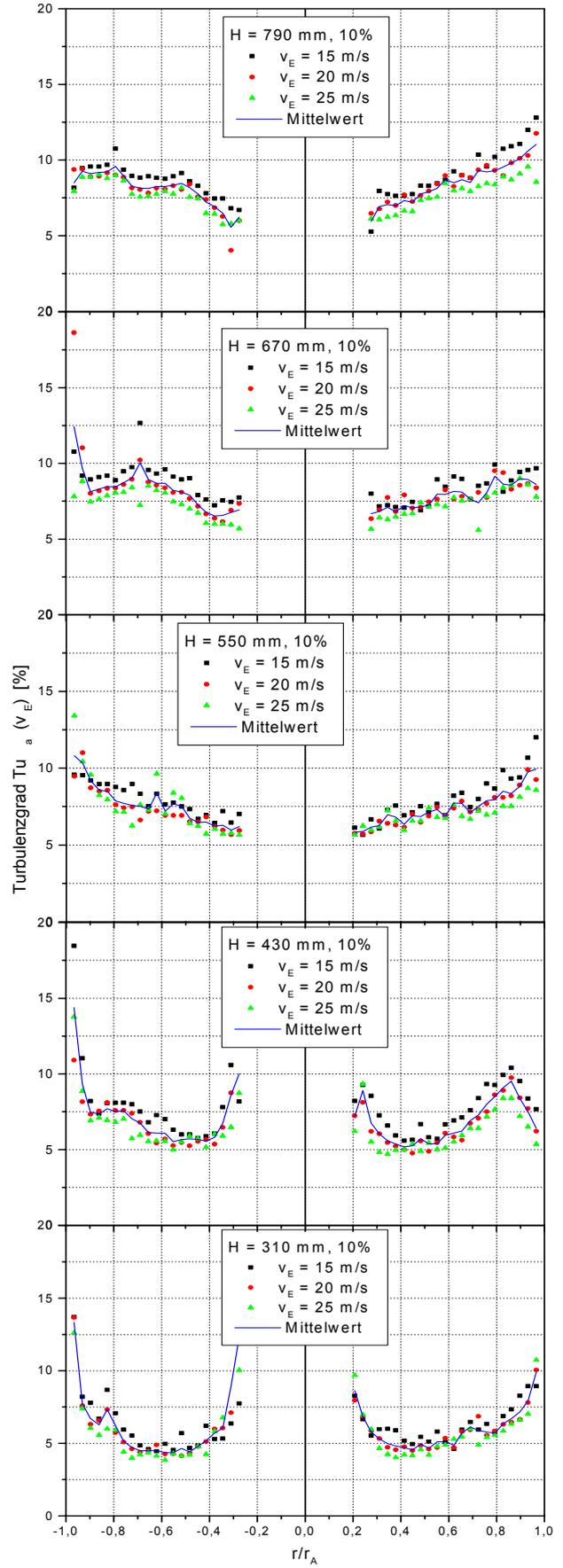
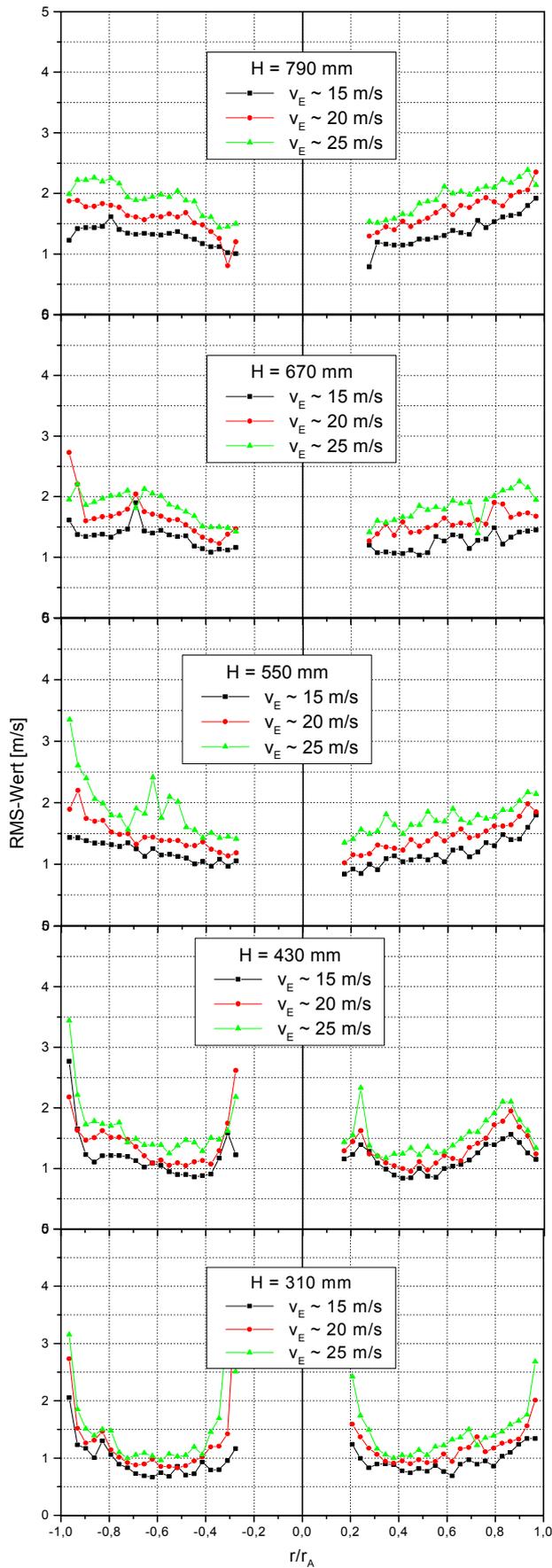


Bild 5.2.1.2: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 10\%$

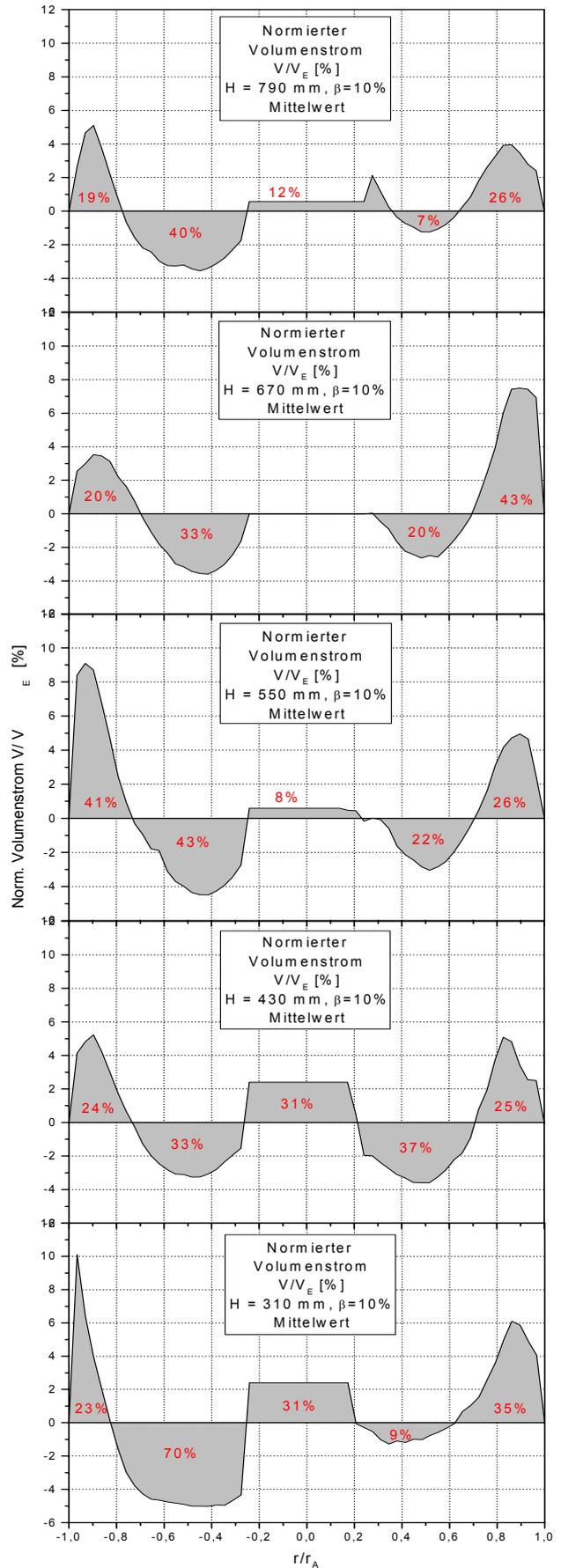
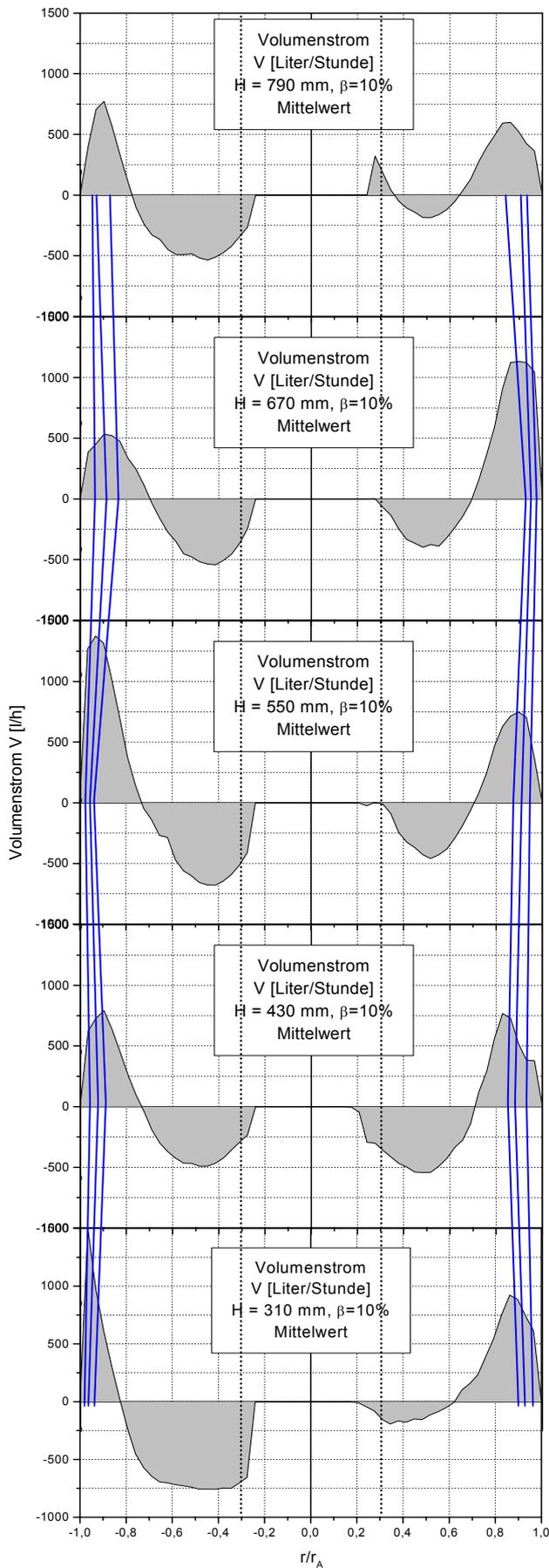


Bild 5.2.1.3: Gemessener und durch Bilanz ergänzter Volumenstrom bei $\beta = 10\%$

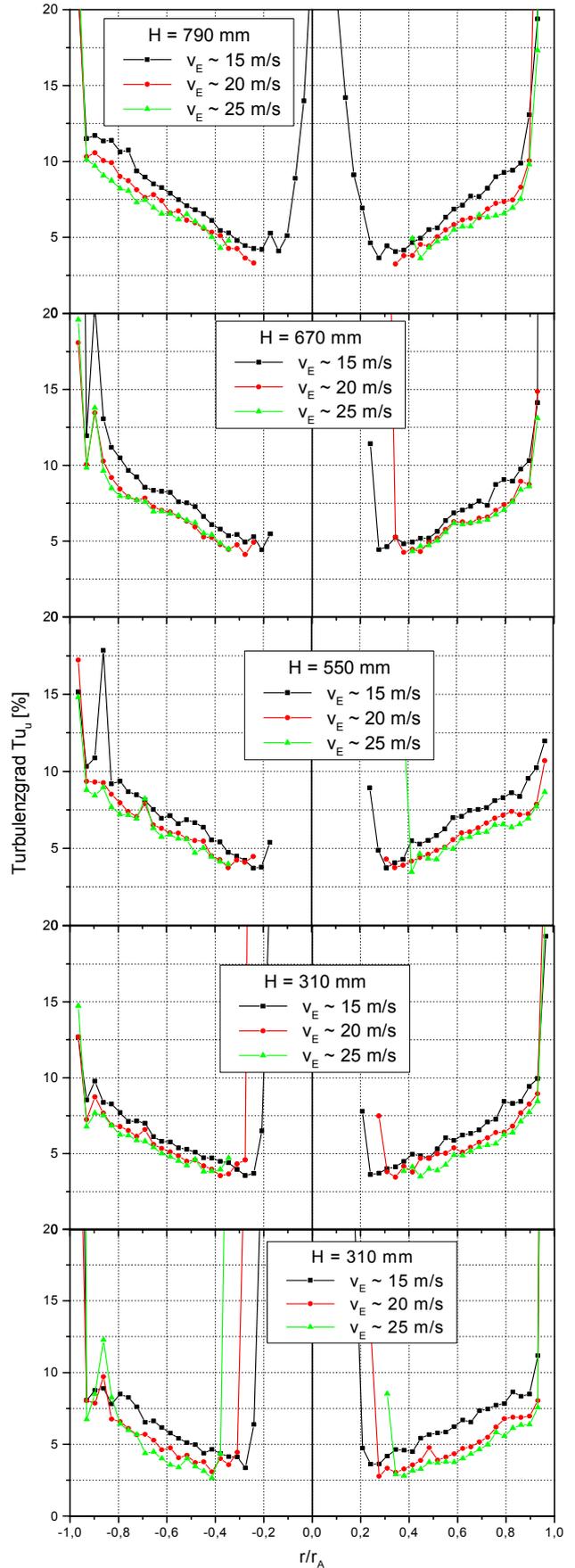
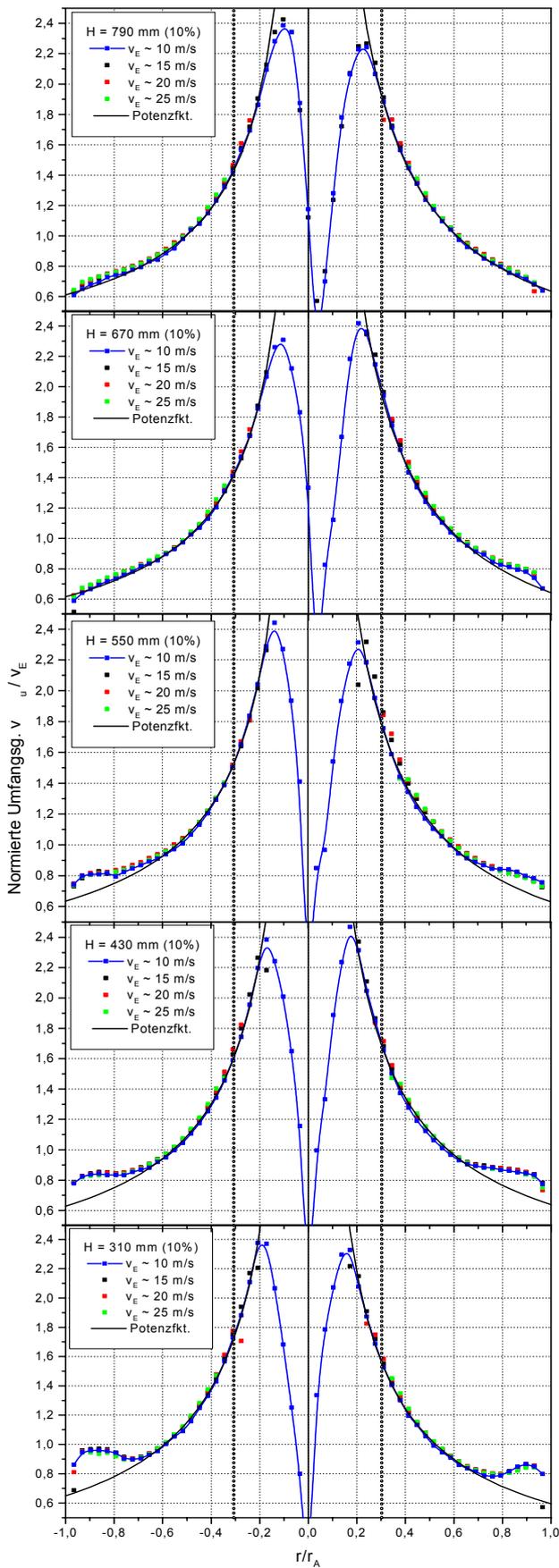


Bild 5.2.1.4: Normierte Umfangsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta = 10\%$

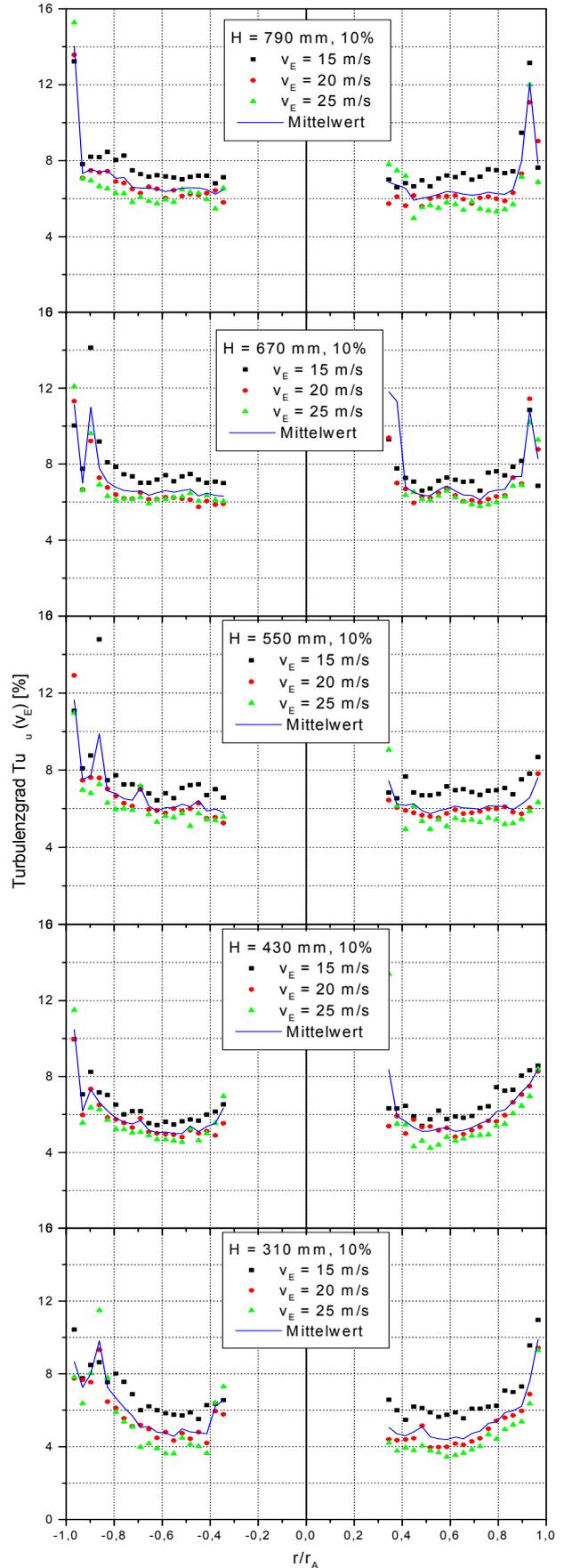
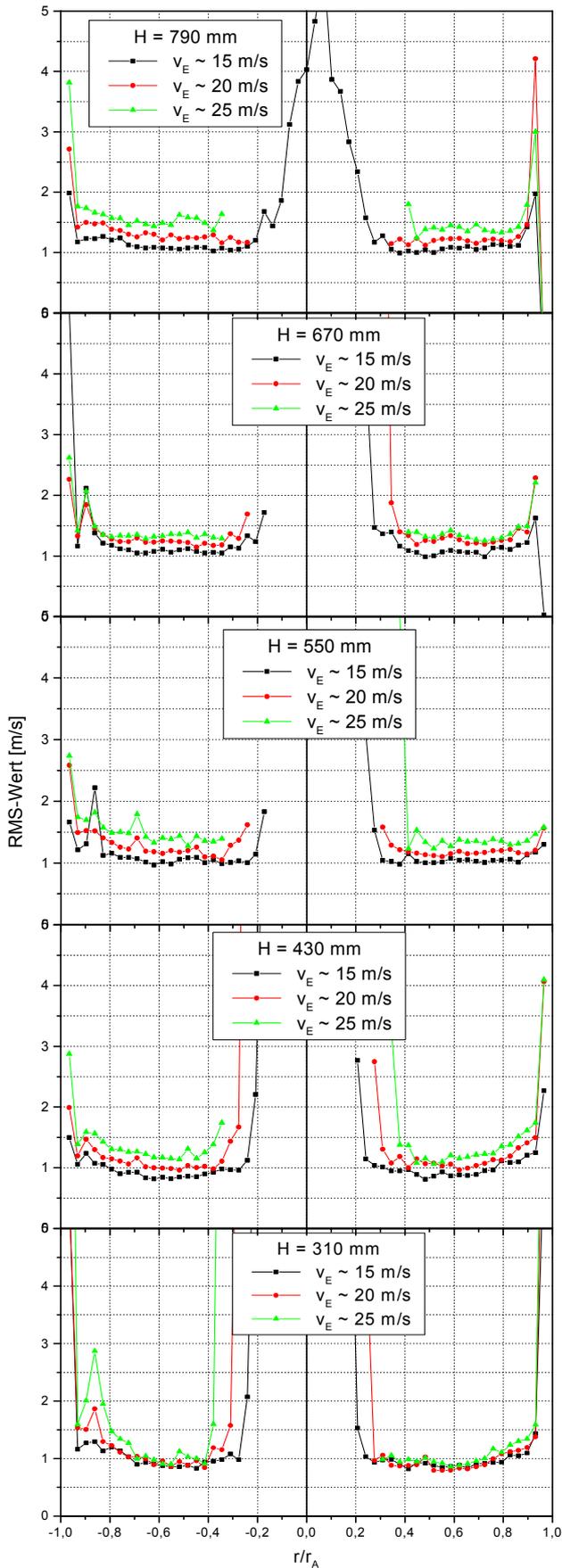


Bild 5.2.1.5: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 10\%$

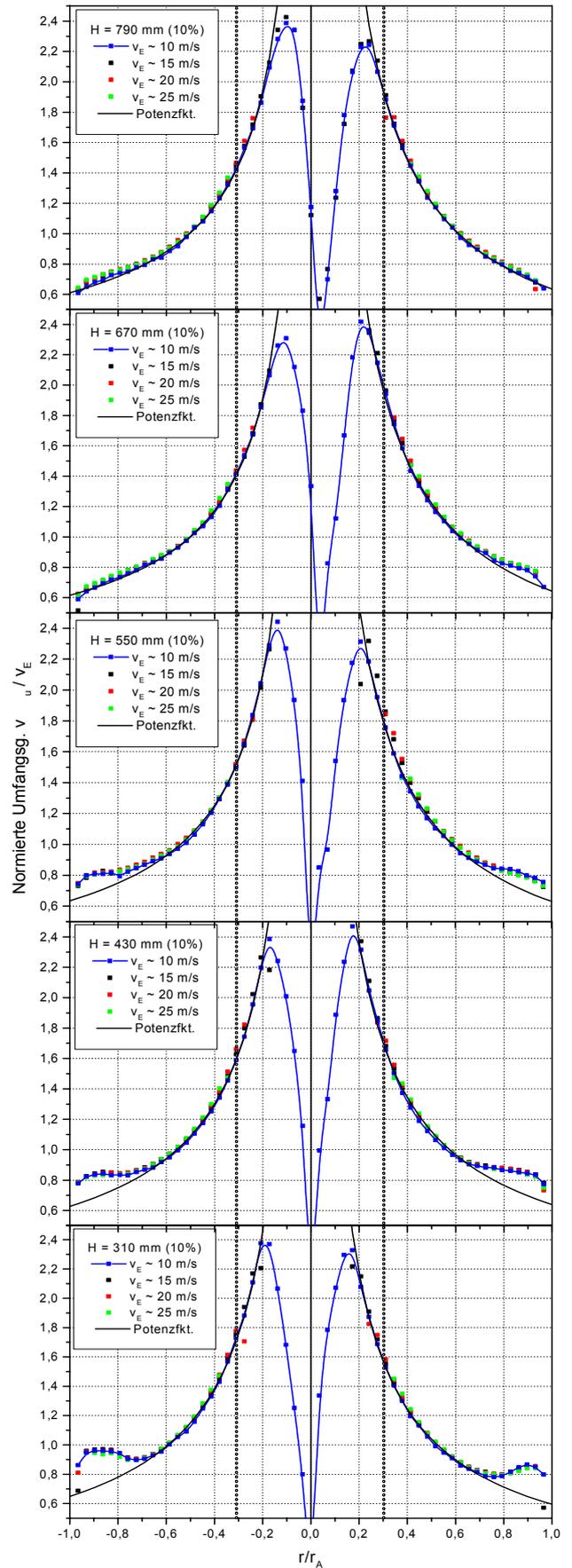
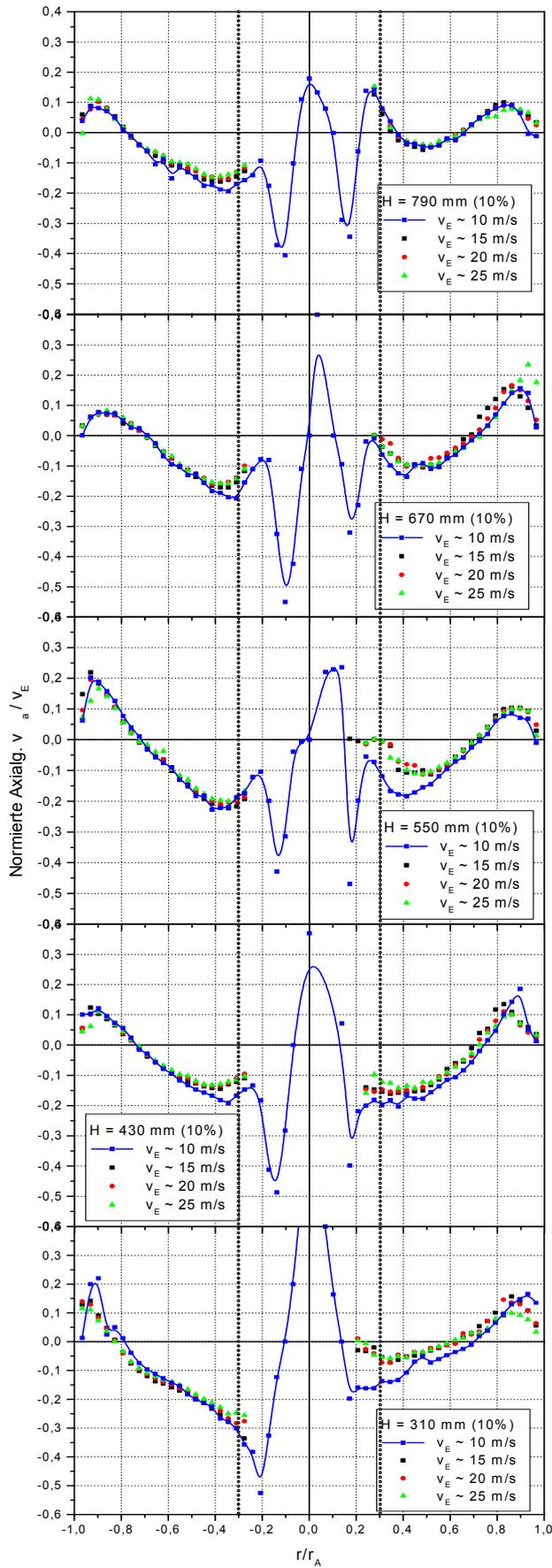


Bild 5.2.1.6: Normierte Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 10\%$

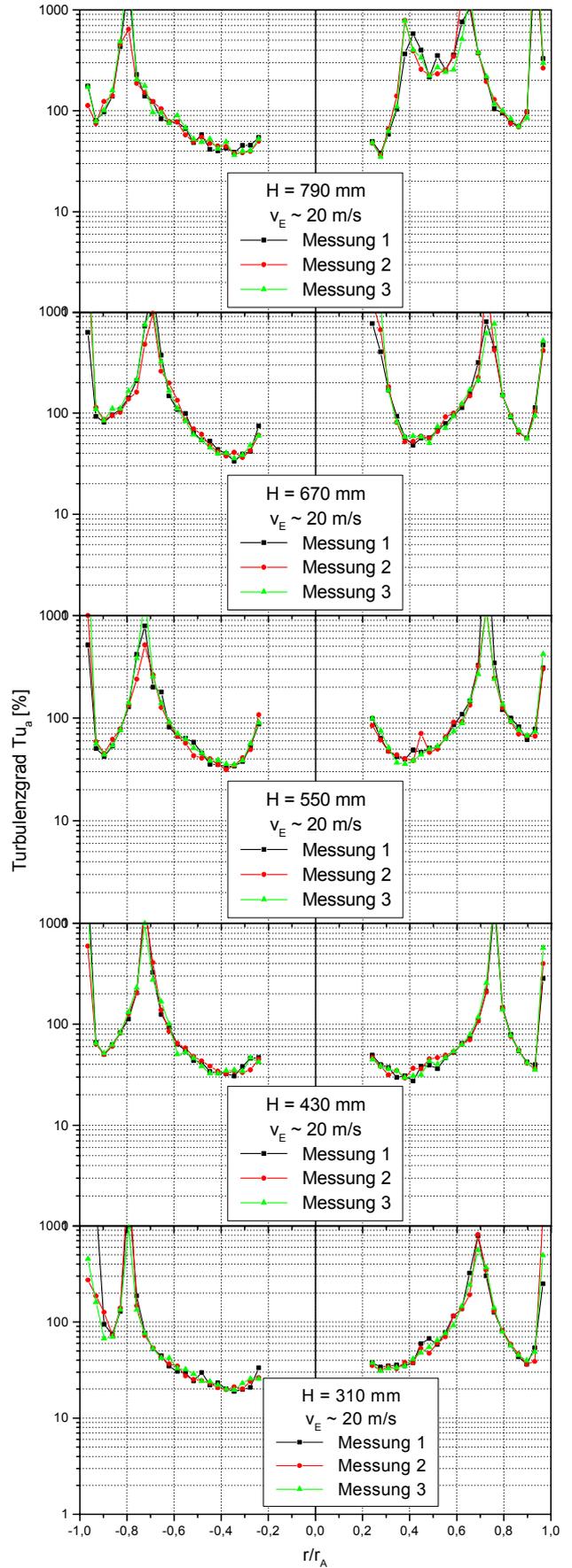
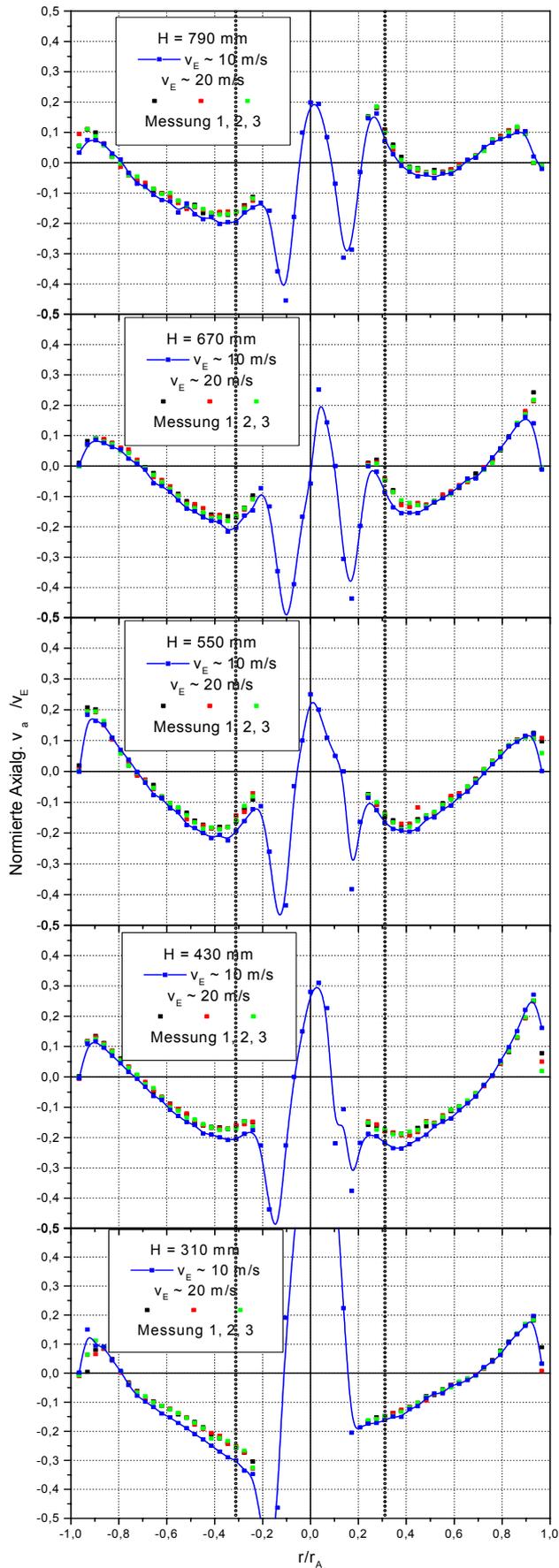


Bild 5.2.2.1: Normierte Axialgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta = 0\%$

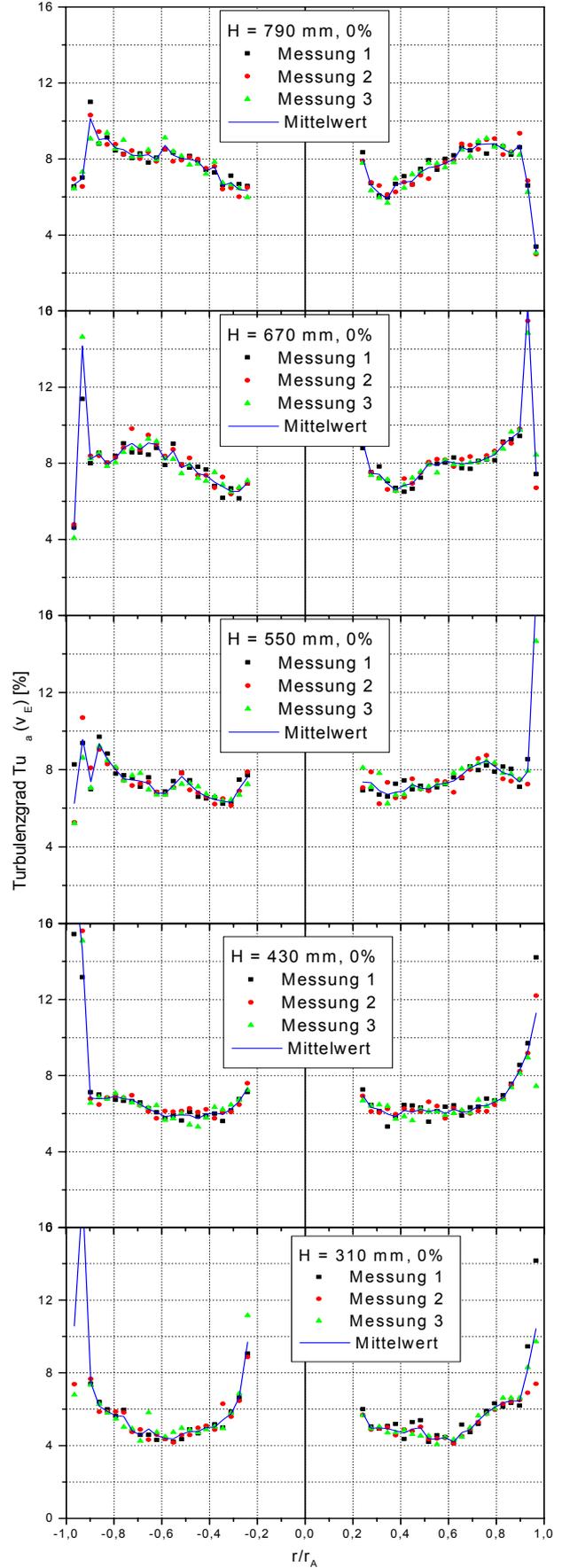
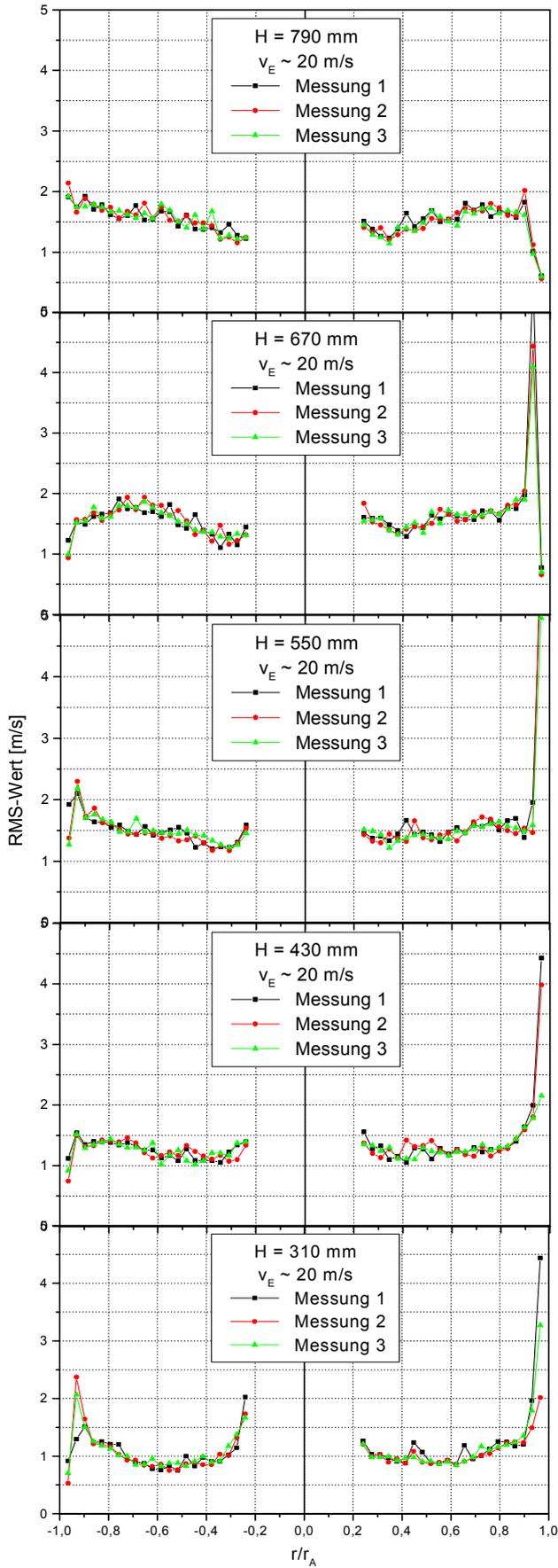


Bild 5.2.2.2: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$

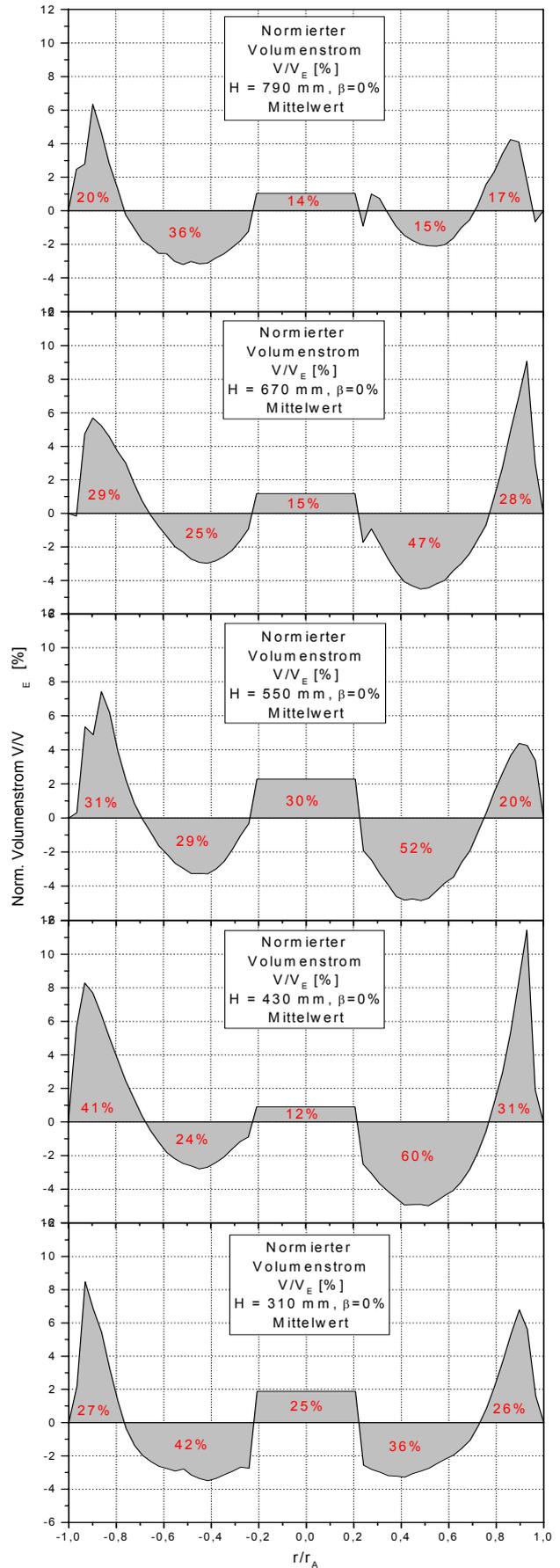
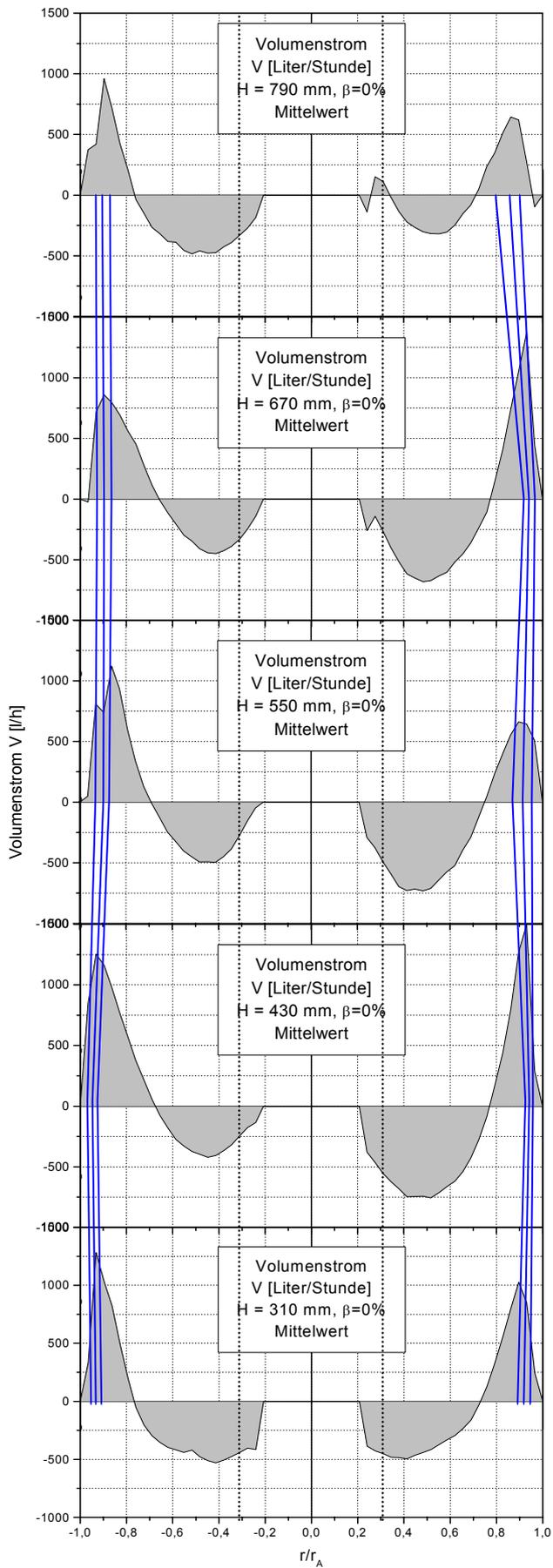


Bild 5.2.2.3: Gemessener und durch Bilanz ergänzter Volumenstrom bei $\beta = 0\%$

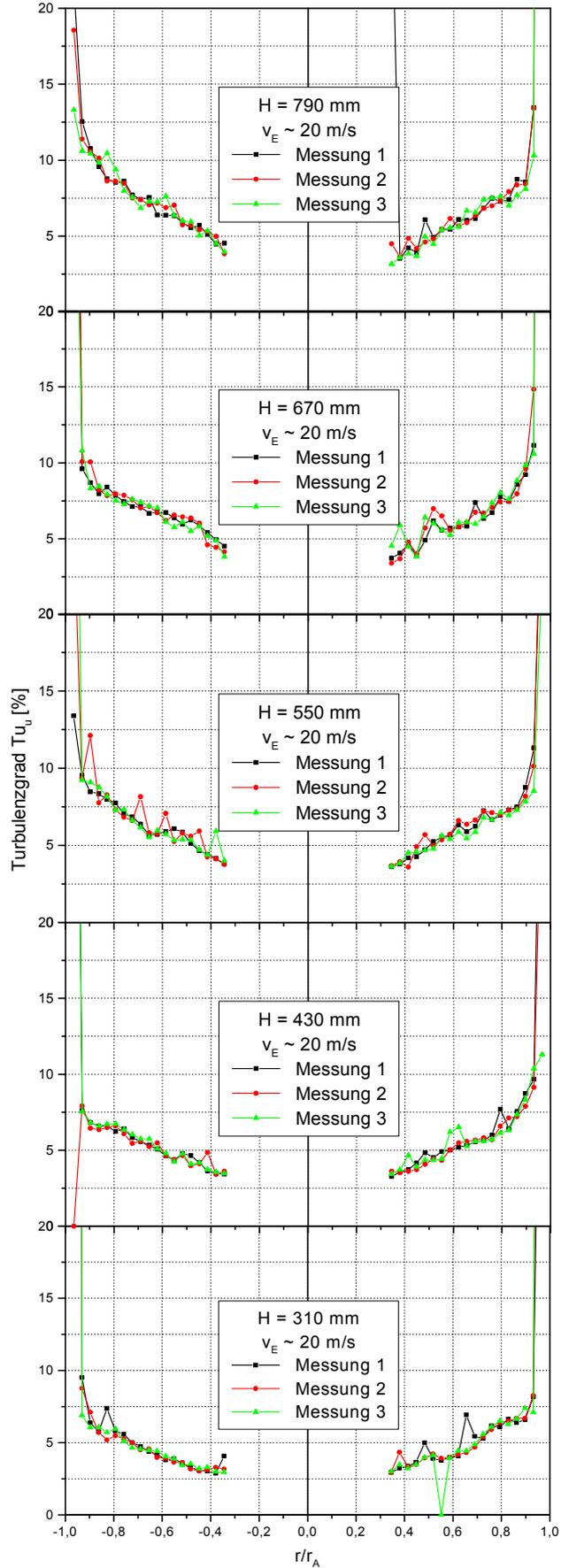
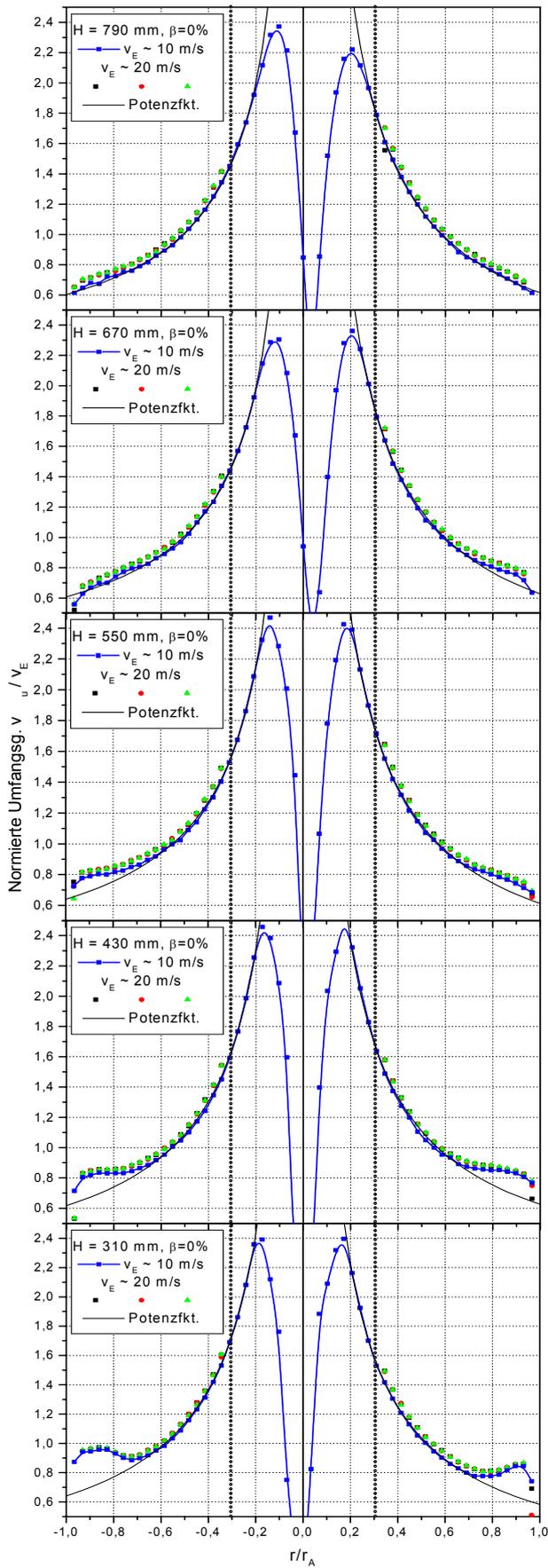


Bild 5.2.2.4: Normierte Umfangsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta = 0\%$

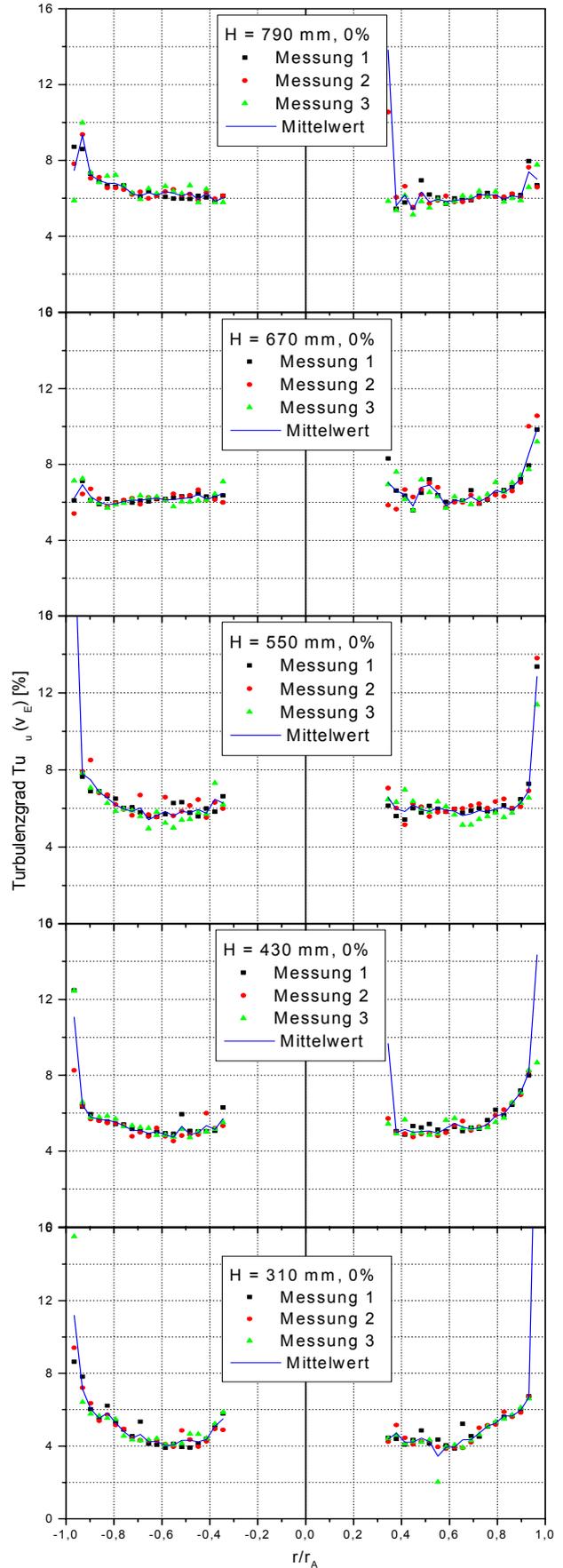
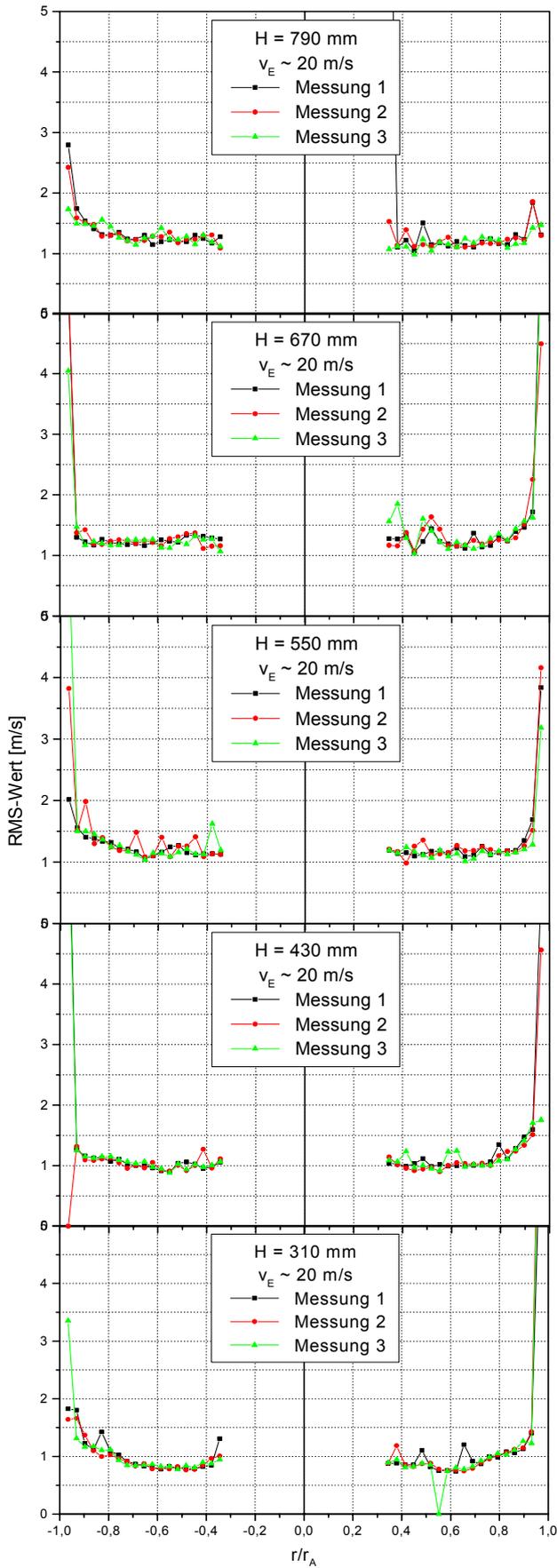


Bild 5.2.2.5: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$

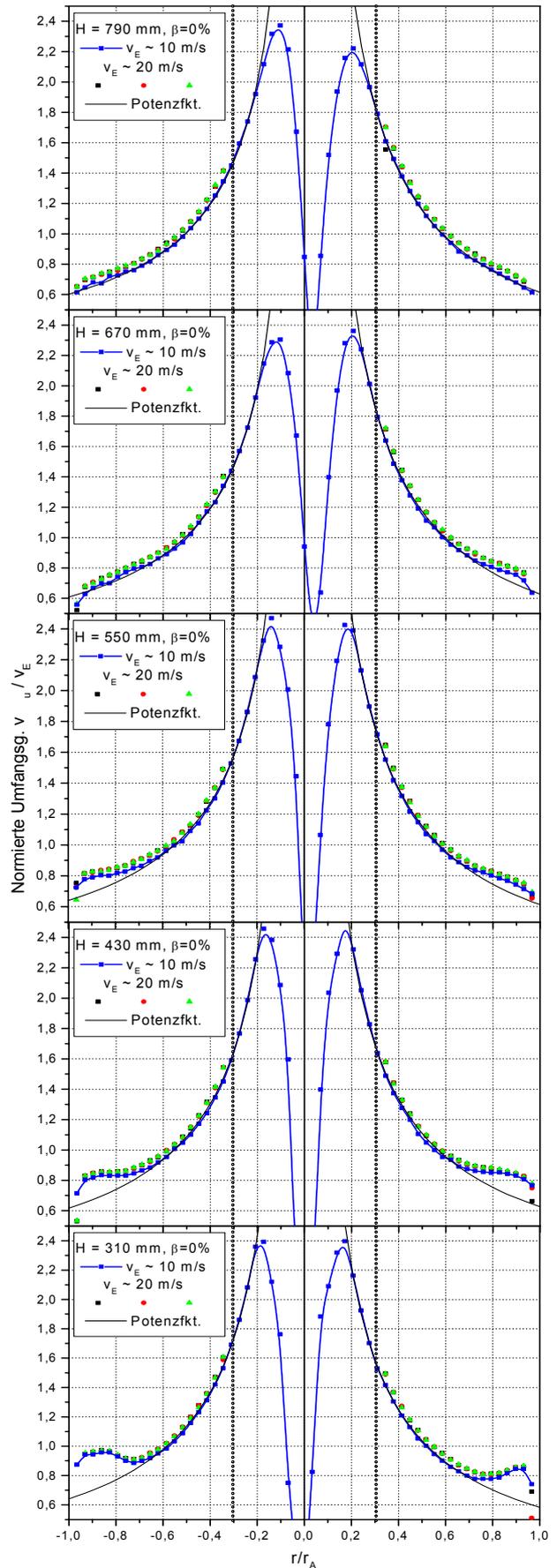
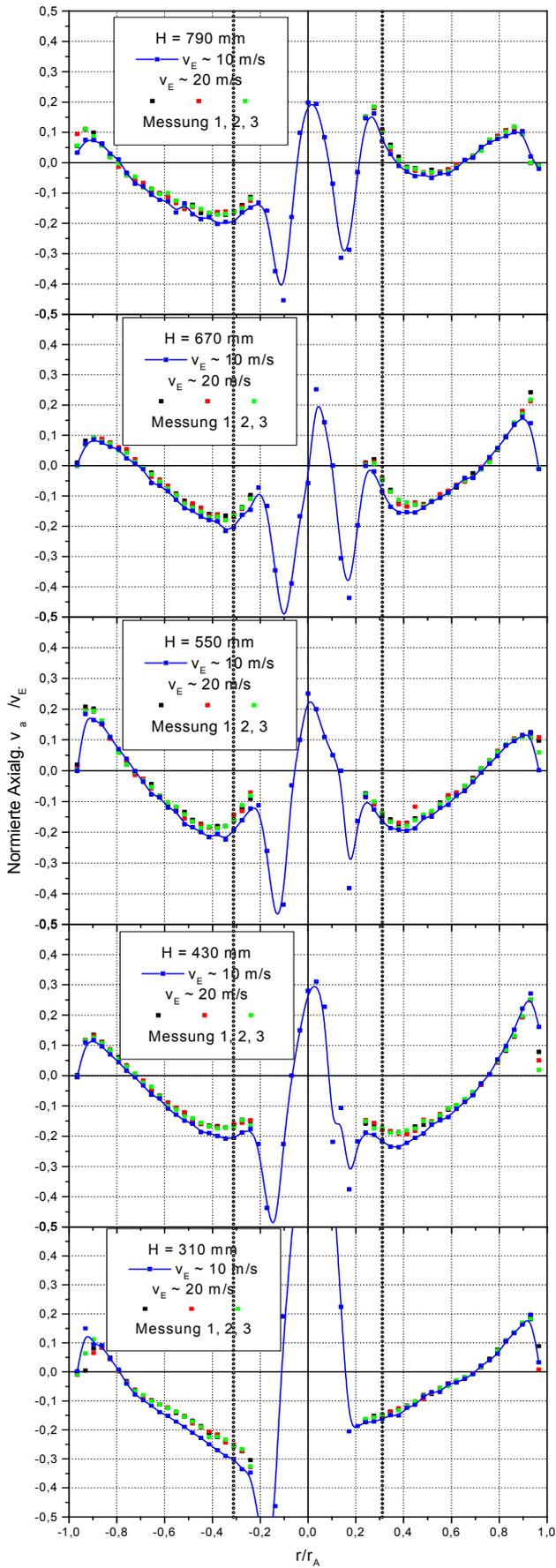


Bild 5.2.2.6: Normierte Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$

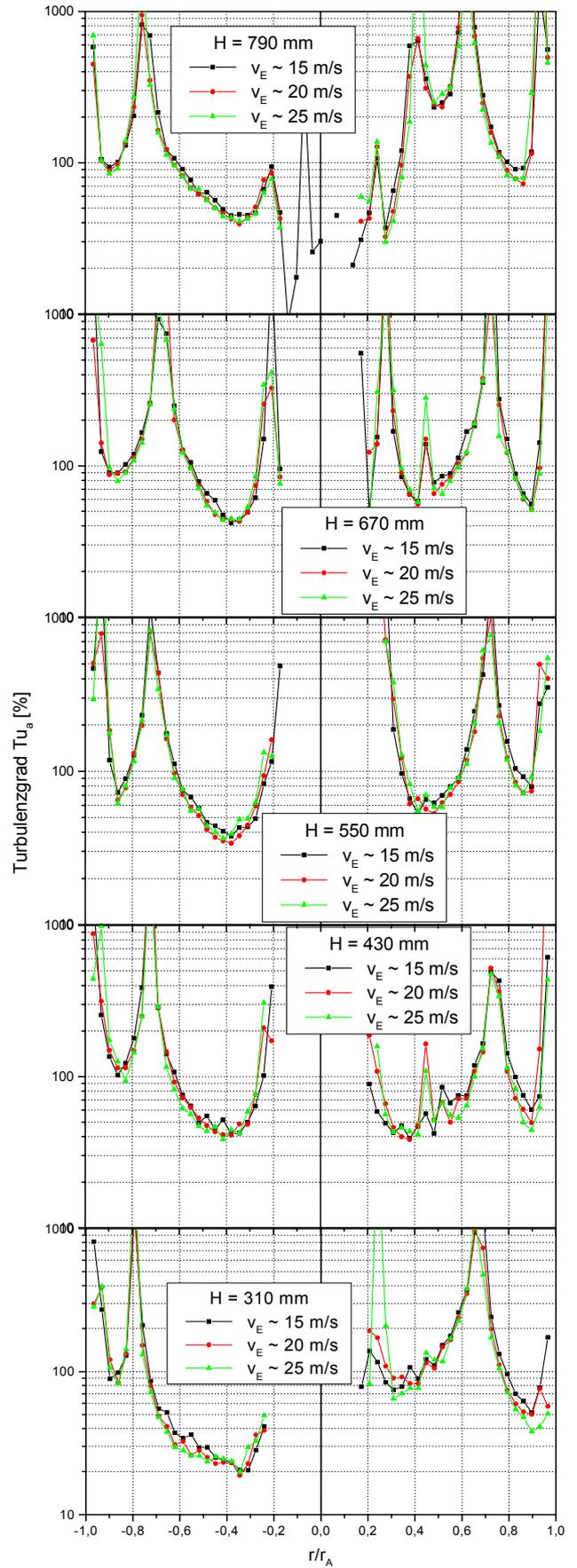
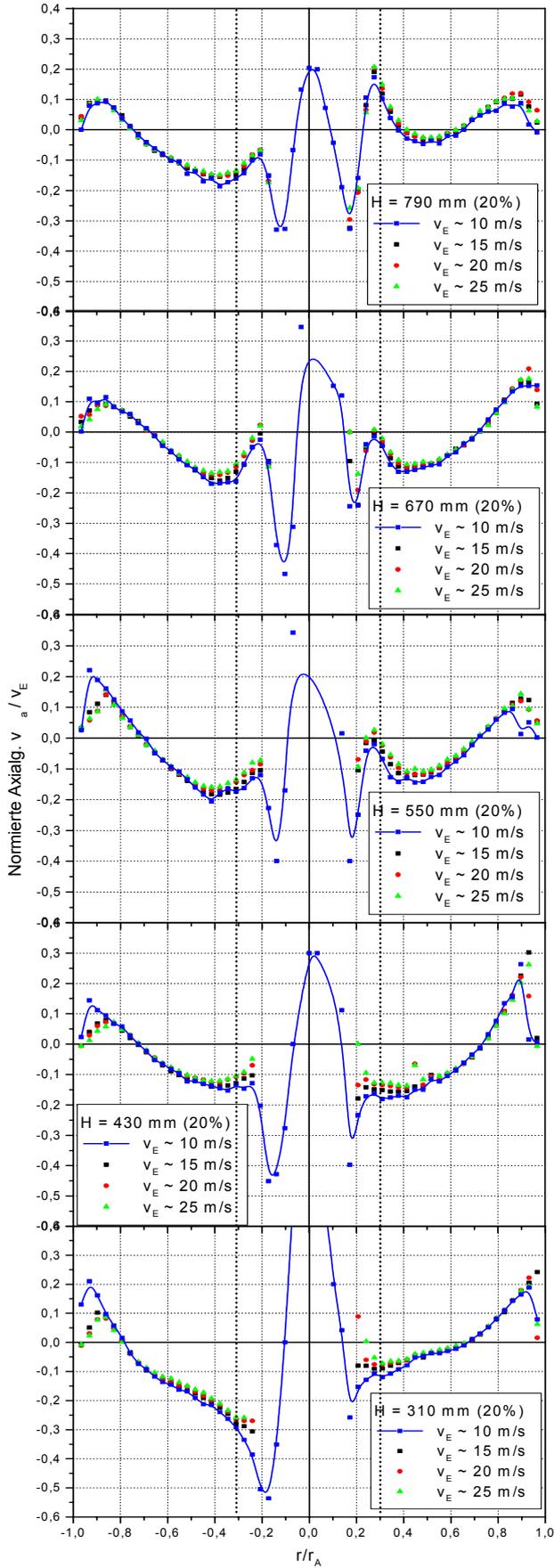


Bild 5.2.3.1: Normierte Axialgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta = 20\%$

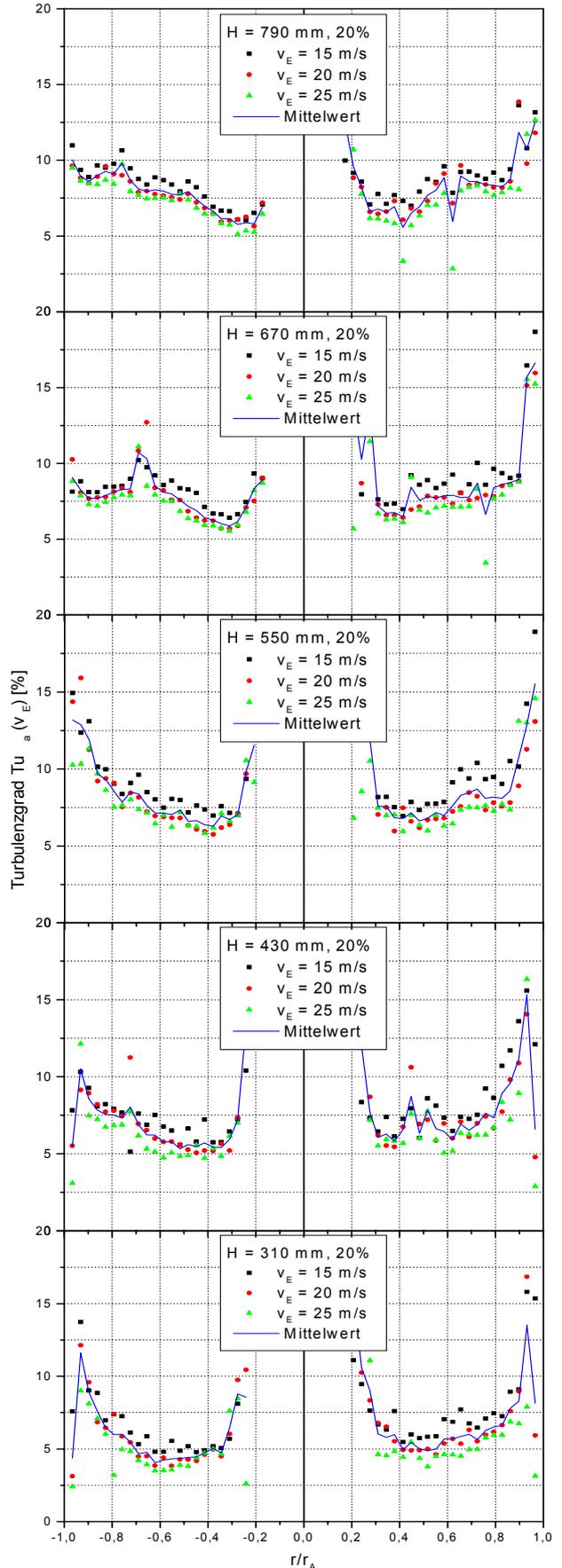
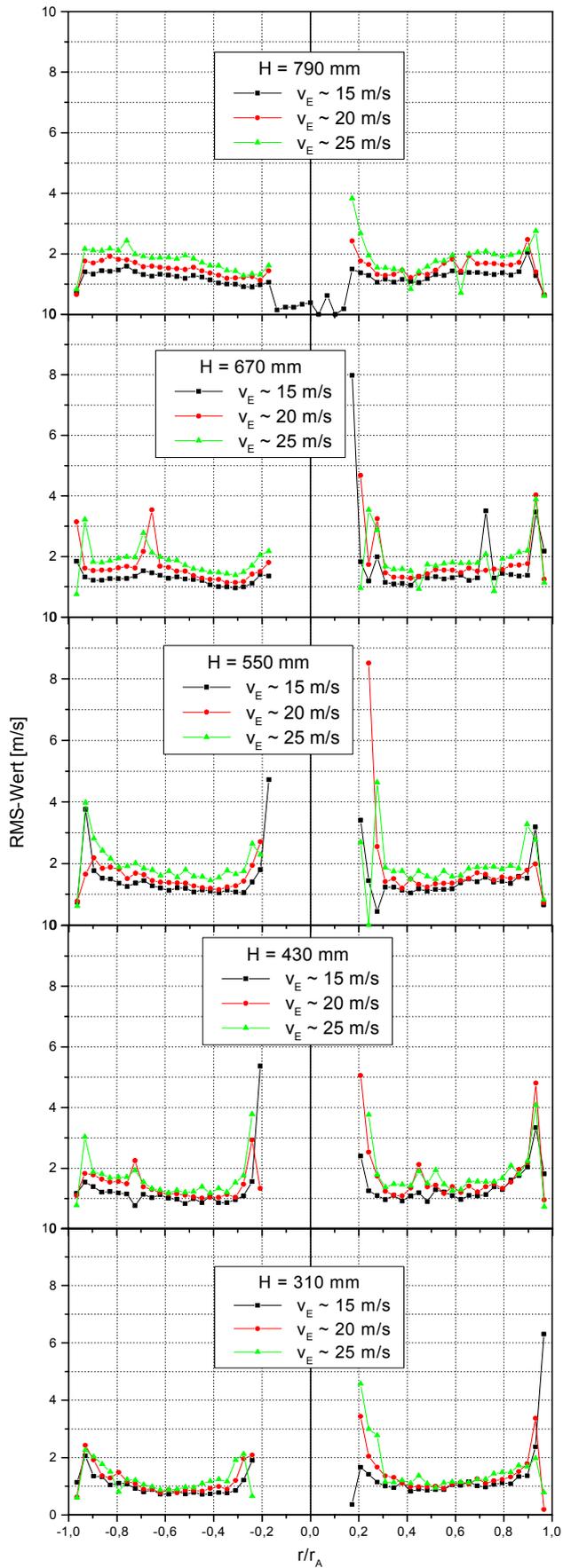


Bild 5.2.3.2: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 20\%$

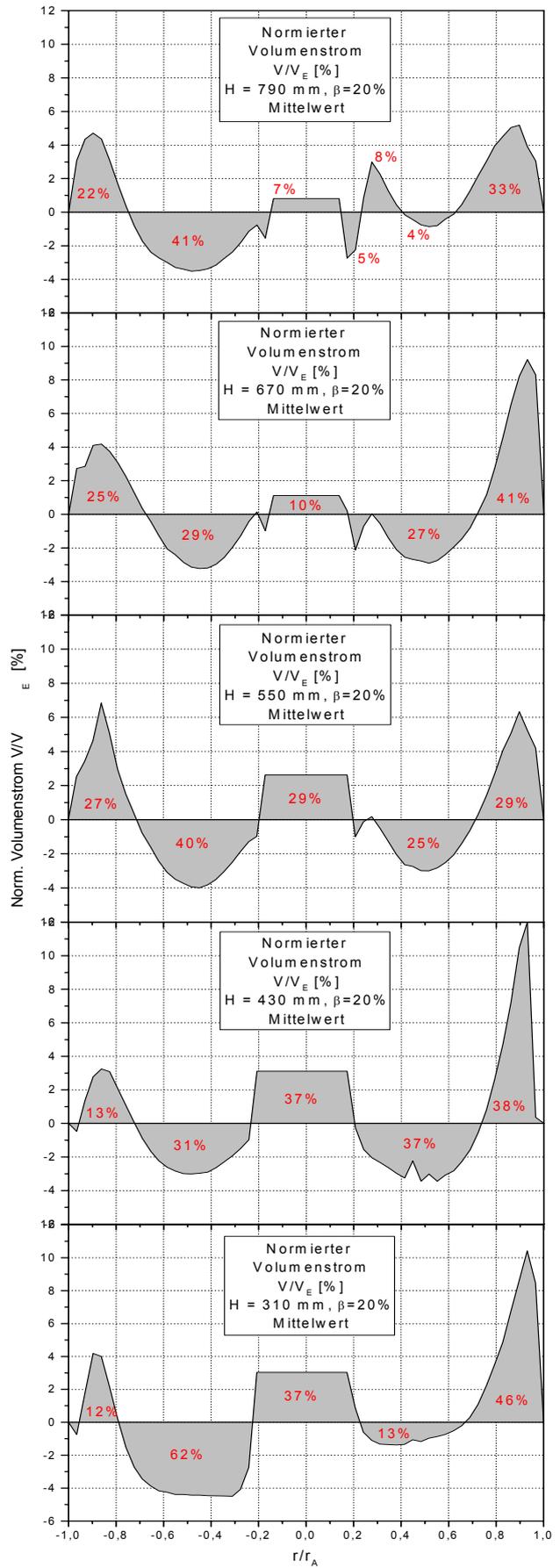
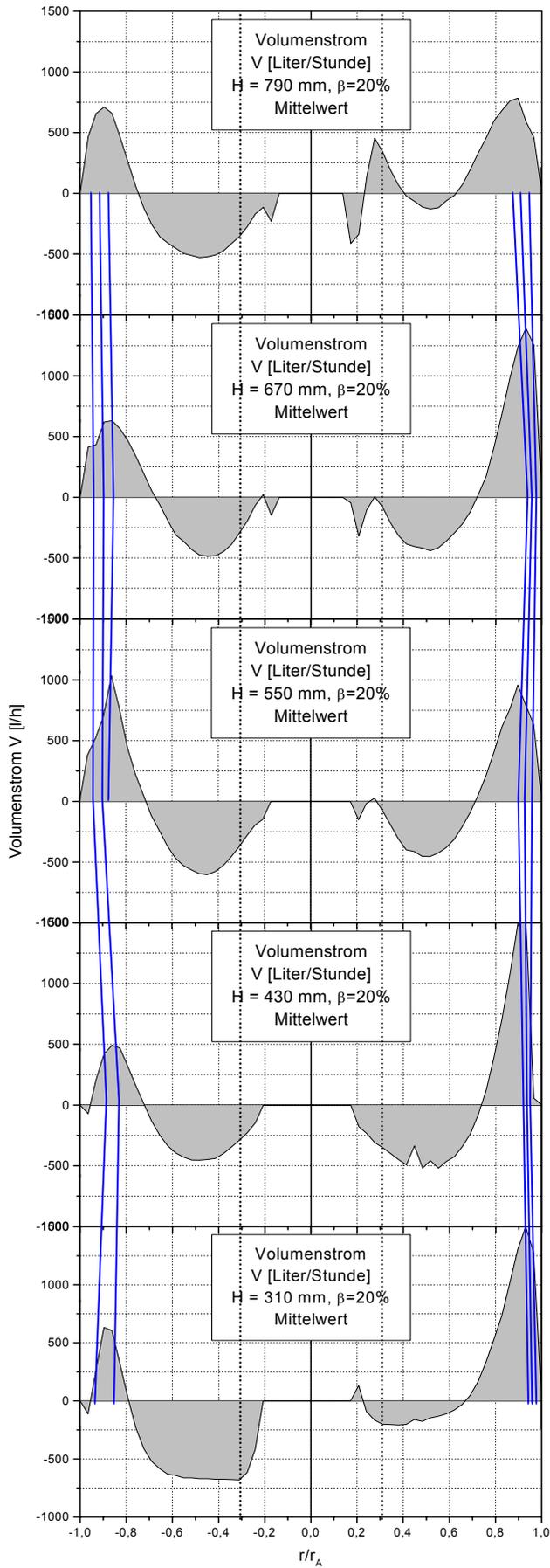


Bild 5.2.3.3: Gemessener und durch Bilanz ergänzter Volumenstrom bei $\beta = 20\%$

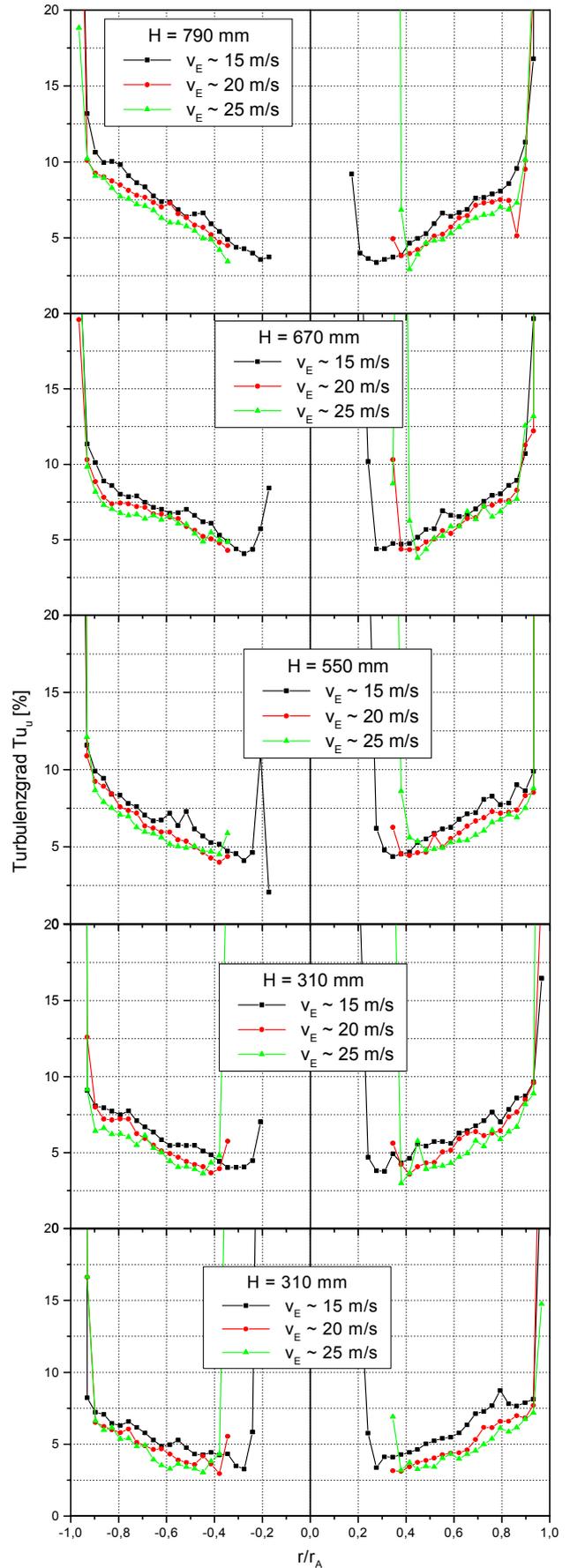
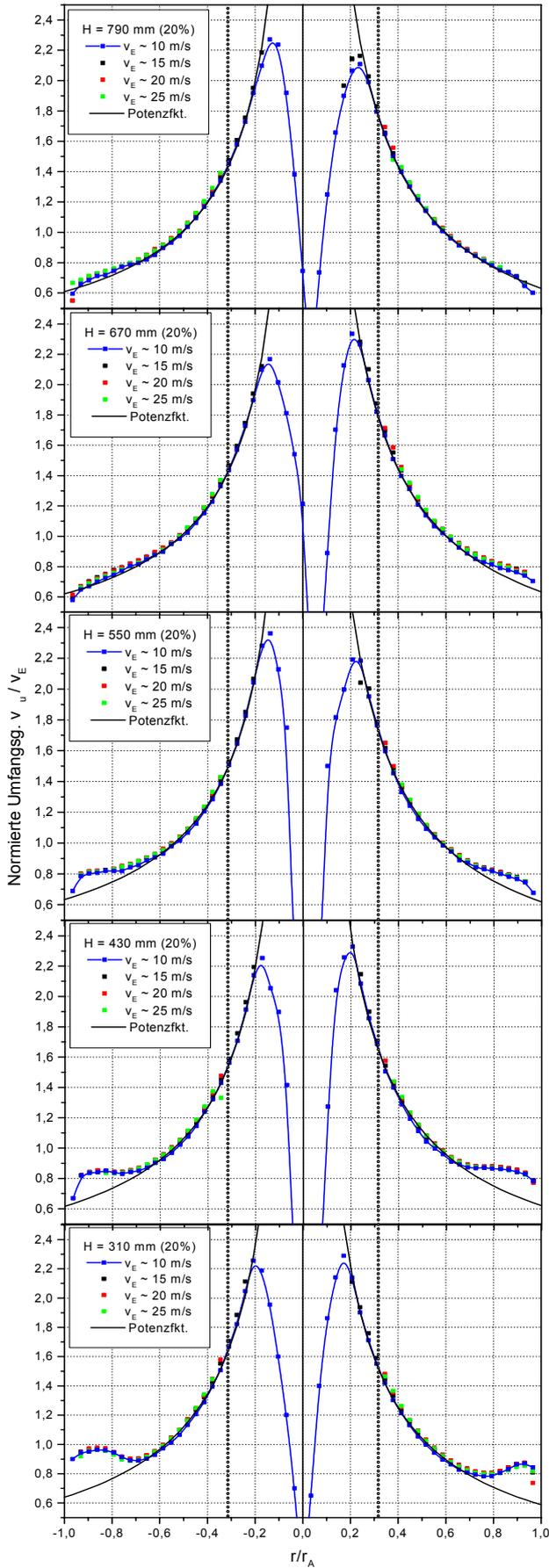


Bild 5.2.3.4: Normierte Umfangsgeschwindigkeit und Turbulenzgrad bei $\beta = 20\%$

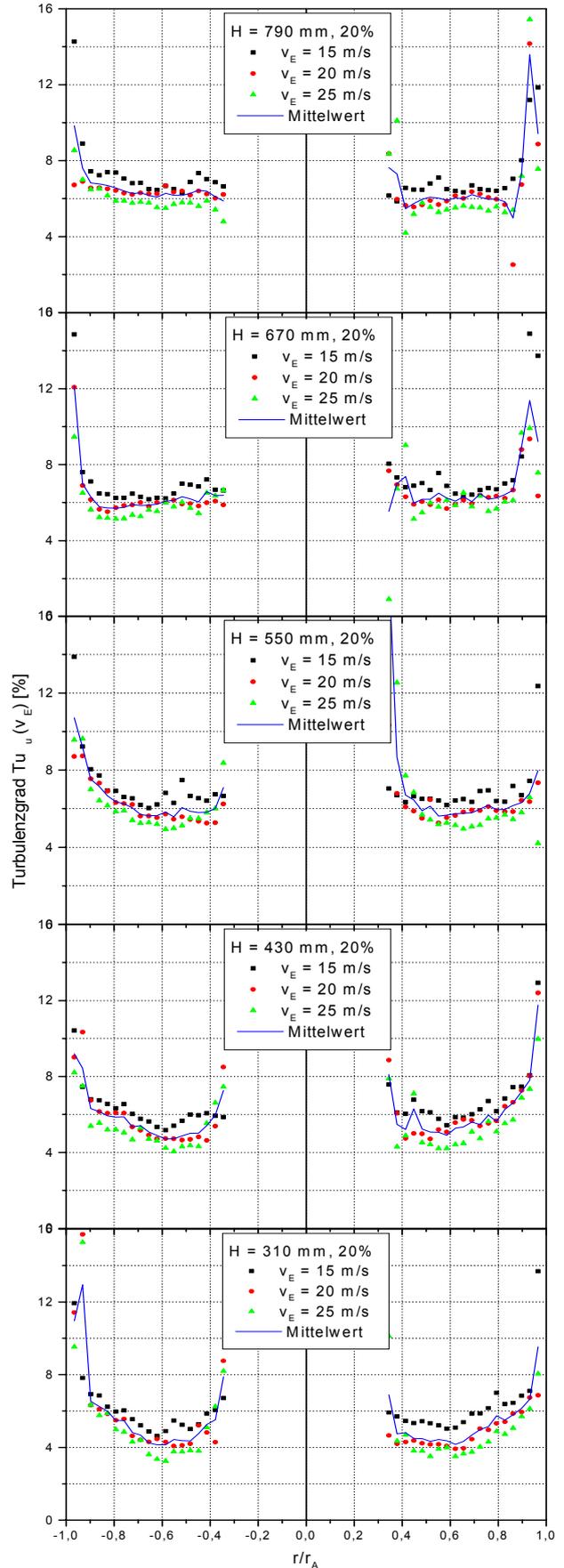
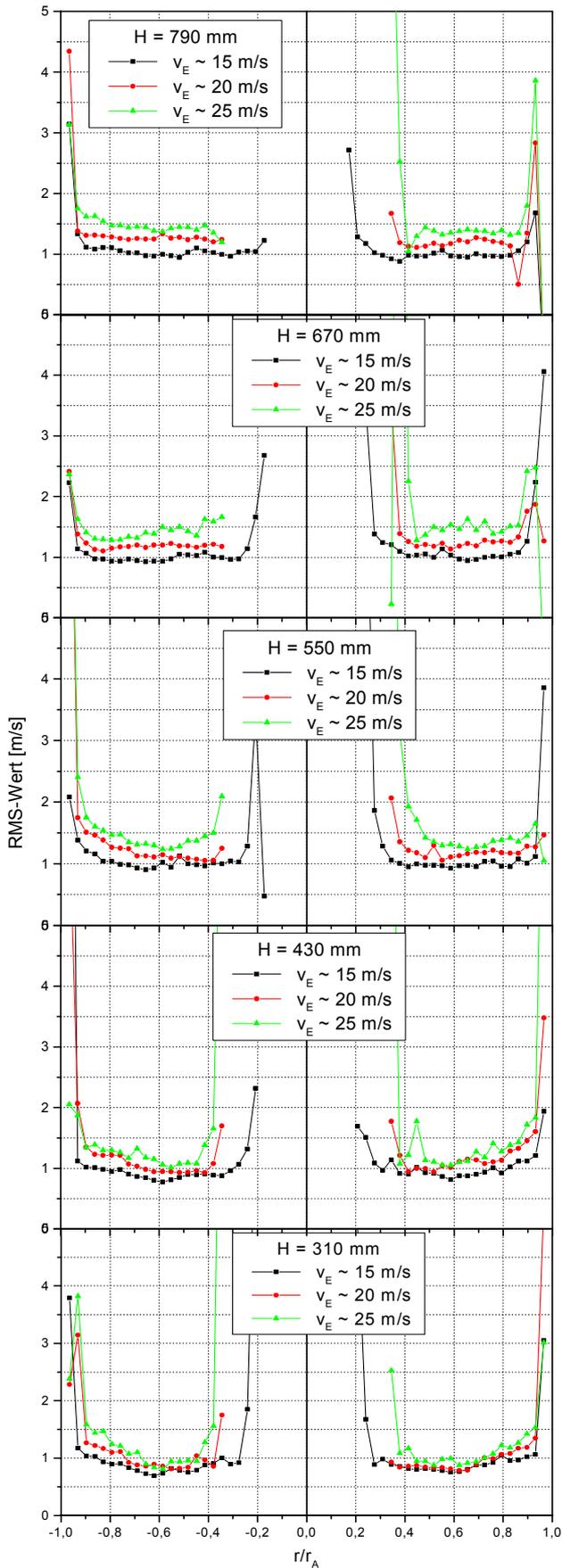


Bild 5.2.3.5: Standardabweichung und normierter Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 20\%$

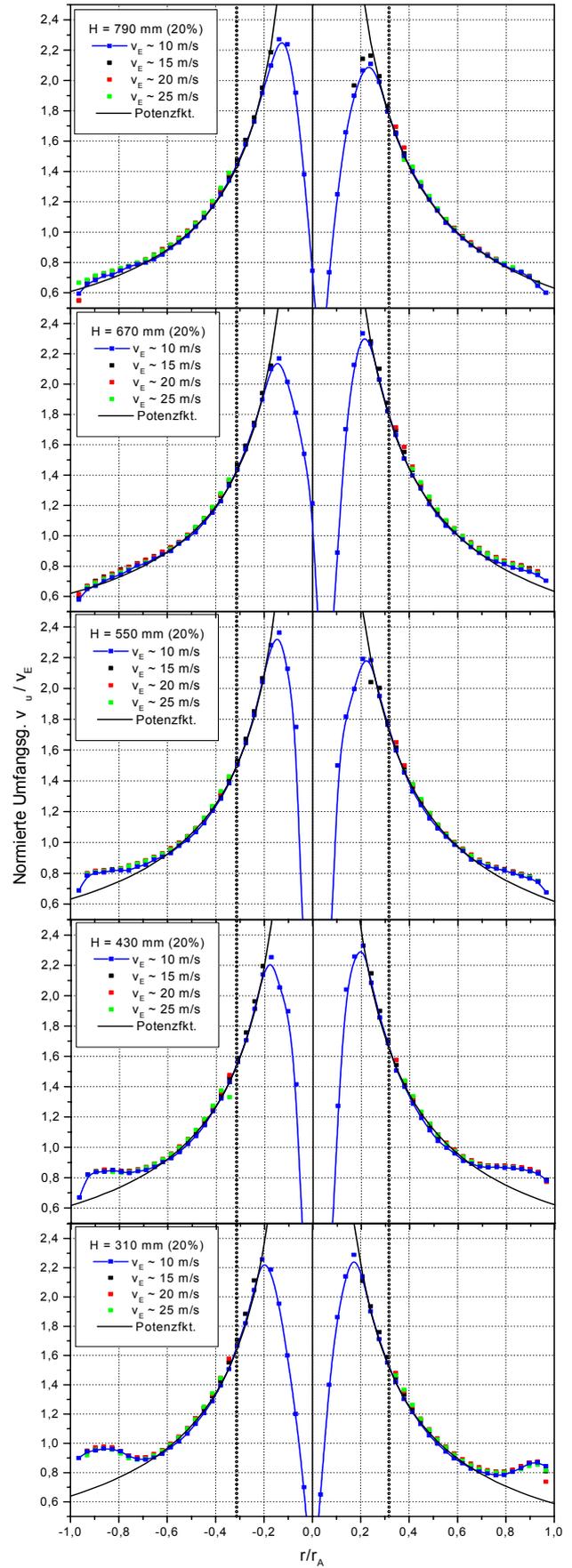
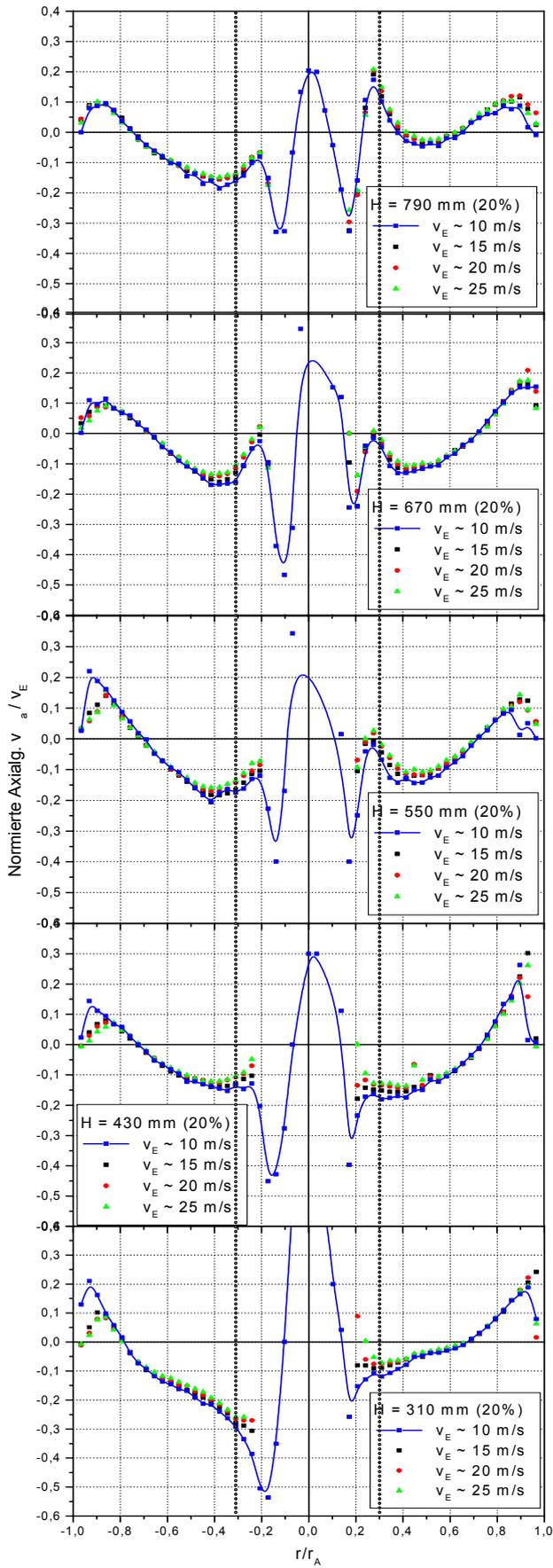


Bild 5.2.3.6: Normierte Axial- und Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 20\%$

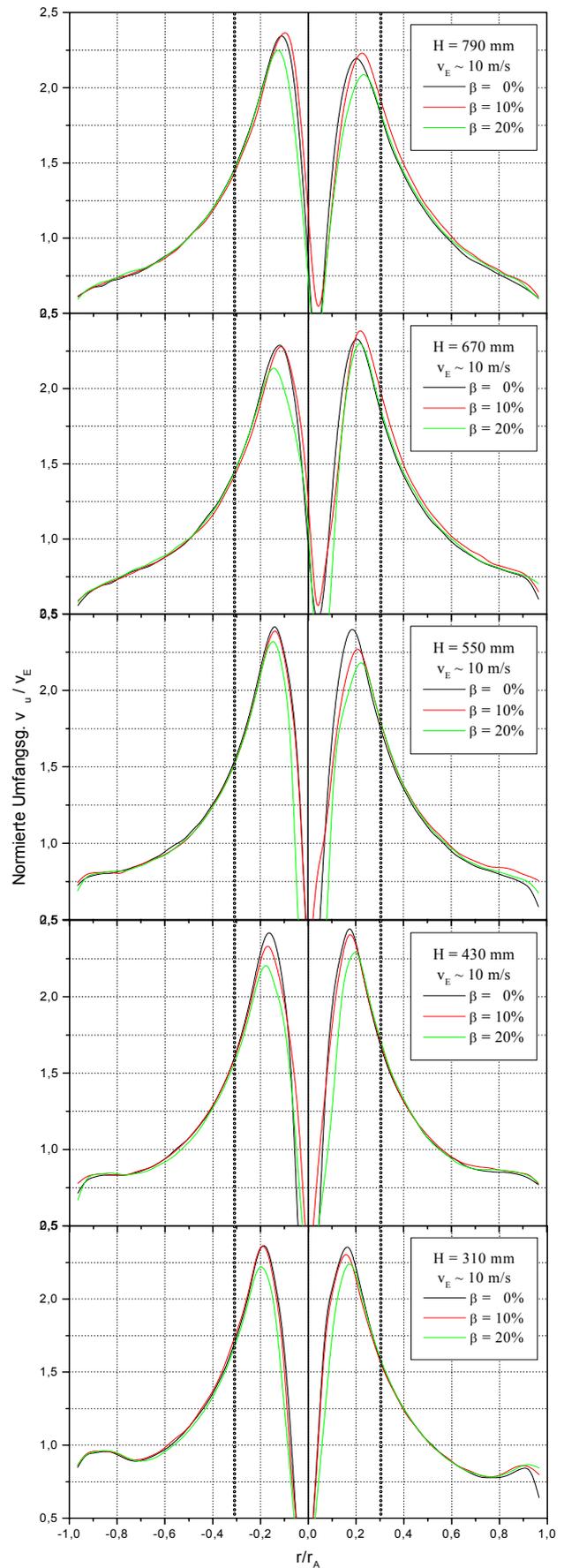
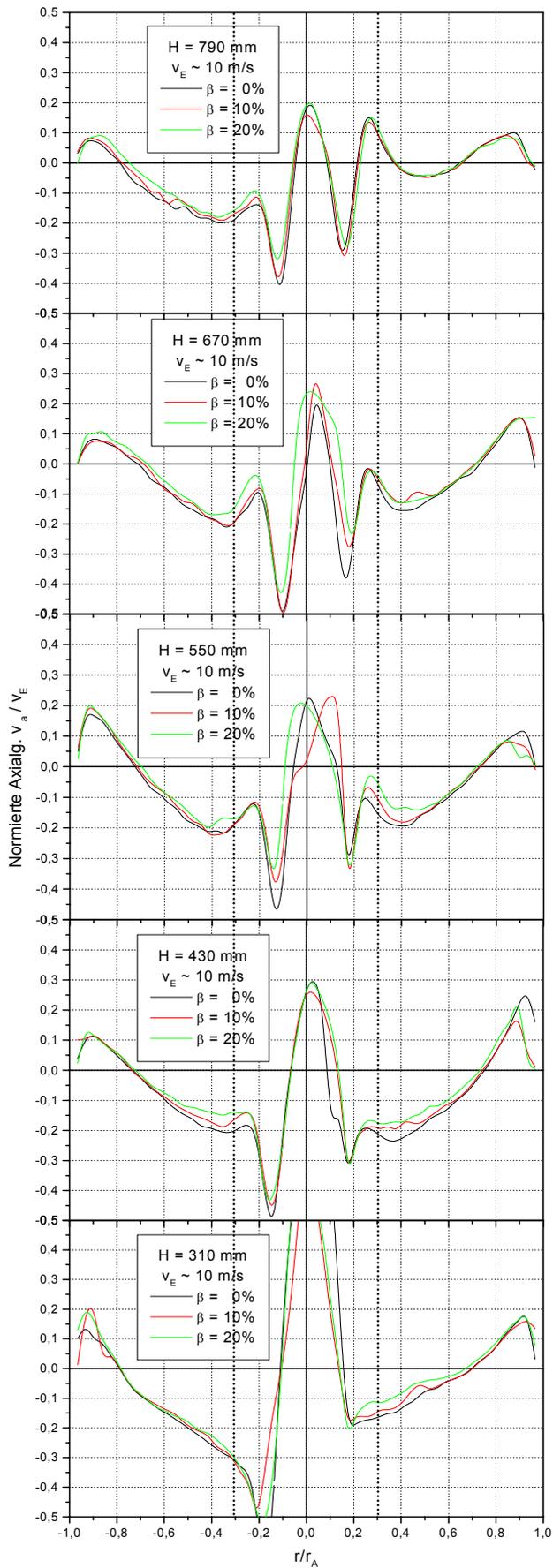


Bild 5.2.4.1: Vergleich der normierten Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

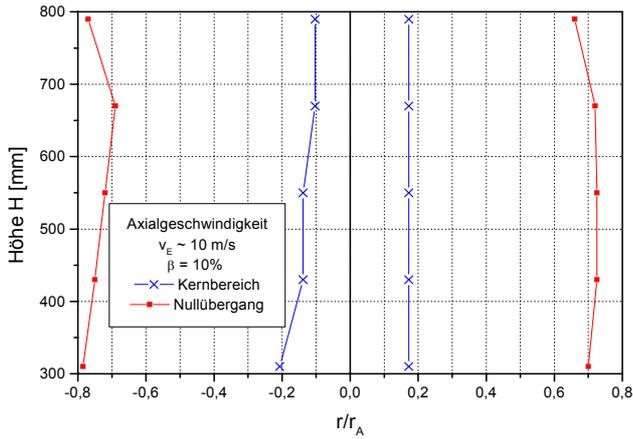


Bild 5.2.4.2.a: Bereichsgrenzen der Axialkomponente bei Volumenströmaufteilung $\beta = 10\%$

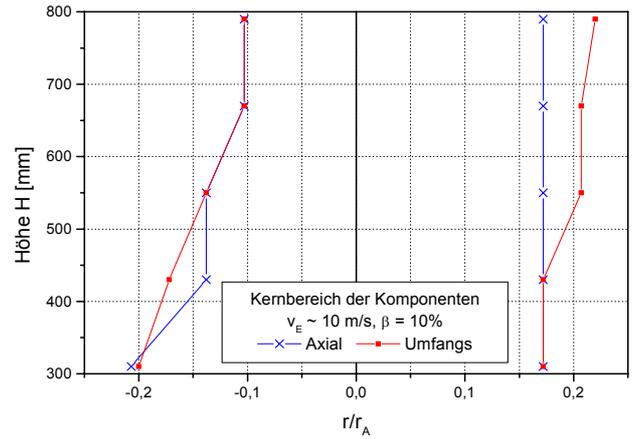


Bild 5.2.4.2.b: Kernbereich bei $\beta = 10\%$

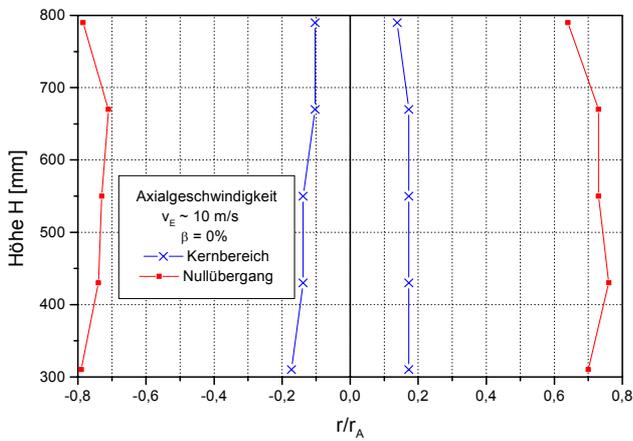


Bild 5.2.4.2.c: Bereichsgrenzen der Axialkomponente bei Volumenströmaufteilung $\beta = 0\%$

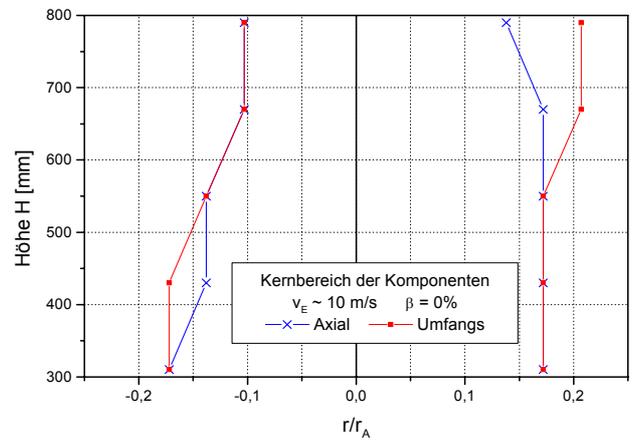


Bild 5.2.4.2.d: Kernbereich bei $\beta = 0\%$

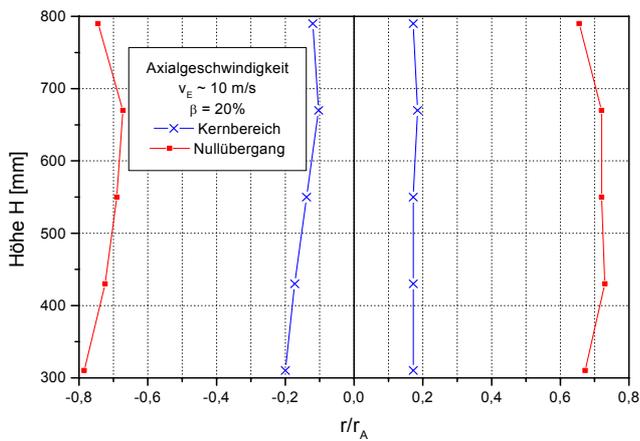


Bild 5.2.4.2.e: Bereichsgrenzen der Axialkomponente bei Volumenströmaufteilung $\beta = 20\%$

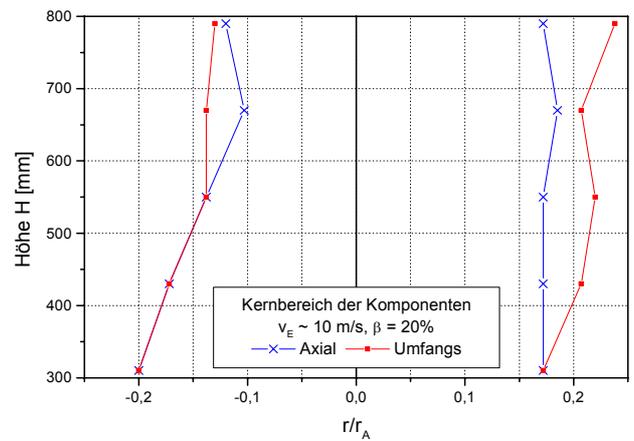


Bild 5.2.4.2.f: Kernbereich bei $\beta = 20\%$

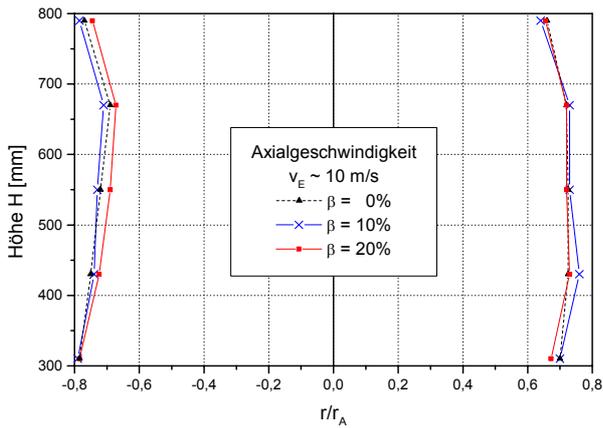


Bild 5.2.4.3.a: Äußere Bereichsgrenzen der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

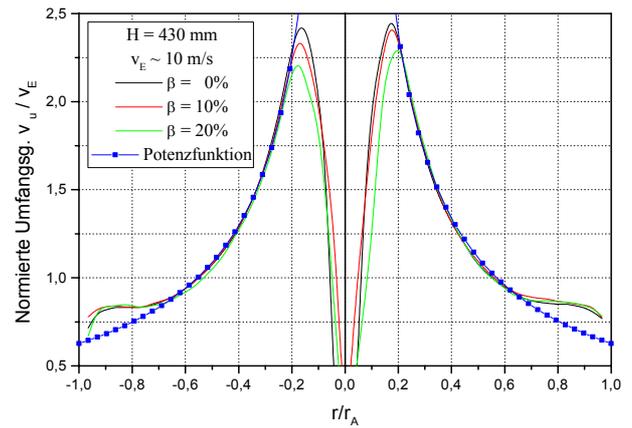


Bild 5.2.4.3.b: Umfangsgeschwindigkeit mit empirischem Potentialwirbelansatz bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

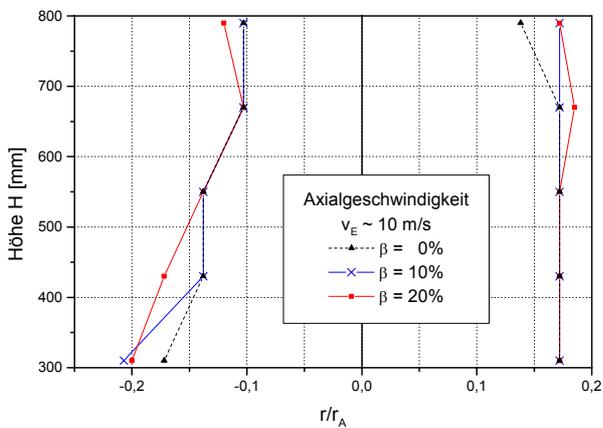


Bild 5.2.4.3.c: Vergleich des Kernbereiches der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

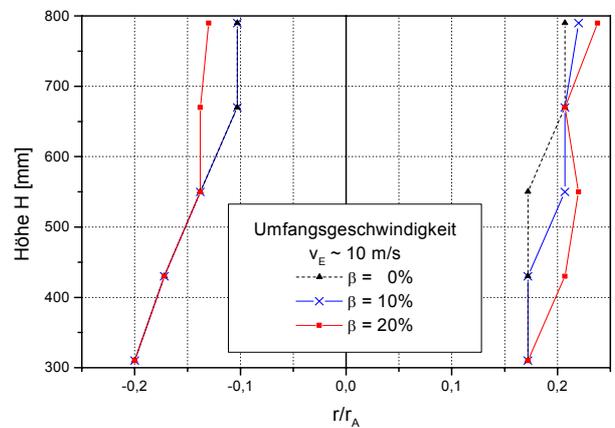


Bild 5.2.4.3.d: Vergleich des Kernbereiches der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

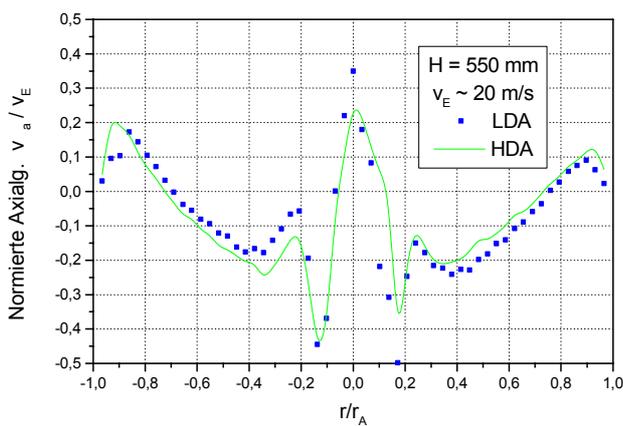


Bild 5.2.4.3.e: Vergleich der Messungen der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$

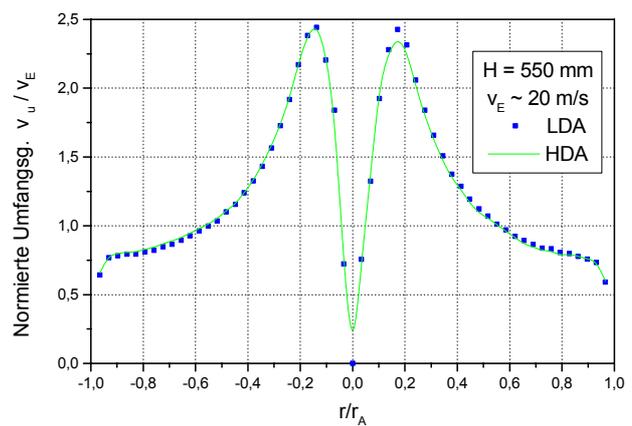


Bild 5.2.4.3.f: Vergleich der Messungen der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$

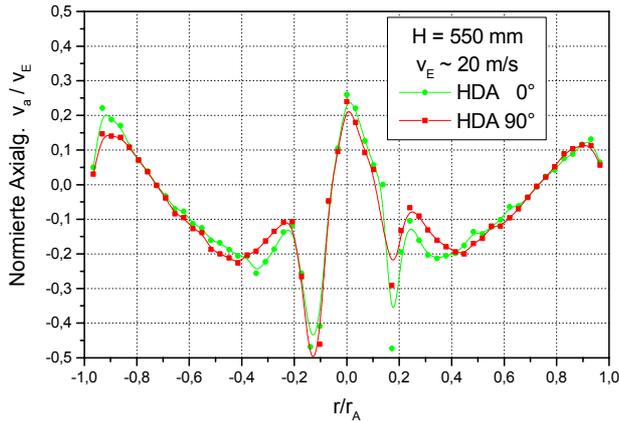


Bild 5.2.4.4.a: Vergleich der Symmetrie der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 0^\circ$

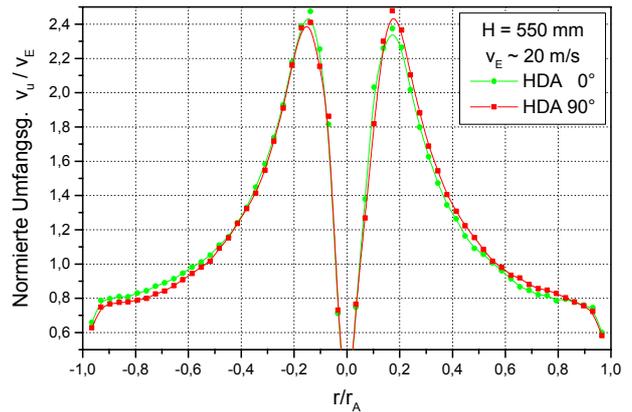


Bild 5.2.4.3.b: Vergleich der Symmetrie der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0^\circ$

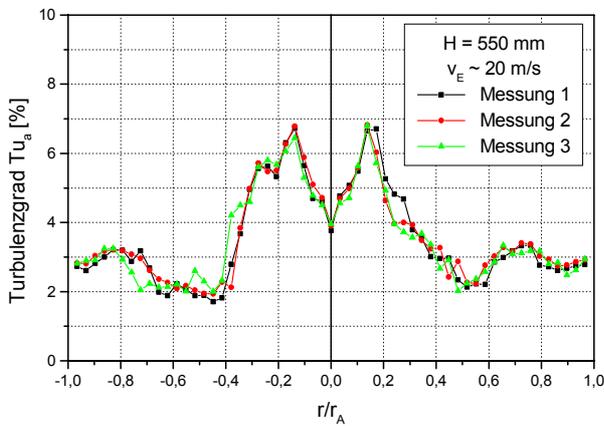


Bild 5.2.4.4.c: Turbulenzgrad der Axialgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta = 0^\circ$

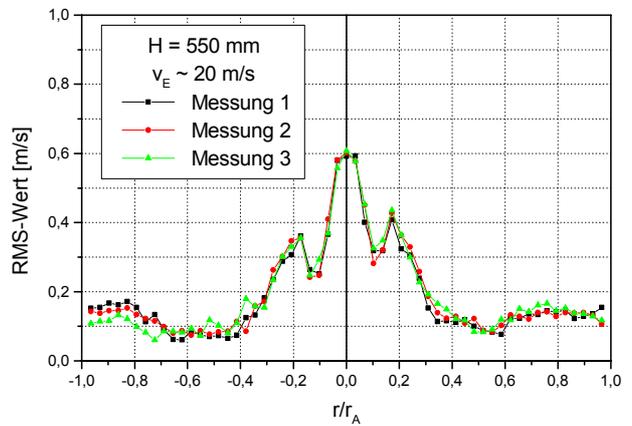


Bild 5.2.4.4.d: Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta = 0^\circ$

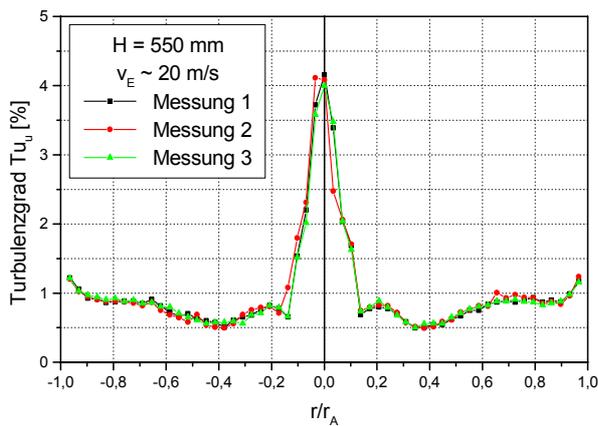


Bild 5.2.4.4.e: Turbulenzgrad der Umfangsgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta = 0^\circ$

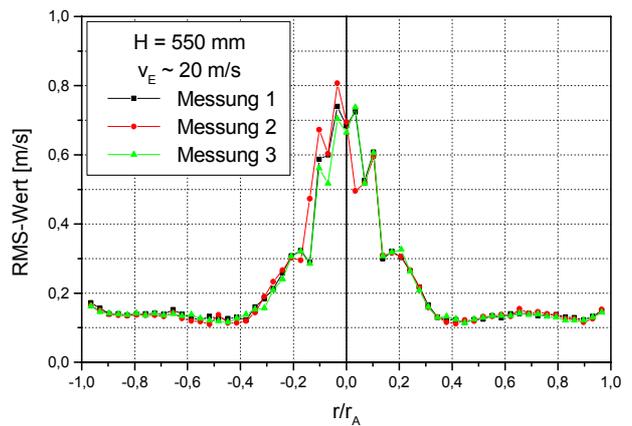


Bild 5.2.4.4.f: Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit gemessen mit HDA bei $\beta = 0^\circ$

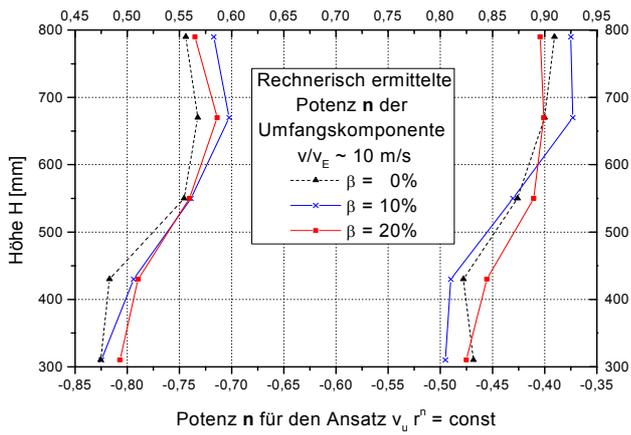


Bild 5.2.4.5.a: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

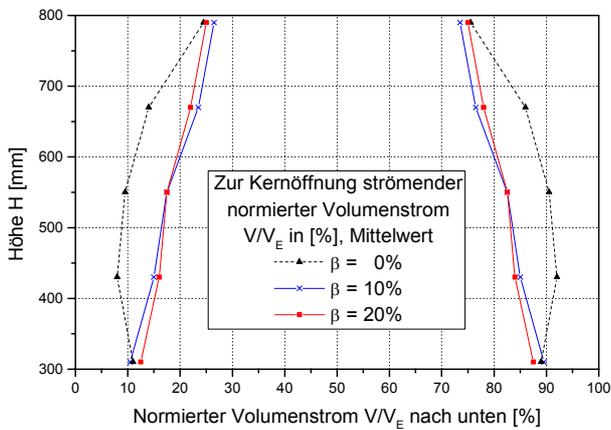


Bild 5.2.4.5.b: Zur Kernöffnung strömender normierter Volumenstrom bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

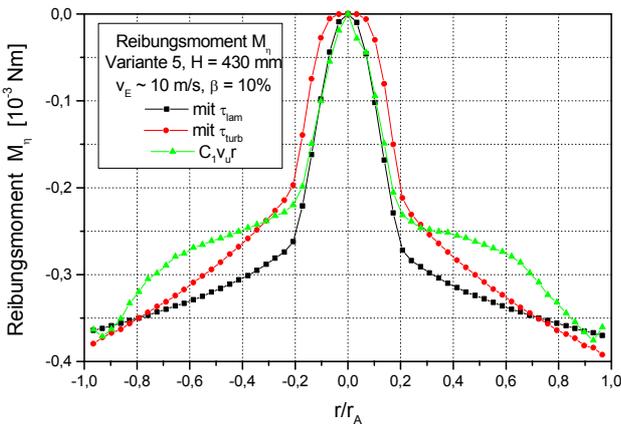


Bild 5.2.4.5.c: Verlauf des Reibungsmomentes mit laminarer und turbulenter Schubspannung

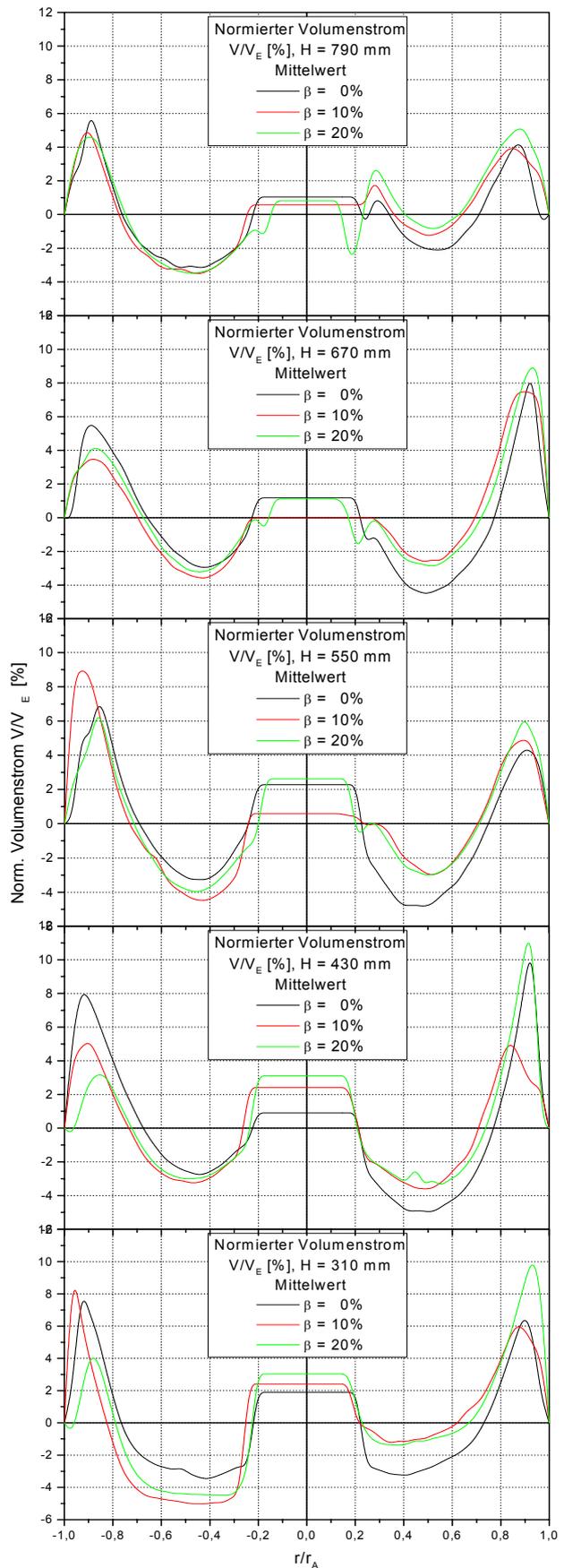


Bild 5.2.4.5.d: Normierter Volumenstrom \dot{V} / \dot{V}_E bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

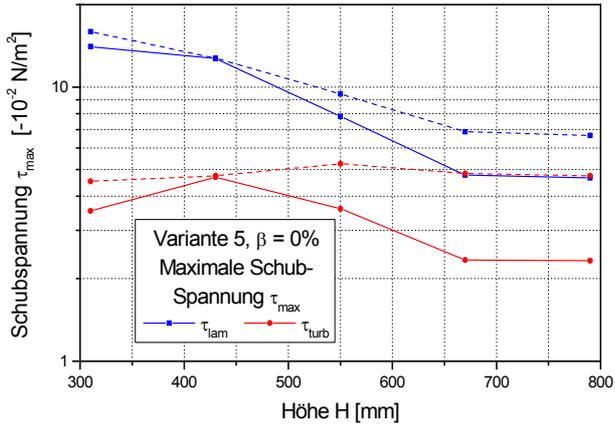


Bild 5.2.4.6.a: Maximale Schubspannung der Umfangskomponente bei $\beta = 0\%$

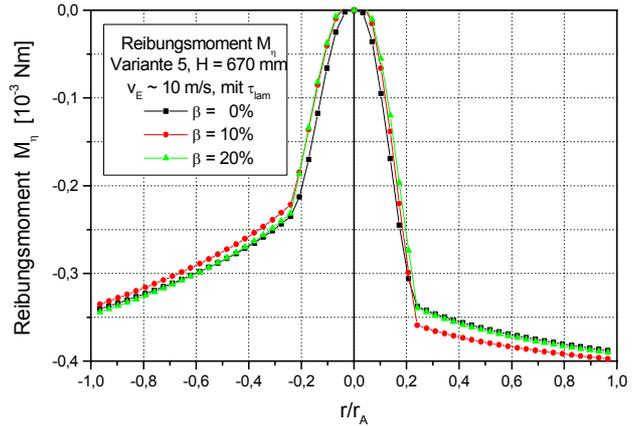


Bild 5.2.4.6.b: Vergleich des Reibungsmomentes mit laminarer Schubspannung bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

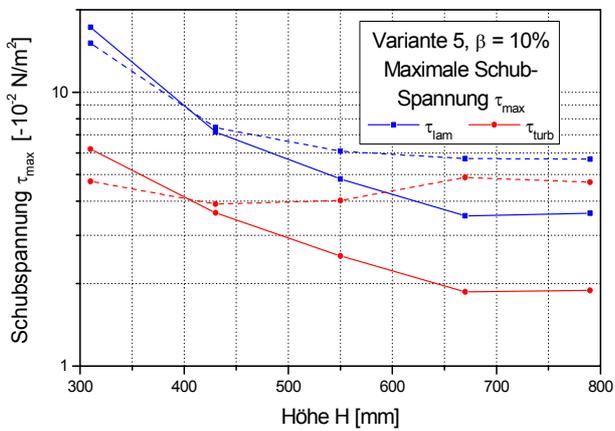


Bild 5.2.4.6.c: Maximale Schubspannung der Umfangskomponente bei $\beta = 10\%$

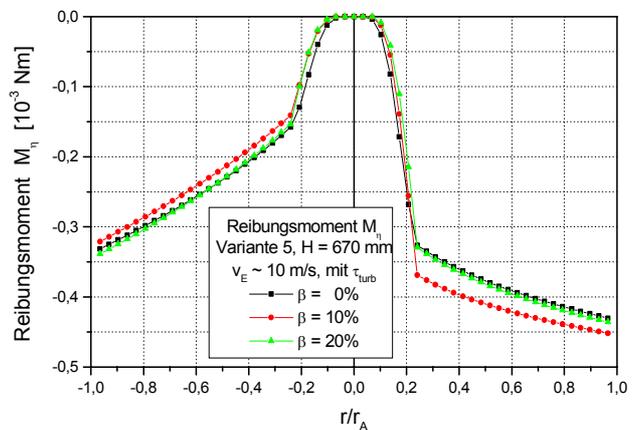


Bild 5.2.4.6.d: Vergleich des Reibungsmomentes mit turbulenter Schubspannung bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

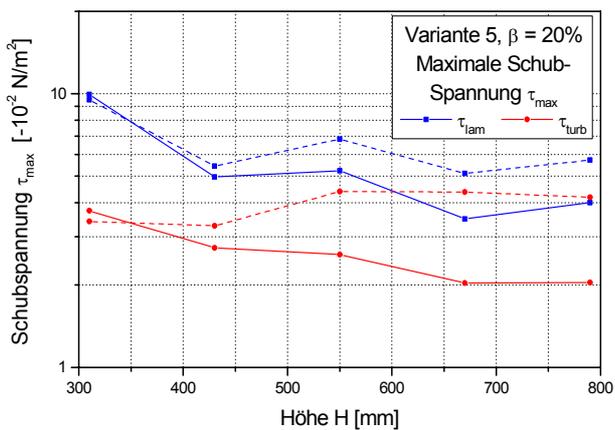


Bild 5.2.4.6.e: Maximale Schubspannung der Umfangskomponente bei $\beta = 20\%$

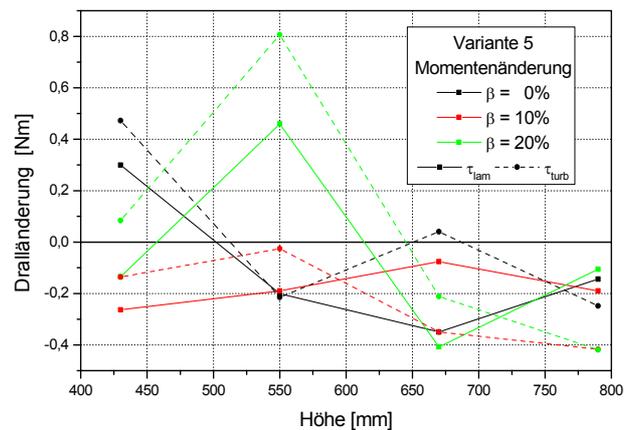
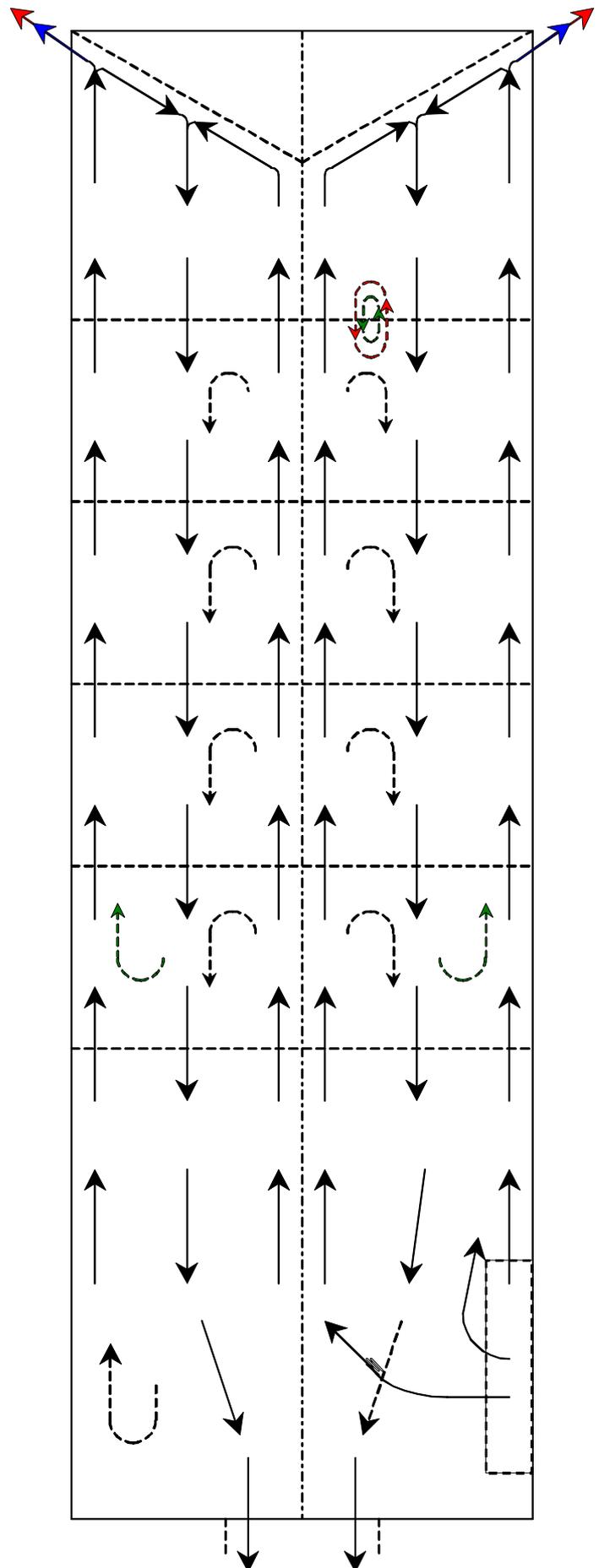
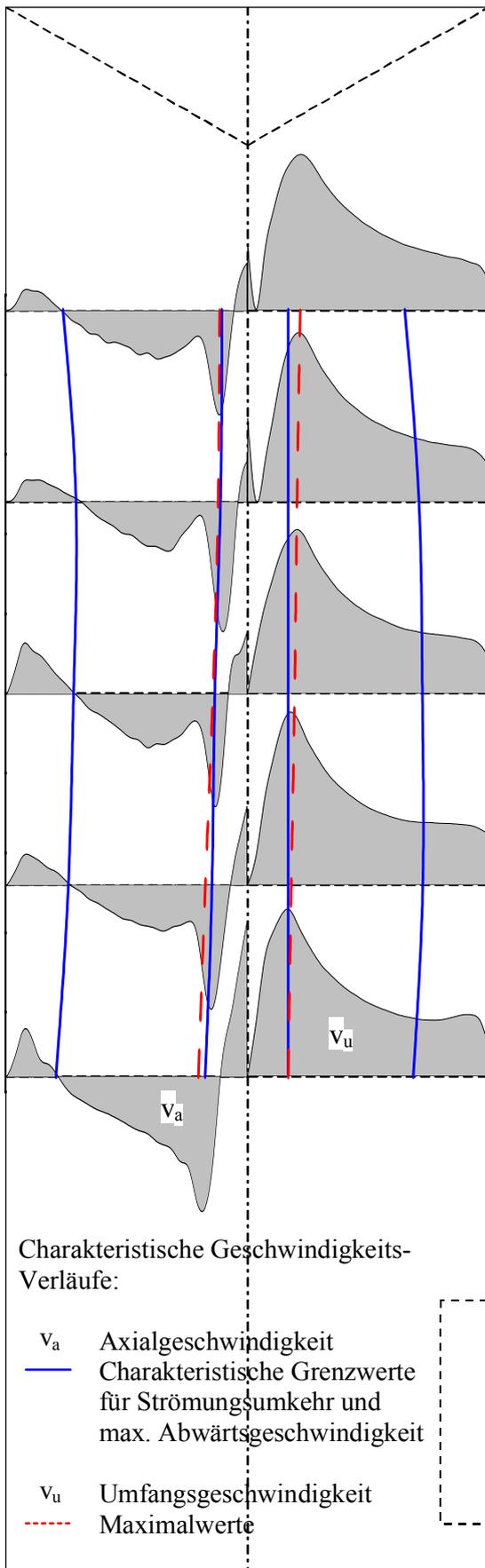


Bild 5.2.4.6.f: Änderung des Reibungsmomentes über die Höhe bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.



nur bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$, $\beta = 20\%$

Bild 5.2.4.7: Gesamtdarstellung

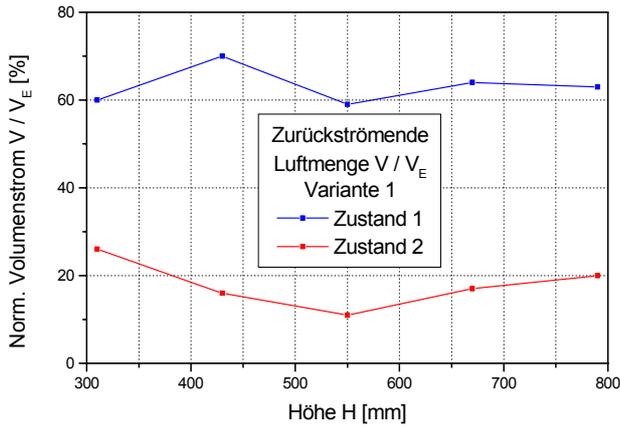


Bild 5.3.1.a: Zurückströmende Luftmenge auf den Eintrittsstrom bezogen

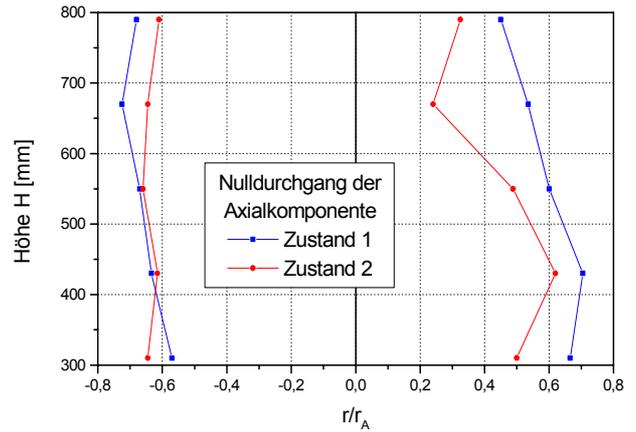


Bild 5.3.1.b: Null-Durchgang der Axialkomponente beider Zustände

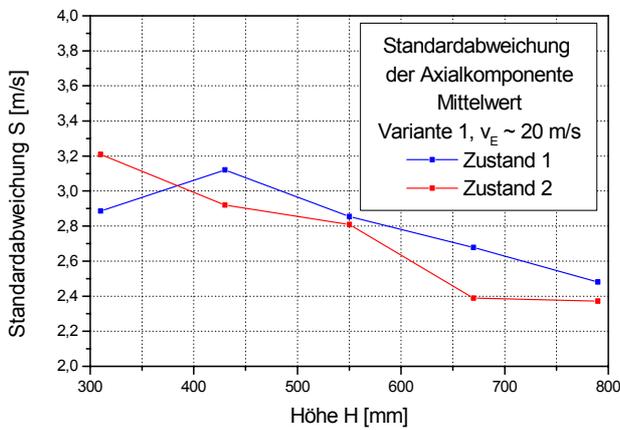


Bild 5.3.1.c: Mittlere Standardabweichung der Axialgeschwindigkeit

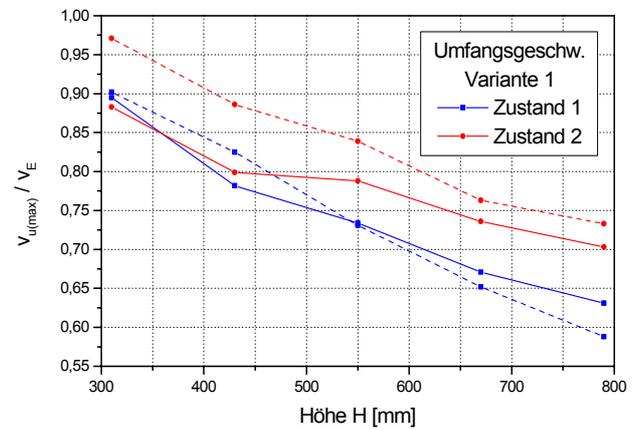


Bild 5.3.1.d: Maximalwerte der Umfangskomponente beider Zustände

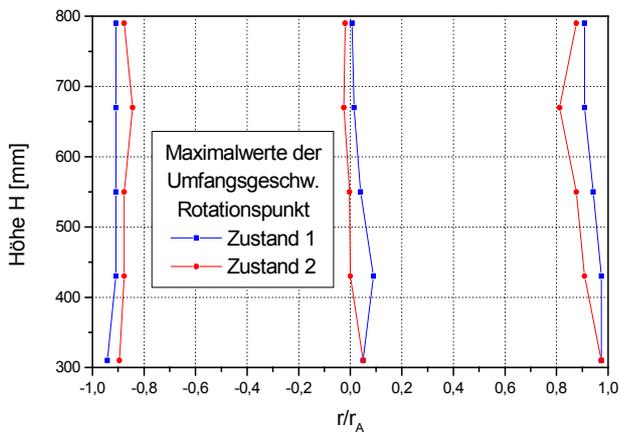


Bild 5.3.1.e: Ort des Maximalwertes und des Rotationspunktes der Umfangskomponente

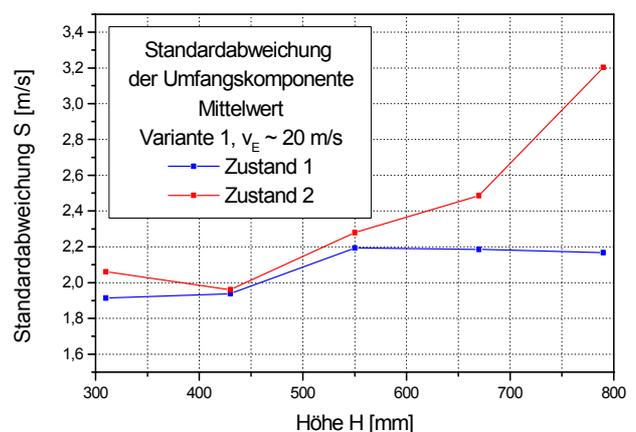


Bild 5.3.1.f: Mittlere Standardabweichung der Umfangsgeschwindigkeit

Generell gilt für linke und für rechte Seite.

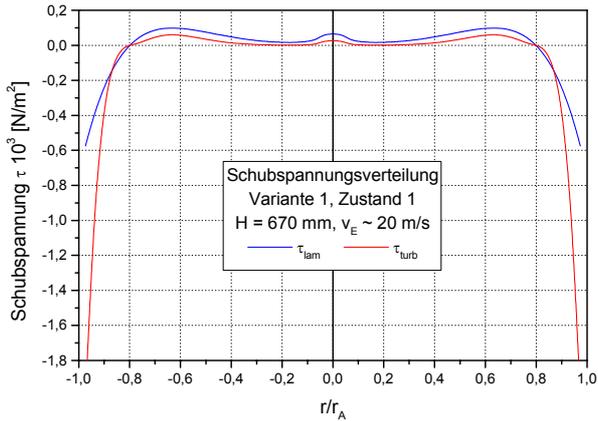


Bild 5.3.2.a: Schubspannungsverteilung beim Zustand 1 (laminar/turbulent)

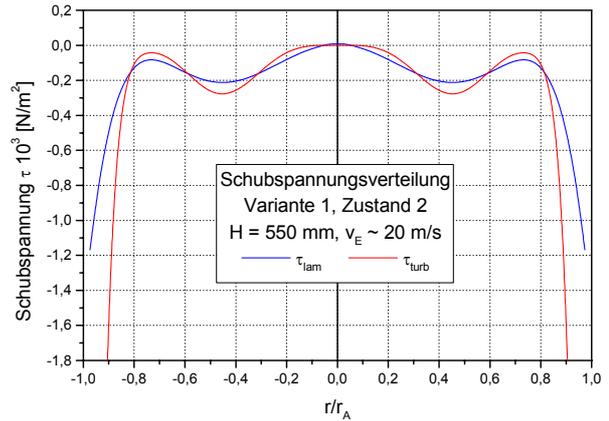


Bild 5.3.2.b: Schubspannungsverteilung beim Zustand 2 (laminar/turbulent)

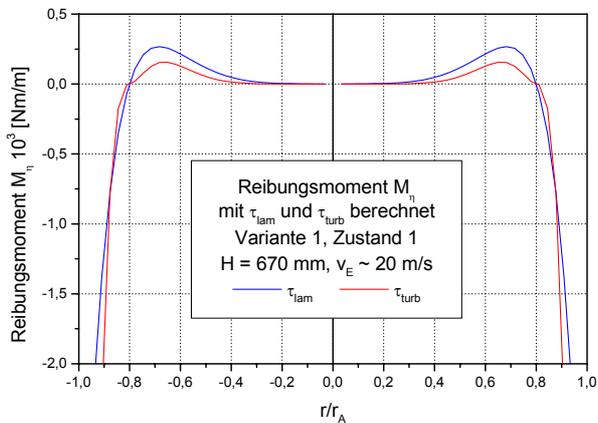


Bild 5.3.2.c: Verteilung des Reibungsmoments bei dem Zustand 1

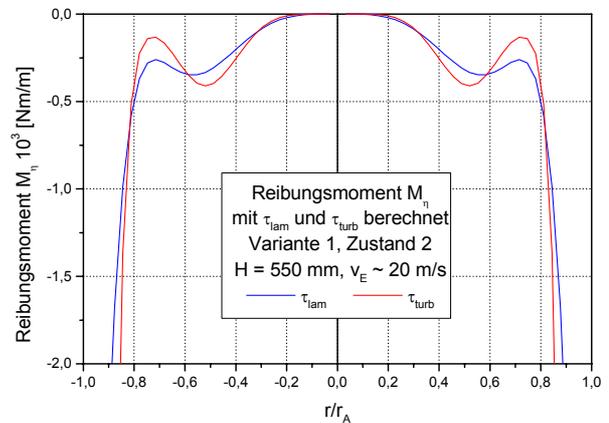


Bild 5.3.2.d: Verteilung des Reibungsmoments bei dem Zustand 2

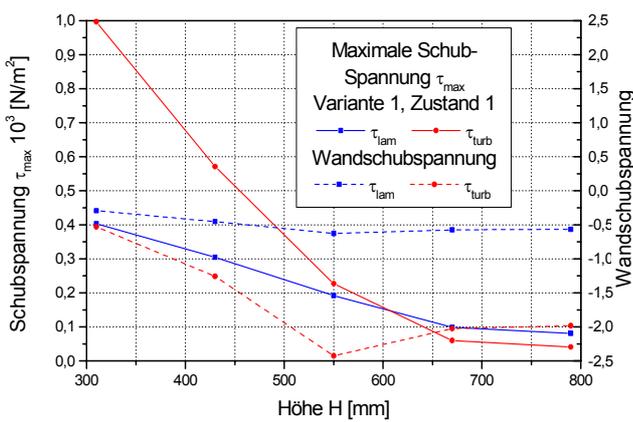


Bild 5.3.2.e: Maximale Schubspannung nach der Höhe beim Zustand 1

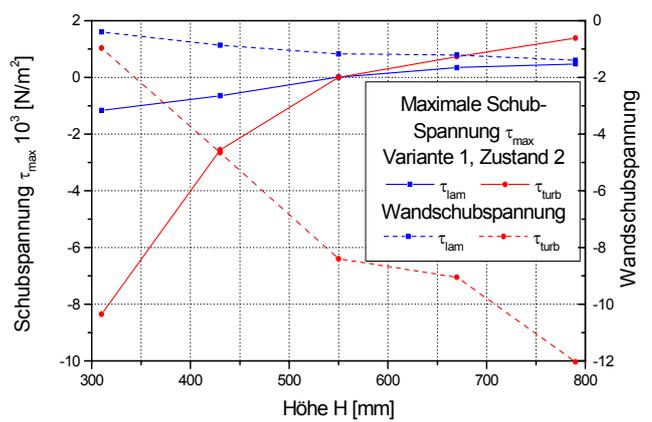


Bild 5.3.2.f: Maximale Schubspannung nach der Höhe beim Zustand 2

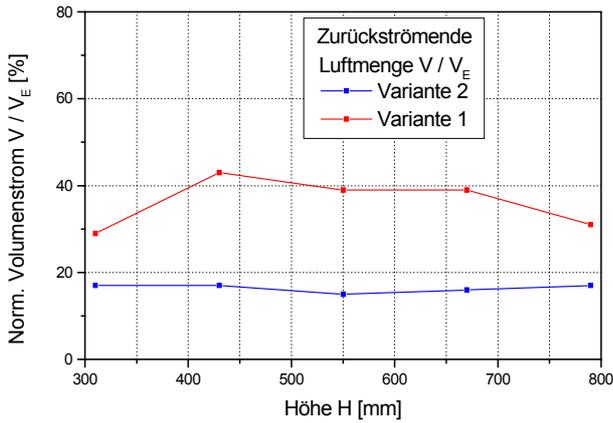


Bild 5.4.1.a: Zurückströmende Luftmenge auf den Eintrittsstrom bezogen

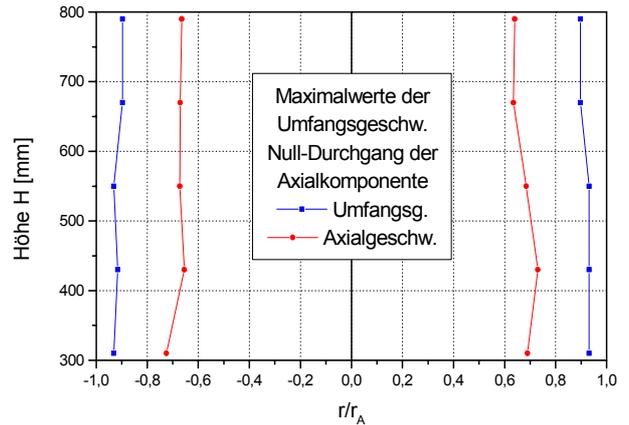


Bild 5.4.1.b: Maximalwerte und Null-Durchgang der Komponenten

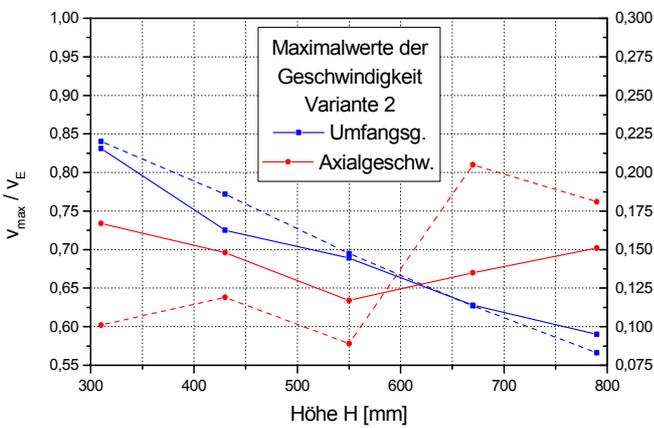


Bild 5.4.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten

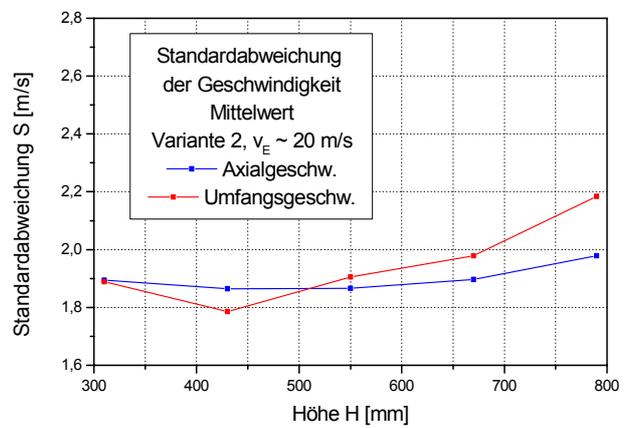


Bild 5.4.1.d: Mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten

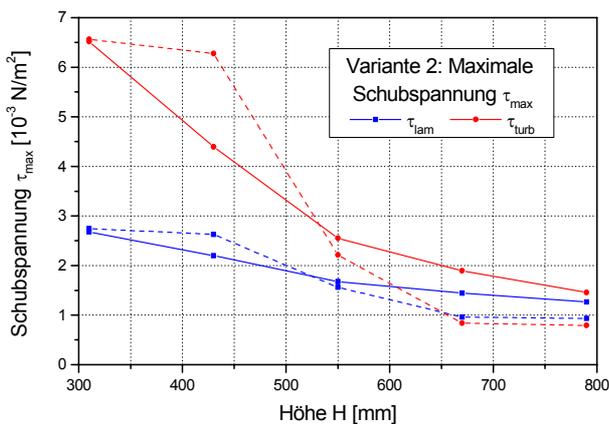


Bild 5.4.1.e: Maximale Schubspannung über die Höhe

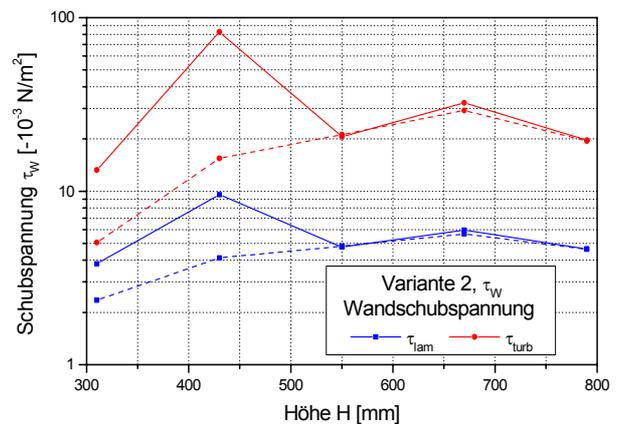


Bild 5.4.1.f: Maximale Wandschubspannung über die Höhe

Generell gilt — für linke und für rechte Seite.

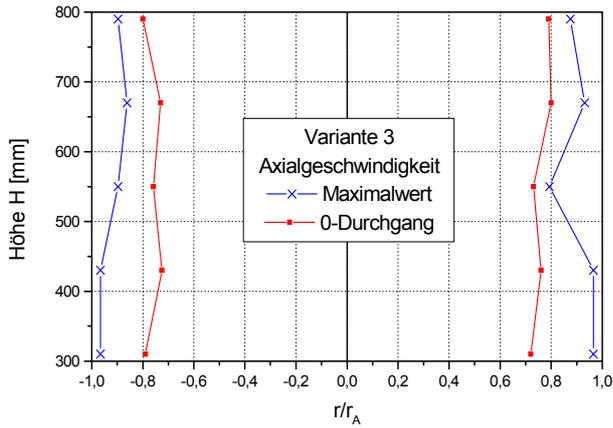


Bild 5.5.1.a: Maximalwert und Nulldurchgang der Axialkomponente

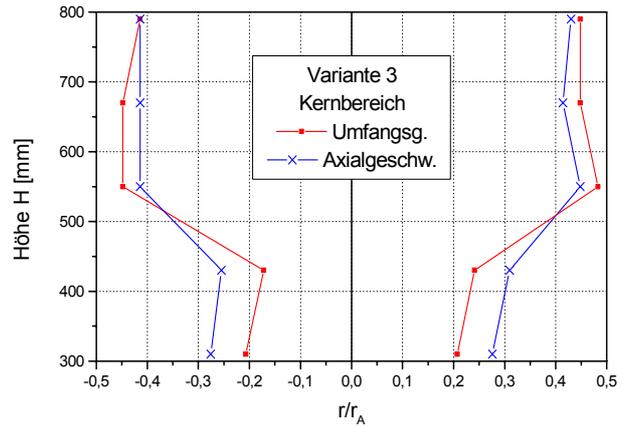


Bild 5.5.1.b: Kernbereich der Variante 3

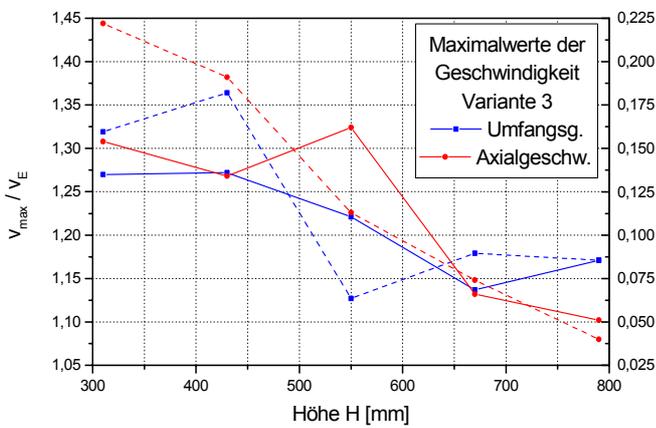


Bild 5.5.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten

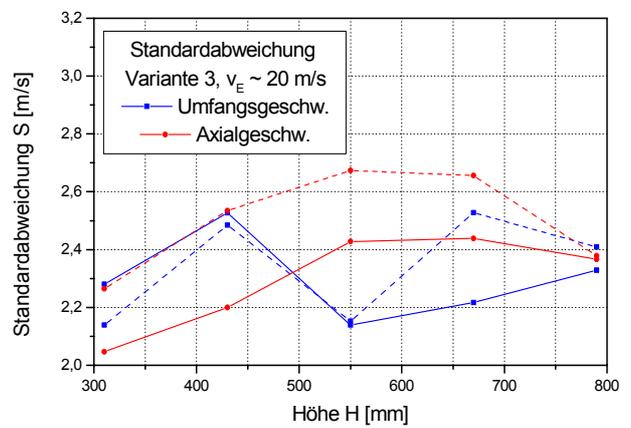


Bild 5.5.1.d: Mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten

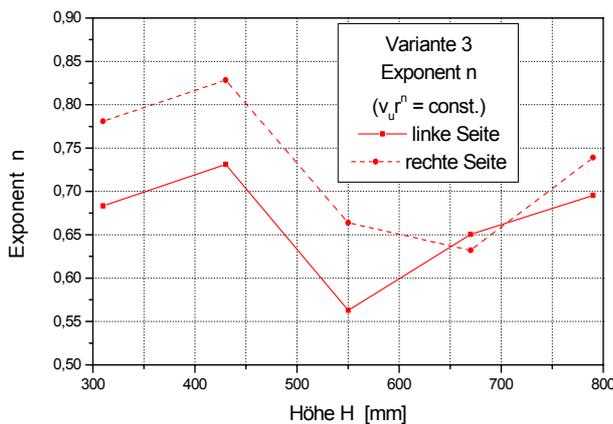


Bild 5.5.1.e: Exponent n für beide Seiten

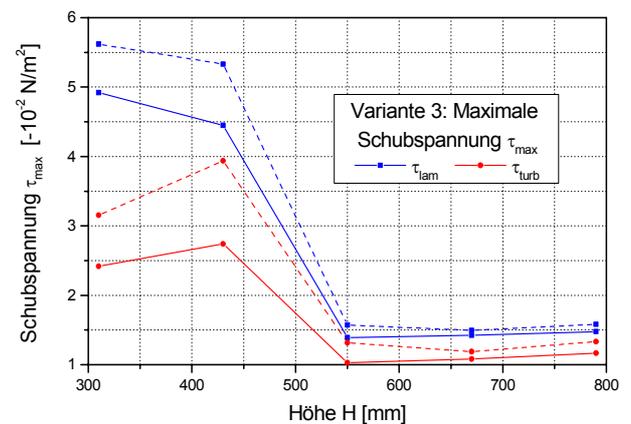


Bild 5.5.1.f: Maximale Schubspannung über die Höhe

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

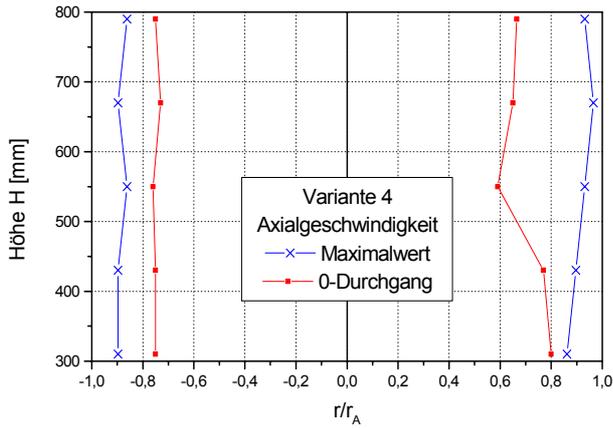


Bild 5.6.1.a: Maximalwert und Nulldurchgang der Axialkomponente

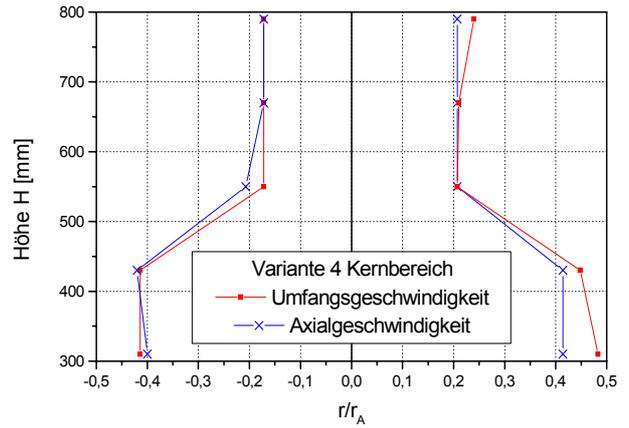


Bild 5.6.1.b: Kernbereich der Variante 4

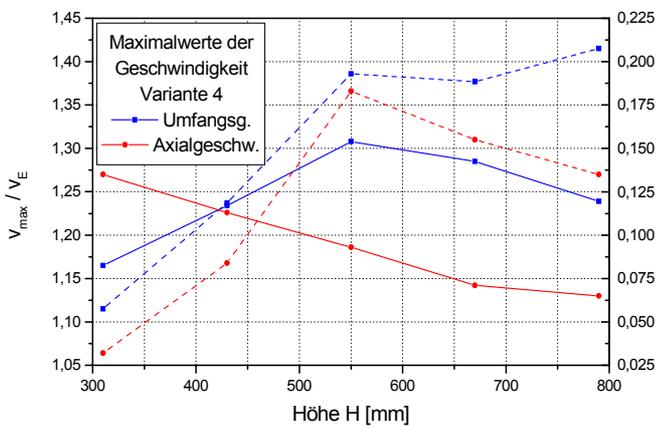


Bild 5.6.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten

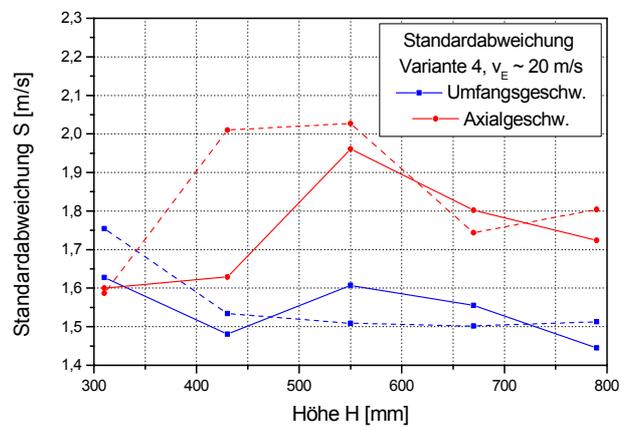


Bild 5.6.1.d: Mittlere Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponenten

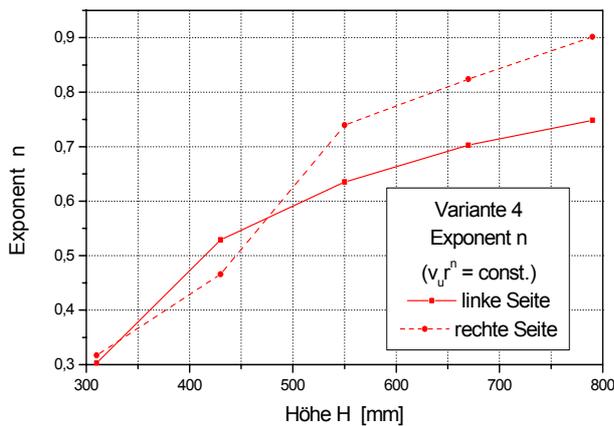


Bild 5.6.1.e: Exponent n für beide Seiten

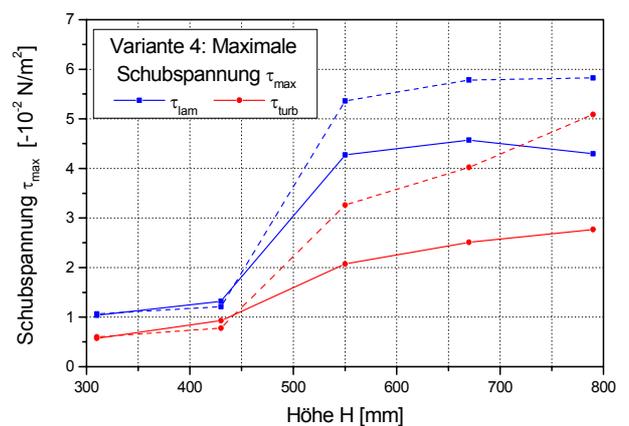


Bild 5.6.1.f: Maximale Schubspannung über die Höhe

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

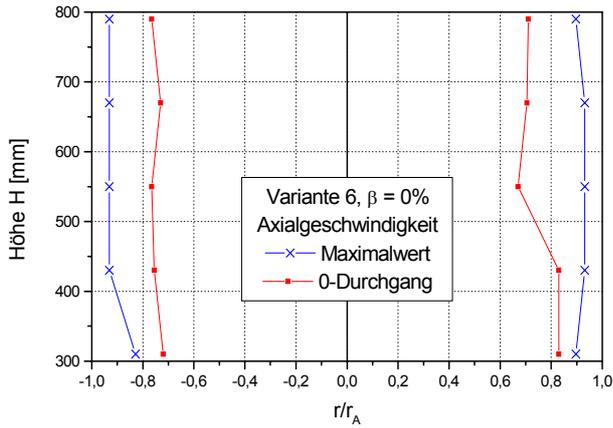


Bild 5.7.1.a: Maximalwert und Nulldurchgang der Axialkomponente bei $\beta = 0\%$

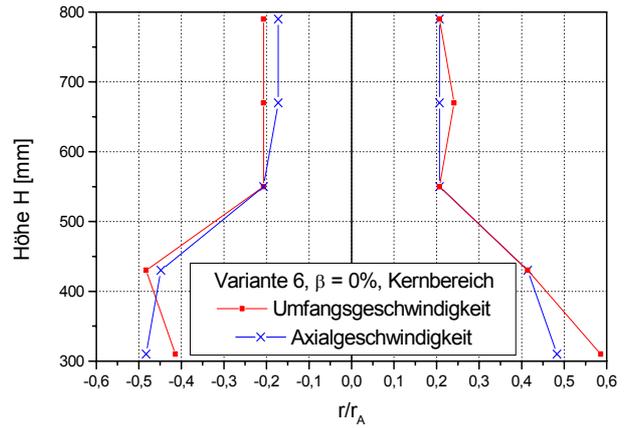


Bild 5.7.1.b: Kernbereich bei $\beta = 0\%$

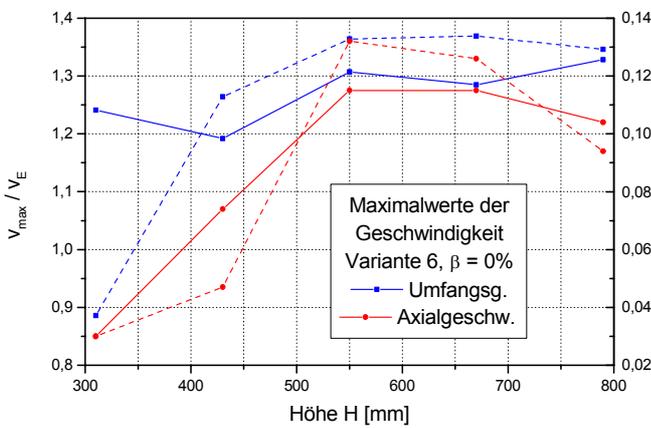


Bild 5.7.1.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten bei $\beta = 0\%$

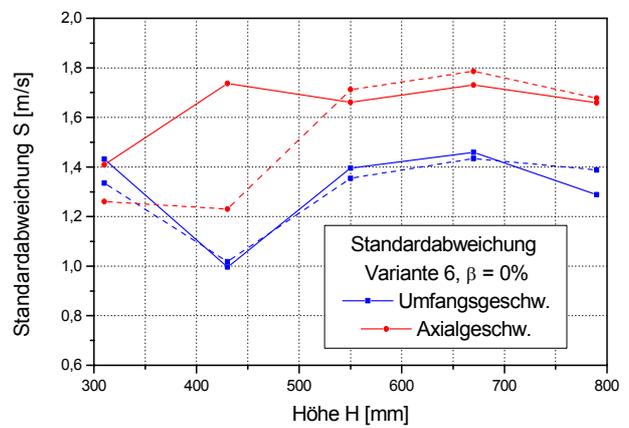


Bild 5.7.1.d: Mittlere Standardabweichung der Komponenten bei $\beta = 0\%$

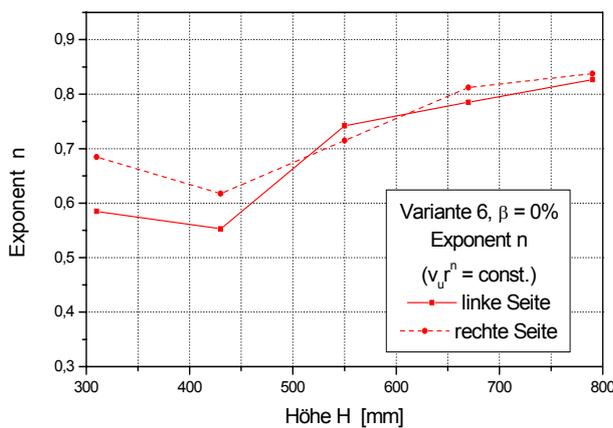


Bild 5.7.1.e: Exponent n bei $\beta = 0\%$

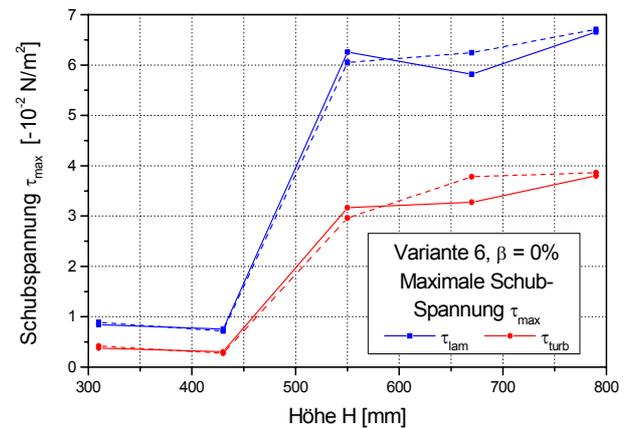


Bild 5.7.1.f: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta = 0\%$

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

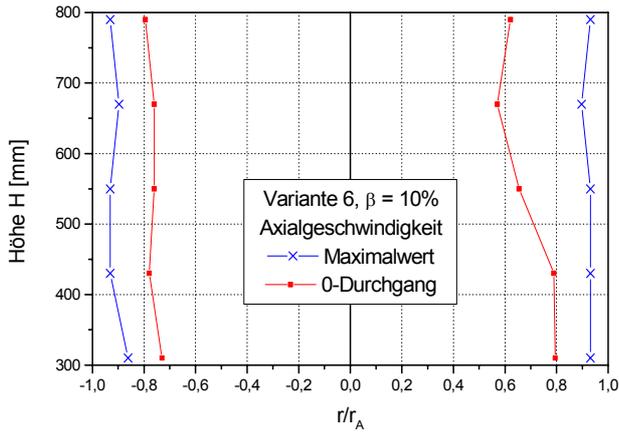


Bild 5.7.2.a: Maximalwert und Nulldurchgang der Axialkomponente bei $\beta = 10\%$

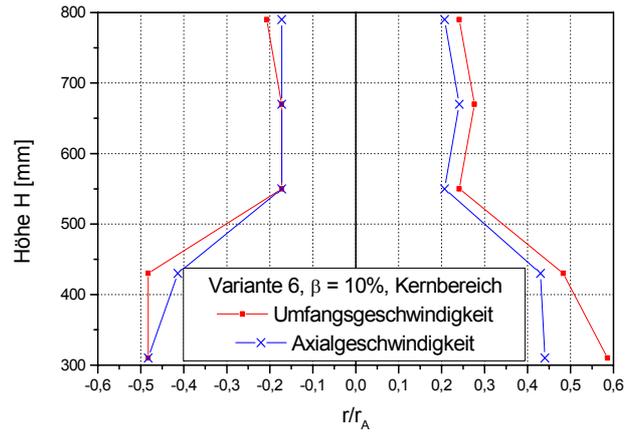


Bild 5.7.2.b: Kernbereich bei $\beta = 10\%$

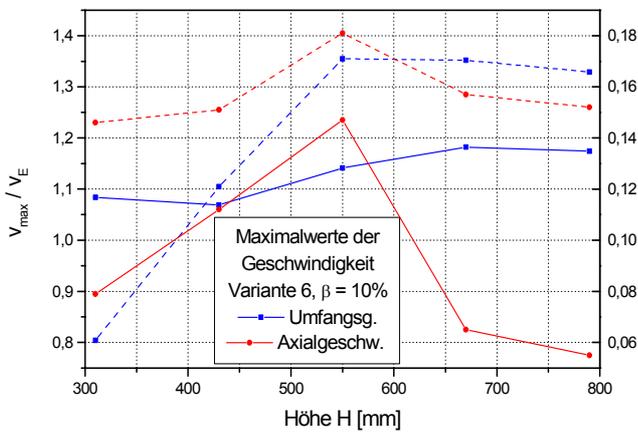


Bild 5.7.2.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten bei $\beta = 10\%$

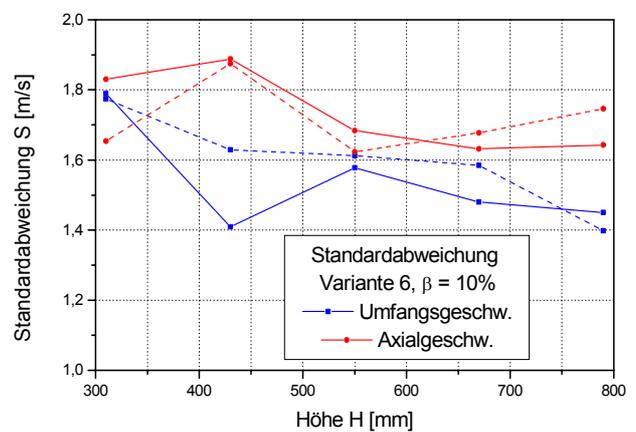


Bild 5.7.2.d: Mittlere Standardabweichung der Komponenten bei $\beta = 10\%$

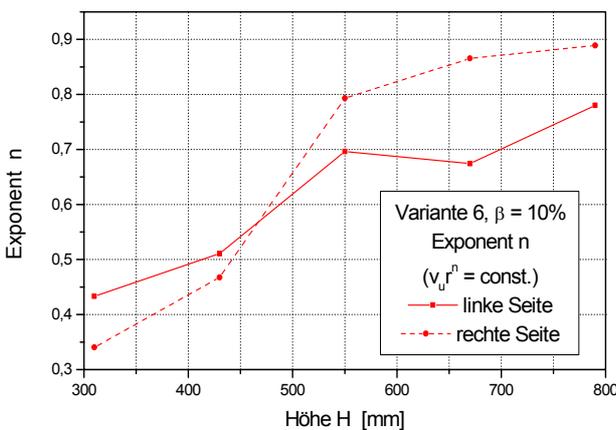


Bild 5.7.2.e: Exponent n bei $\beta = 10\%$

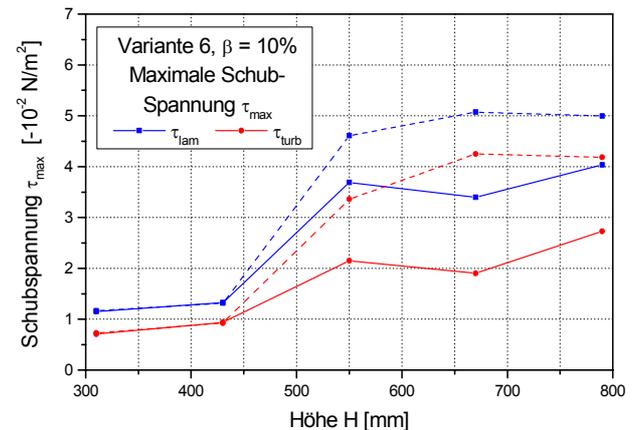


Bild 5.7.2.f: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta = 10\%$

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

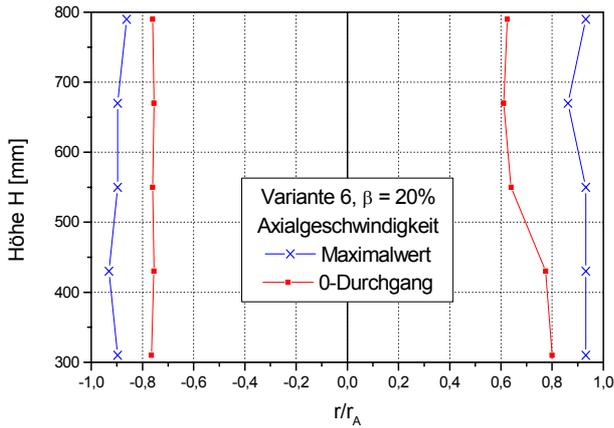


Bild 5.7.3.a: Maximalwert und Nulldurchgang der Axialkomponente bei $\beta = 20\%$

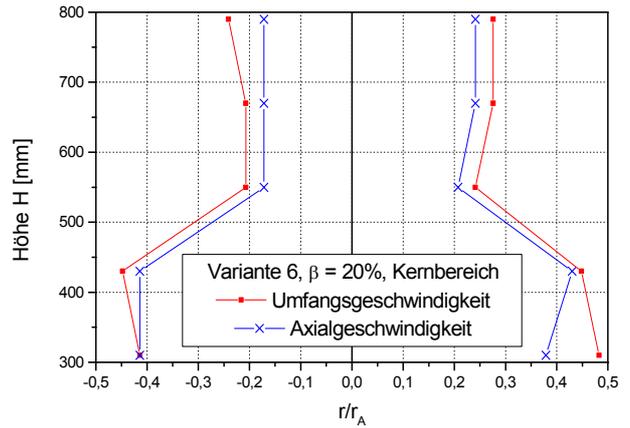


Bild 5.7.3.b: Kernbereich bei $\beta = 20\%$

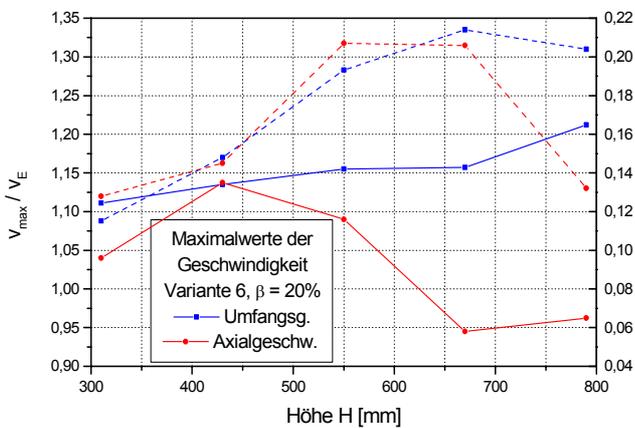


Bild 5.7.3.c: Maximalwerte der Geschwindigkeitskomponenten bei $\beta = 20\%$

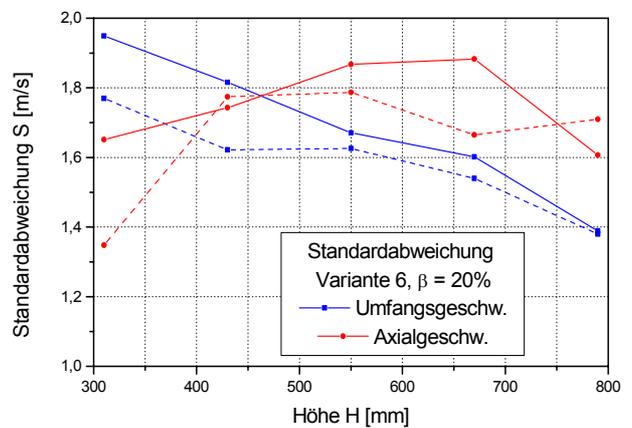


Bild 5.7.3.d: Mittlere Standardabweichung der Komponenten bei $\beta = 20\%$

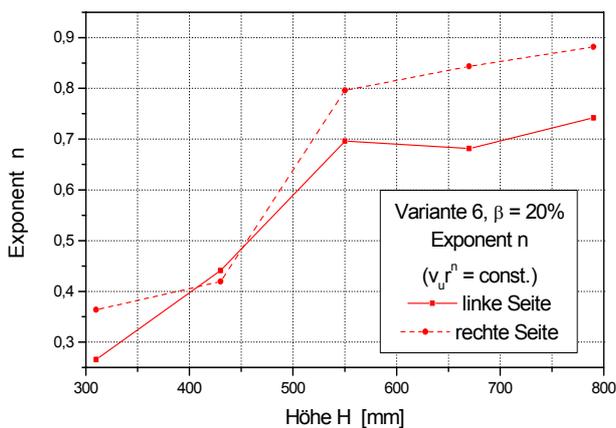


Bild 5.7.3.e: Exponent n bei $\beta = 20\%$

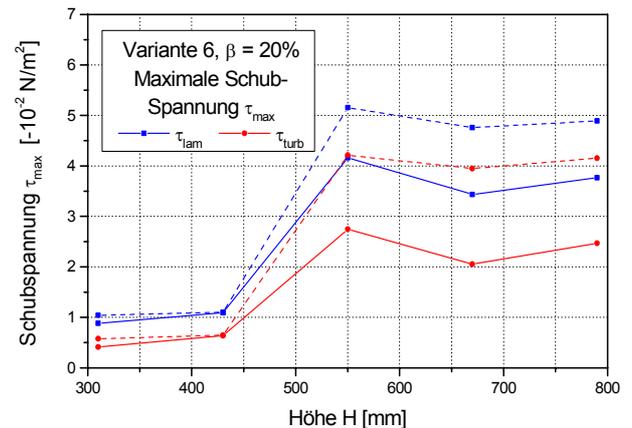


Bild 5.7.3.f: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta = 20\%$

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

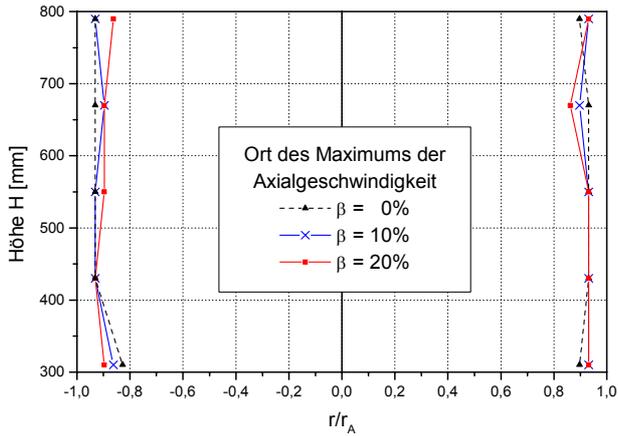


Bild 5.7.4.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

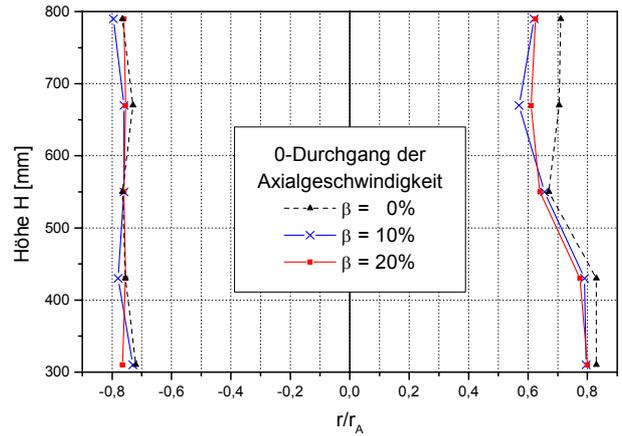


Bild 5.7.4.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

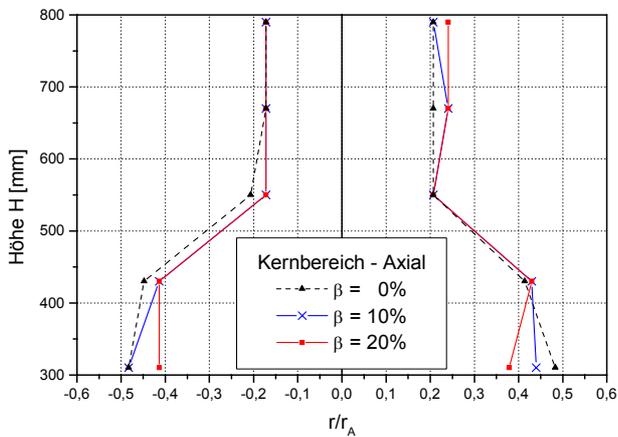


Bild 5.7.4.c: Kernbereich der Axialkomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

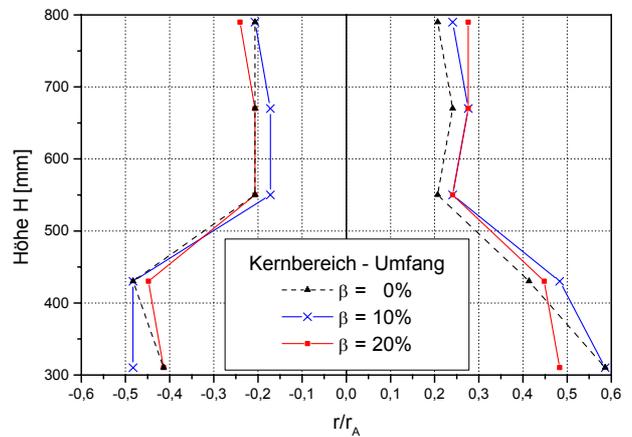


Bild 5.7.4.d: Kernbereich der Umfangsgeschw. bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

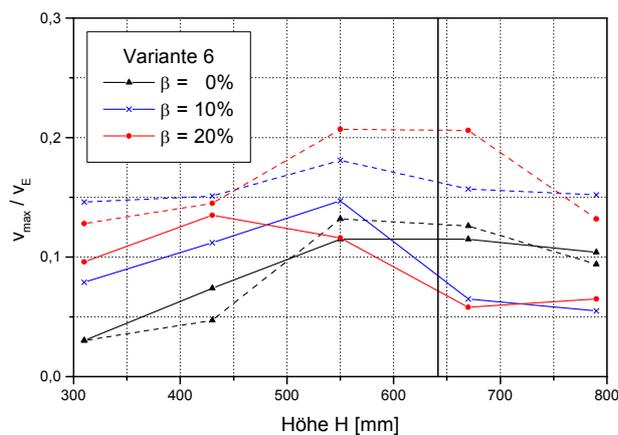


Bild 5.7.4.e: Maximalwerte der Axialkomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

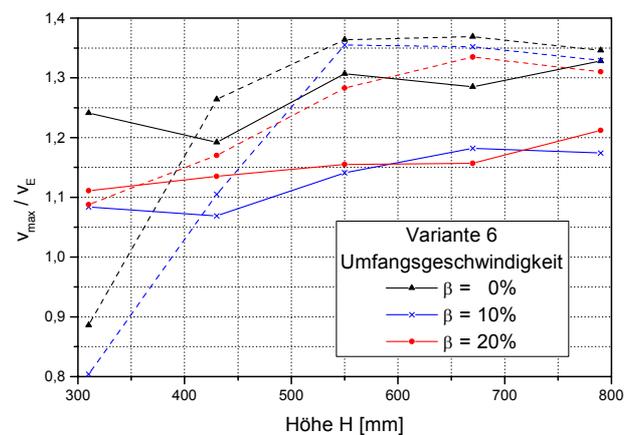


Bild 5.7.4.f: Maximalwerte der Umfangskomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

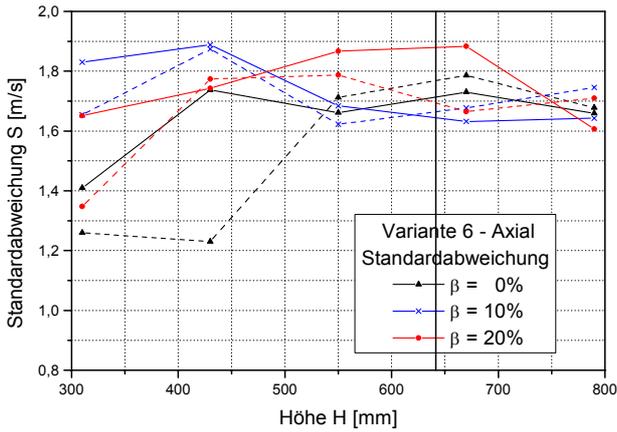


Bild 5.7.5.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

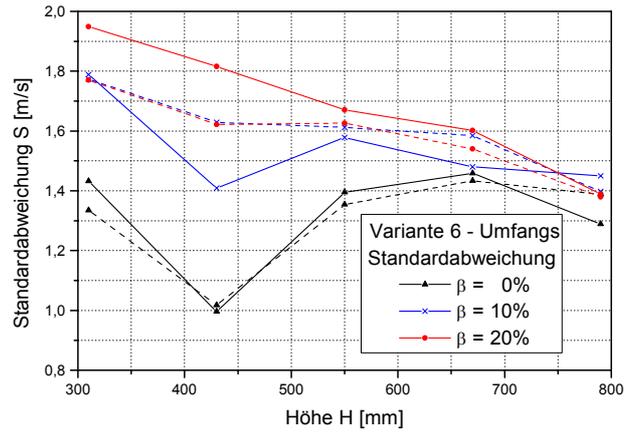


Bild 5.7.5.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

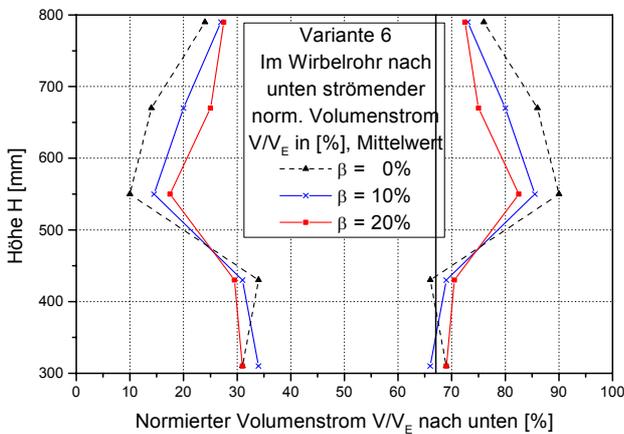


Bild 5.7.5.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

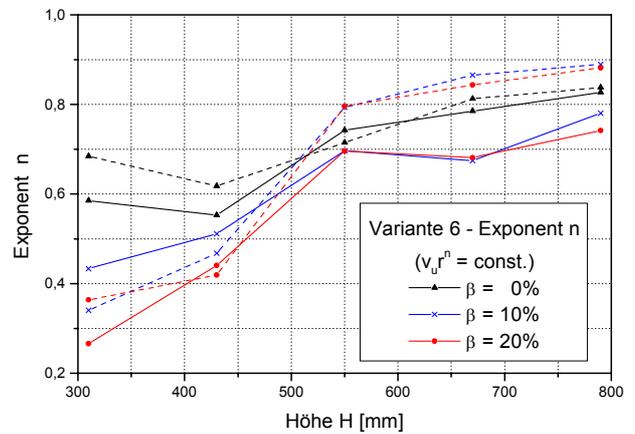


Bild 5.7.5.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

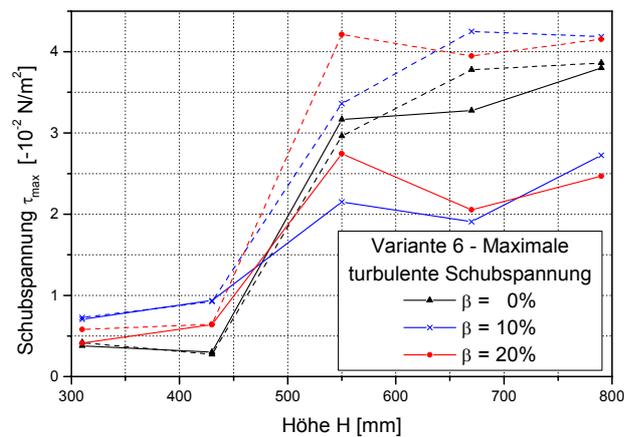


Bild 5.7.5.e: Maximale Schubspannung über die Höhe bei $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

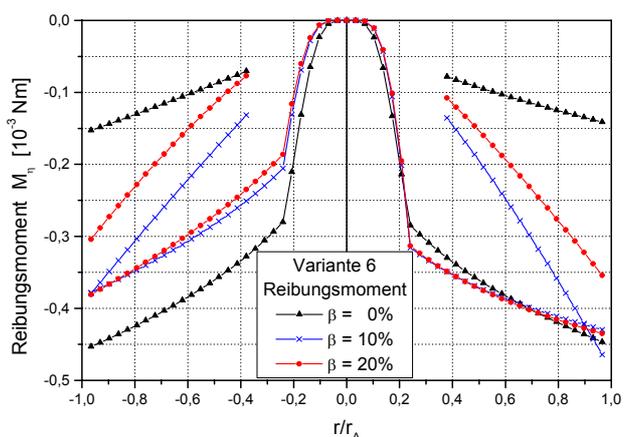


Bild 5.7.5.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H = 310$ mm und $H = 790$ mm mit $\beta = 0\%$, $\beta = 10\%$ und $\beta = 20\%$

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

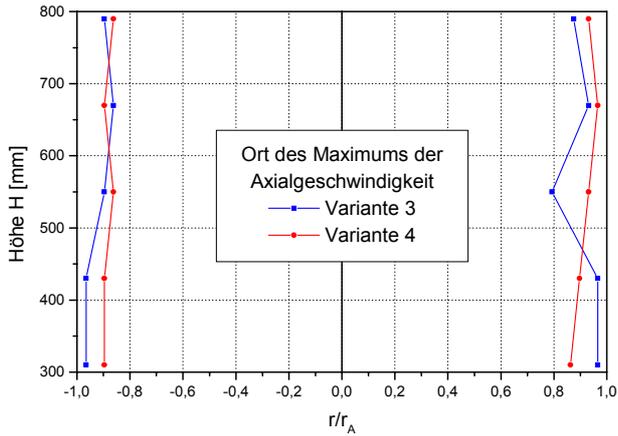


Bild 5.8.1.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente der Varianten 3 und 4

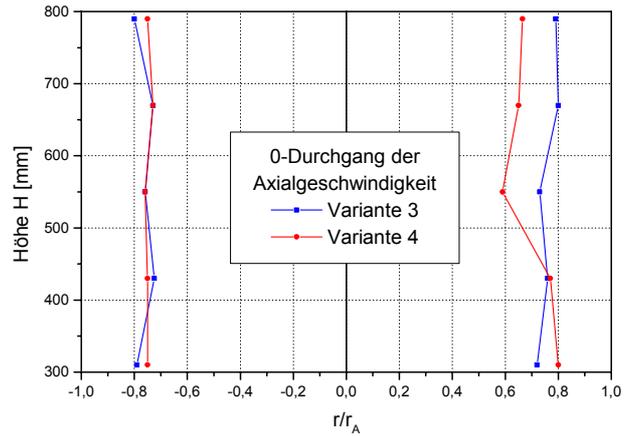


Bild 5.8.1.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit der Varianten 3 und 4

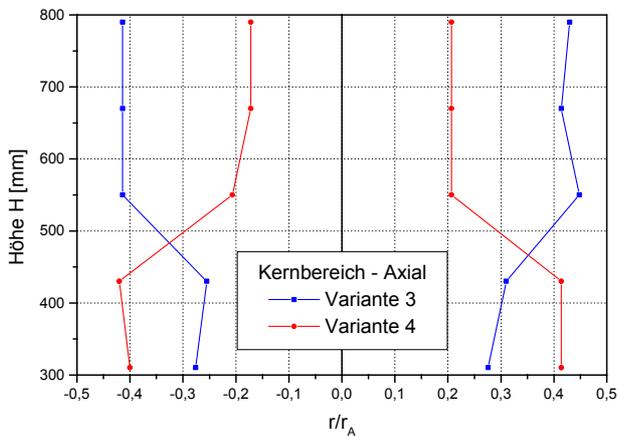


Bild 5.8.1.c: Kernbereich der Axialkomponente der Variante 3 und Variante 4

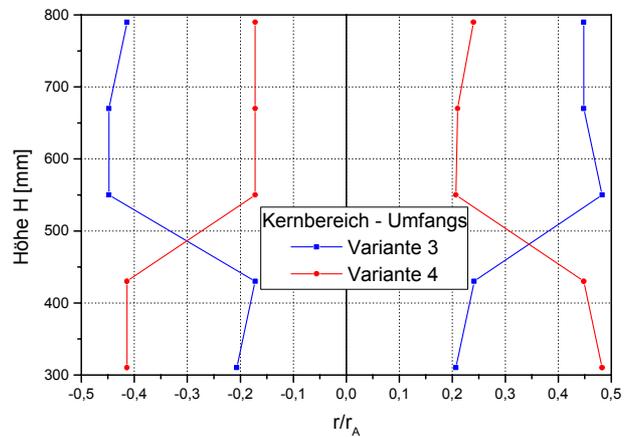


Bild 5.8.1.d: Kernbereich der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 3 und Variante 4

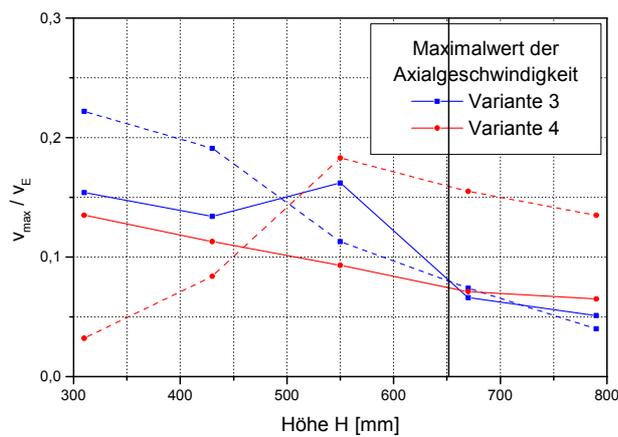


Bild 5.8.1.e: Maximalwerte der Axialkomponente der Varianten 3 und 4

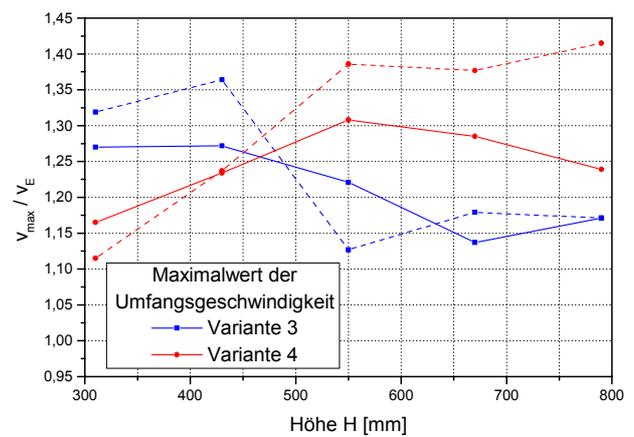


Bild 5.8.1.f: Maximalwerte der Umfangskomponente der Varianten 3 und 4

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

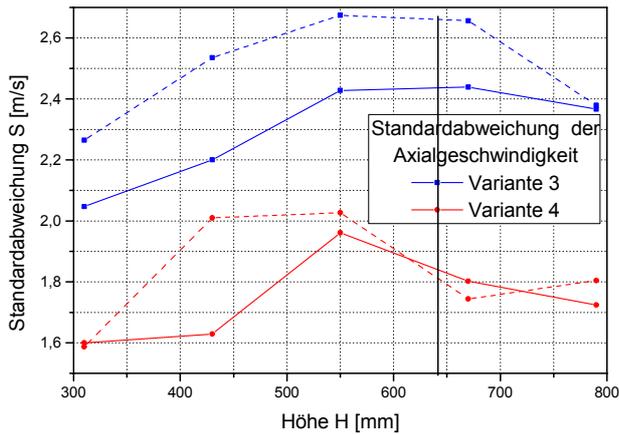


Bild 5.8.2.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente der Variante 3 und Variante 4

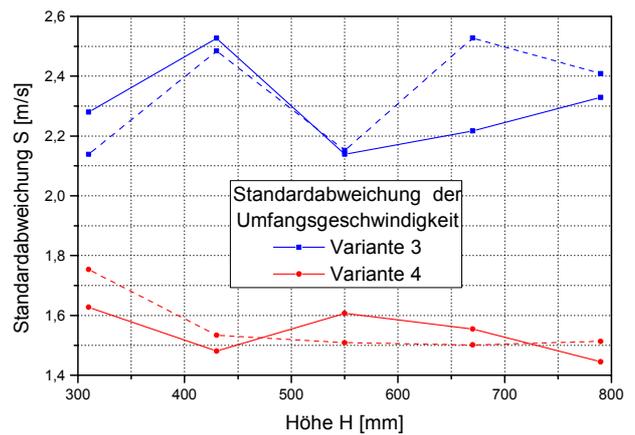


Bild 5.8.2.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente der Variante 3 und Variante 4

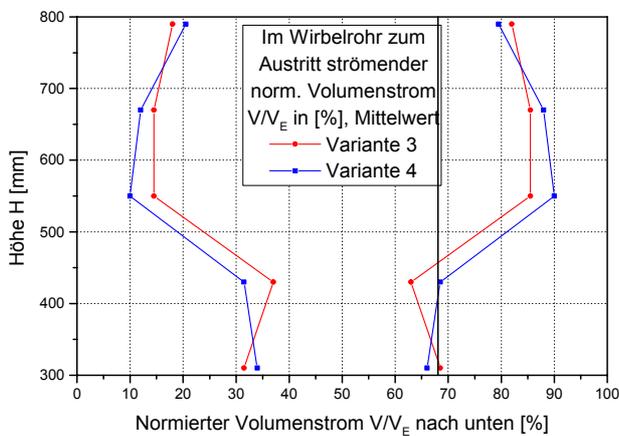


Bild 5.8.2.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom der Variante 3 und Variante 4

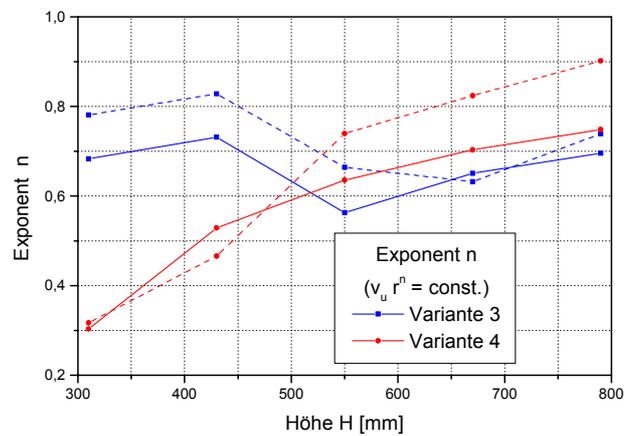


Bild 5.8.2.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 3 und Variante 4

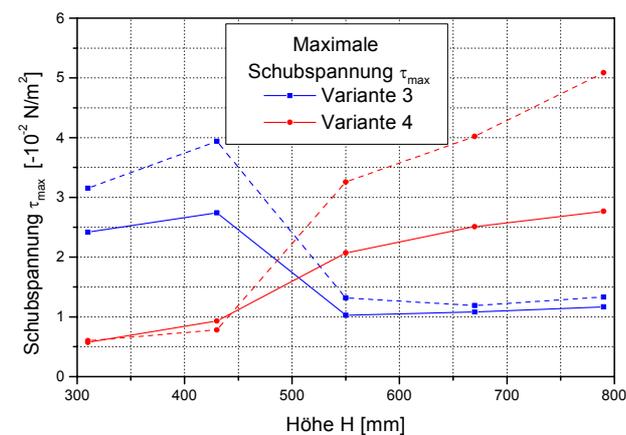


Bild 5.8.2.e: Maximale Schubspannung über die Höhe - Varianten 3 und 4

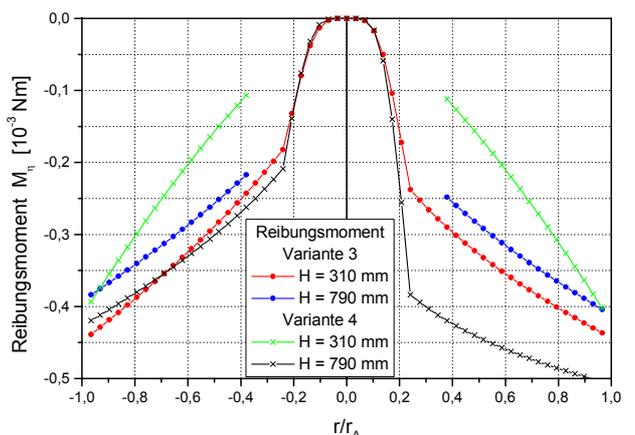


Bild 5.8.2.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H = 310$ mm und $H = 790$ mm der Variante 3 und Variante 4

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

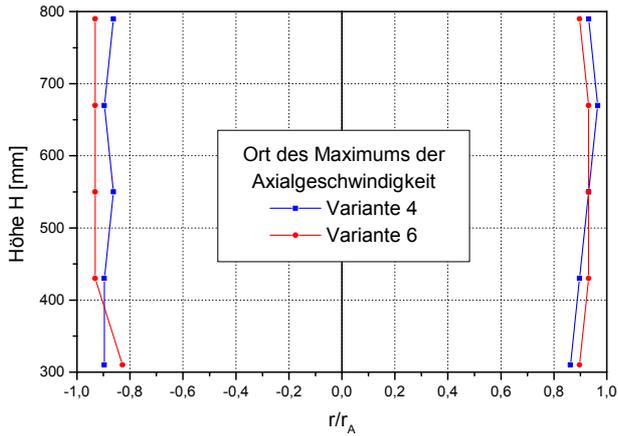


Bild 5.8.3.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente der Varianten 4 und 6

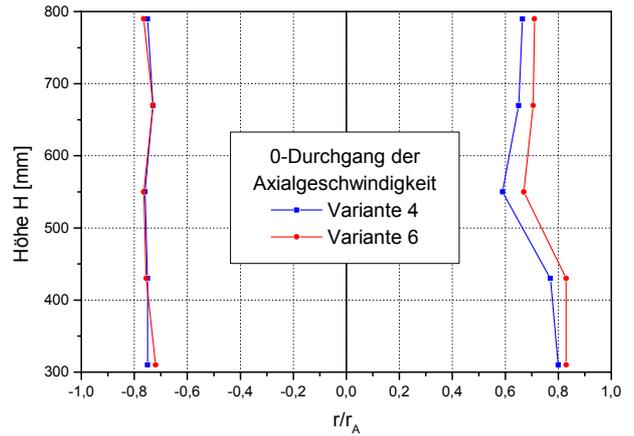


Bild 5.8.3.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit der Varianten 4 und 6

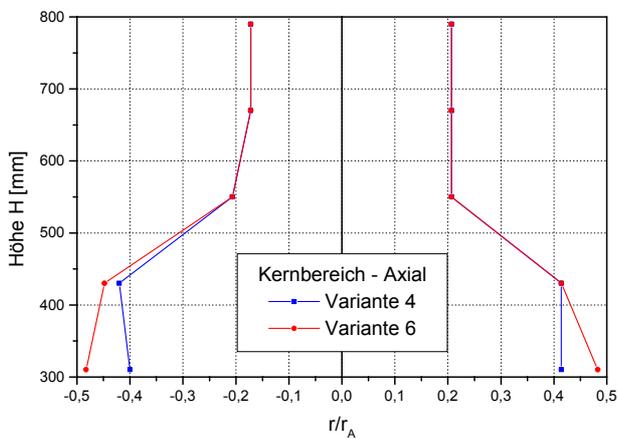


Bild 5.8.3.c: Kernbereich der Axialkomponente der Variante 4 und Variante 6

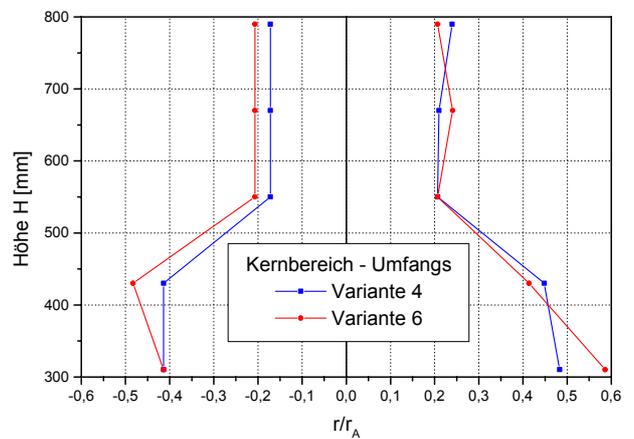


Bild 5.8.3.d: Kernbereich der Umfangsgeschw. der Variante 4 und Variante 6

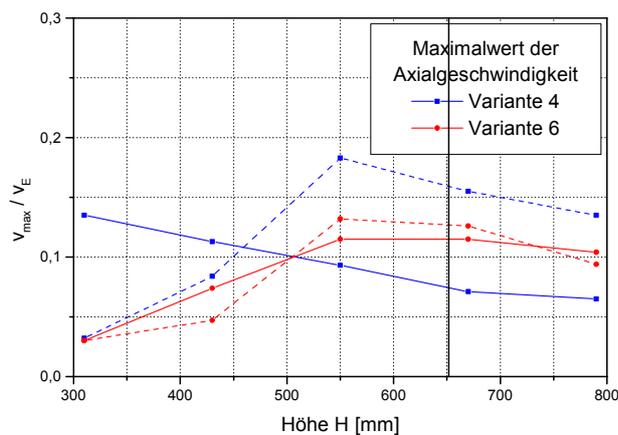


Bild 5.8.3.e: Maximalwerte der Axialkomponente der Varianten 4 und 6

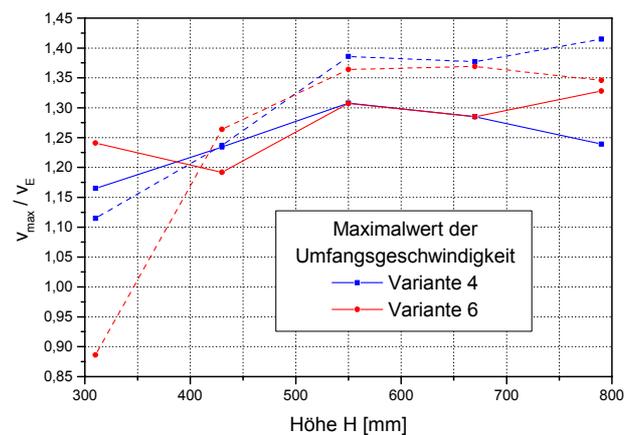


Bild 5.8.3.f: Maximalwerte der Umfangskomponente der Varianten 4 und 6

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

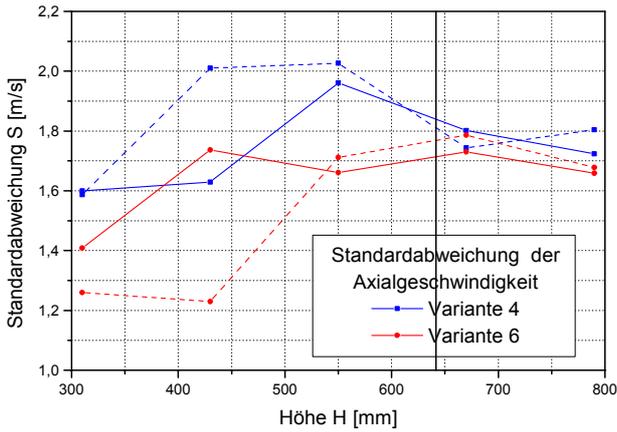


Bild 5.8.4.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente der Variante 4 und Variante 6

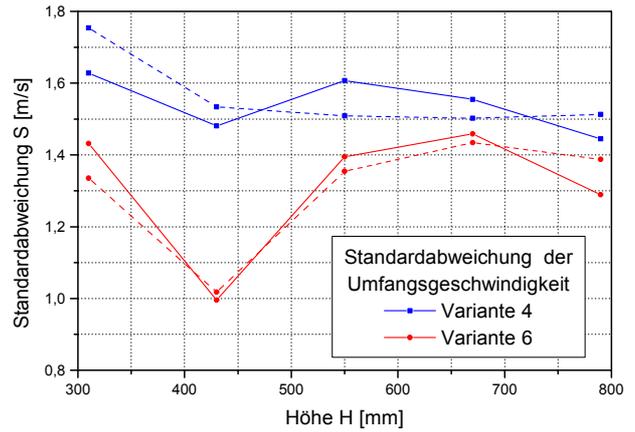


Bild 5.8.4.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente der Variante 4 und Variante 6

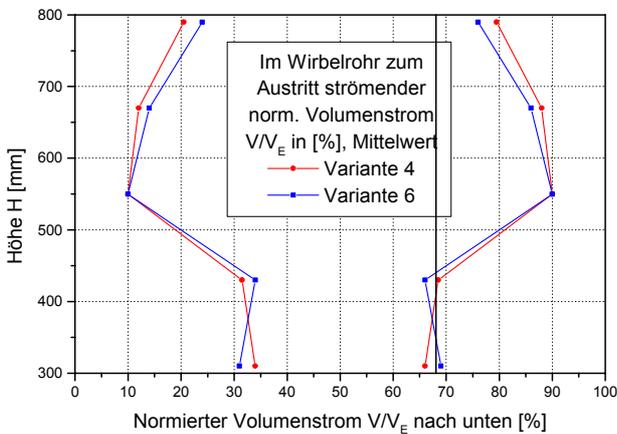


Bild 5.8.4.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom der Variante 4 und Variante 6

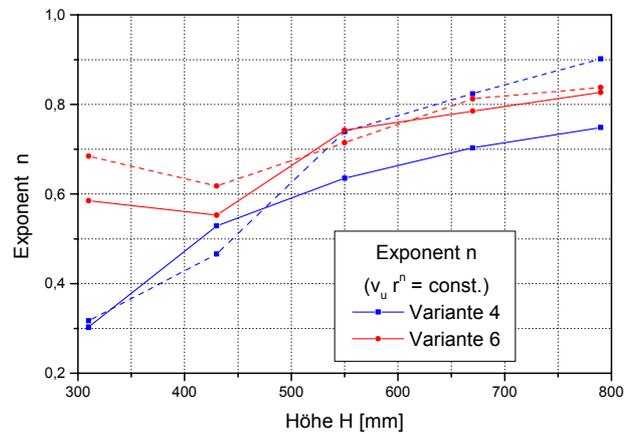


Bild 5.8.4.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 4 und Variante 6

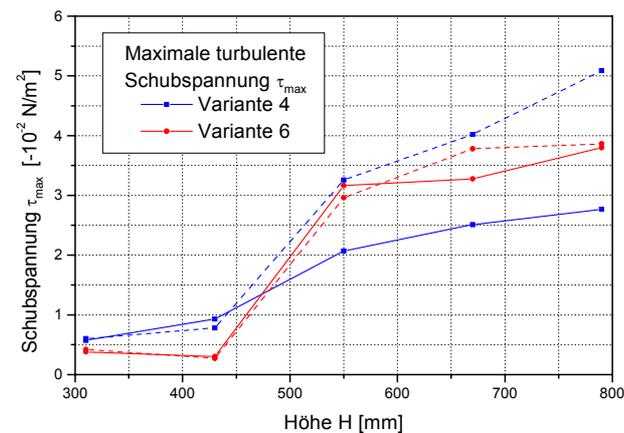


Bild 5.8.4.e: Maximale Schubspannung über die Höhe - Varianten 4 und 6

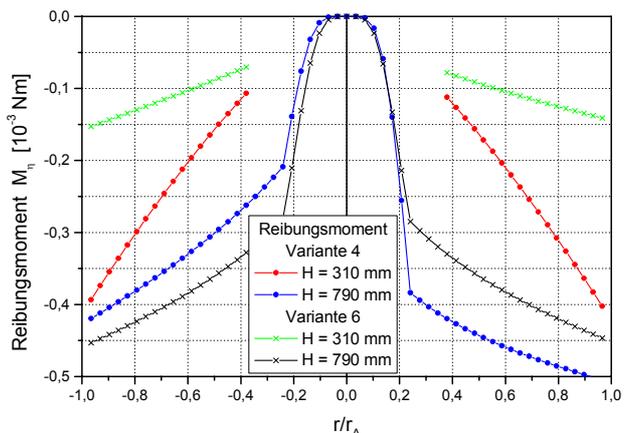


Bild 5.8.4.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H = 310$ mm und $H = 790$ mm der Variante 4 und Variante 6

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

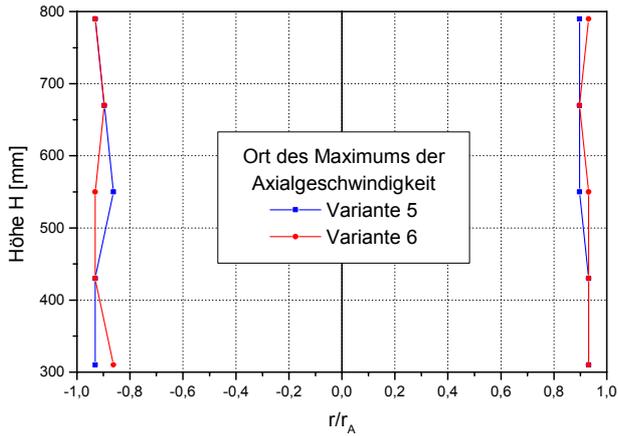


Bild 5.8.5.a: Ort des Maximalwertes der Axialkomponente der Varianten 5 und 6

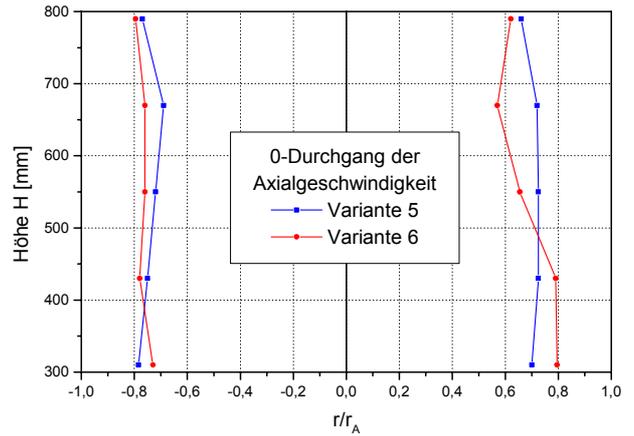


Bild 5.8.5.b: Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit der Varianten 5 und 6

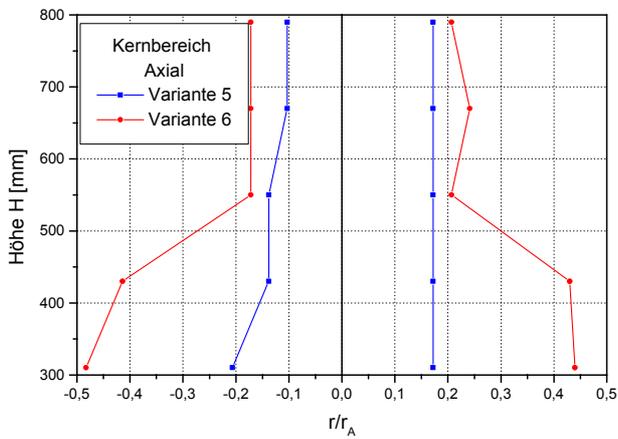


Bild 5.8.5.c: Kernbereich der Axialkomponente der Variante 5 und Variante 6

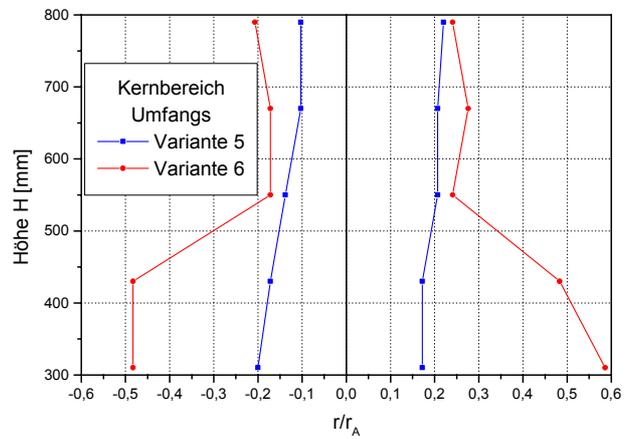


Bild 5.8.5.d: Kernbereich der Umfangsgeschw. der Variante 5 und Variante 6

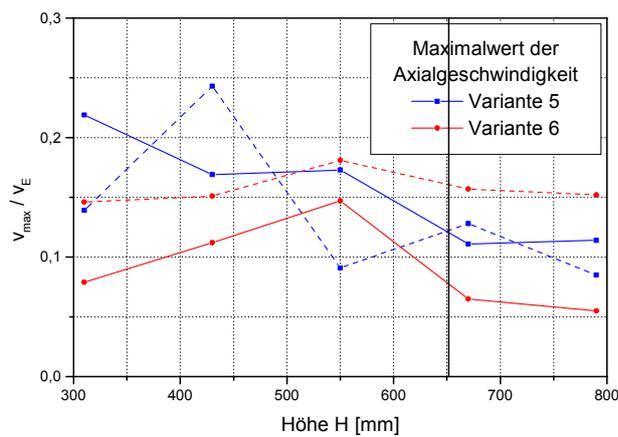


Bild 5.8.5.e: Maximalwerte der Axialkomponente der Varianten 5 und 6

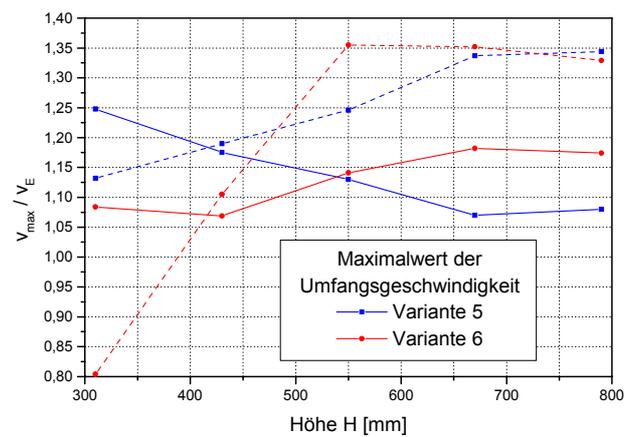


Bild 5.8.5.f: Maximalwerte der Umfangskomponente der Varianten 5 und 6

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

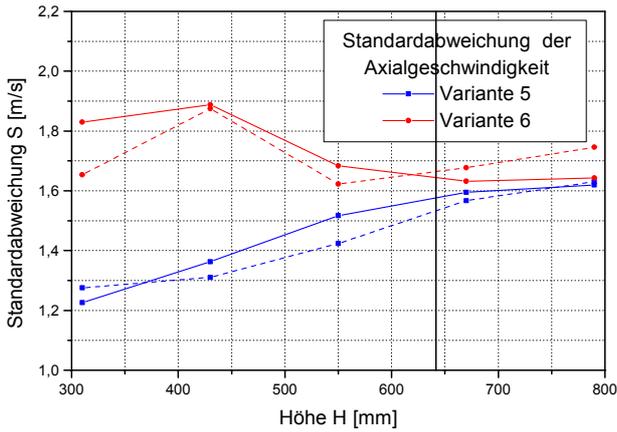


Bild 5.8.6.a: Mittlere Standardabweichung der Axialkomponente der Variante 5 und Variante 6

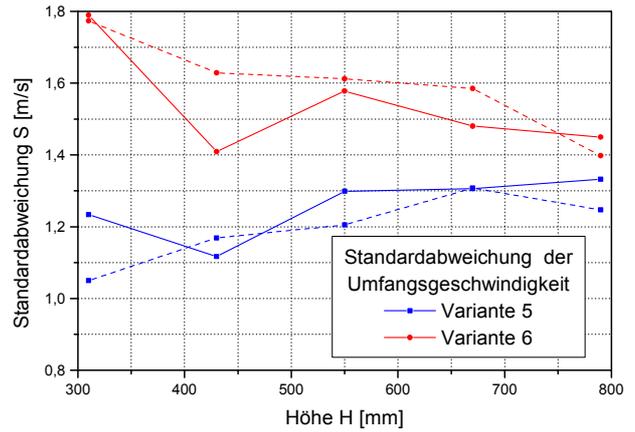


Bild 5.8.6.b: Mittlere Standardabweichung der Umfangskomponente der Variante 5 und Variante 6

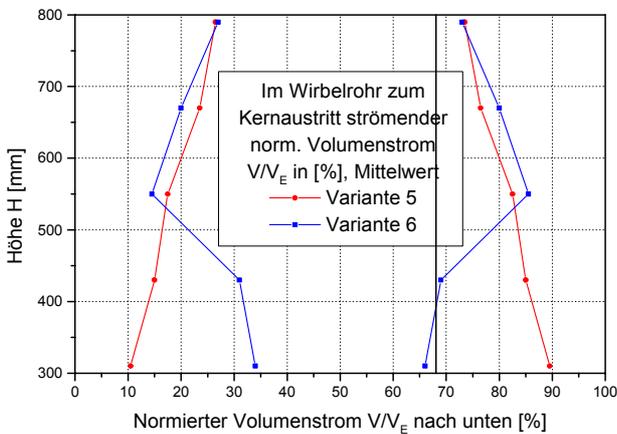


Bild 5.8.6.c: Nach unten strömender normierter Volumenstrom der Variante 5 und Variante 6

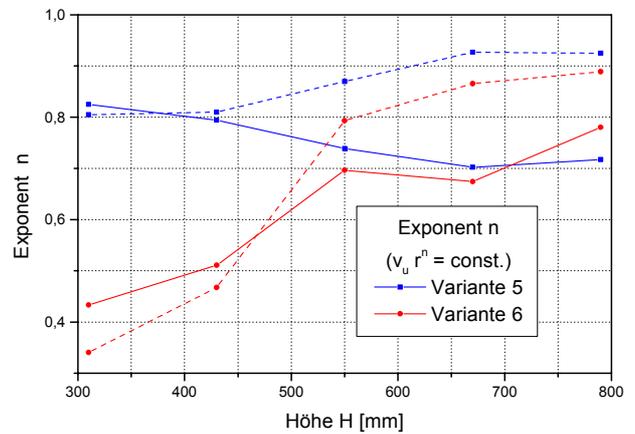


Bild 5.8.2.d: Rechnerisch ermittelte Potenz n der Umfangsgeschwindigkeit der Variante 5 und Variante 6

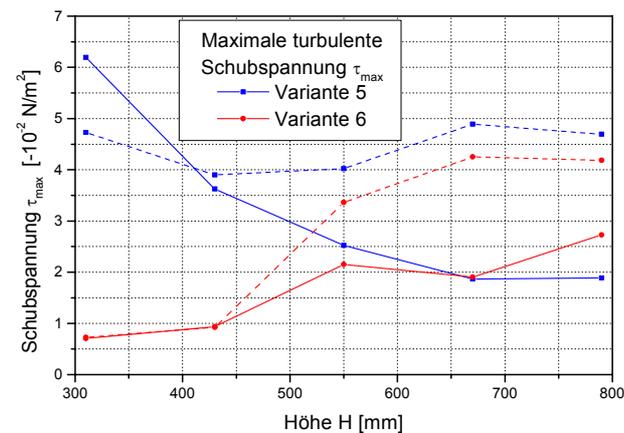


Bild 5.8.6.e: Maximale Schubspannung über die Höhe - Varianten 5 und 6

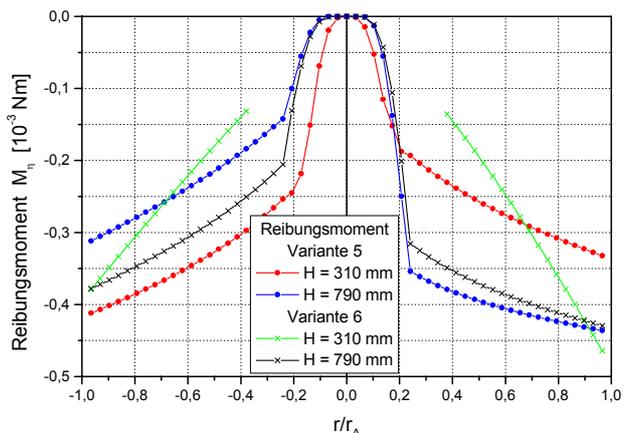


Bild 5.8.6.f: Verlauf des Reibungsmomentes bei $H = 310$ mm und $H = 790$ mm der Variante 5 und Variante 6

Generell gilt — für linke und - - - - - für rechte Seite.

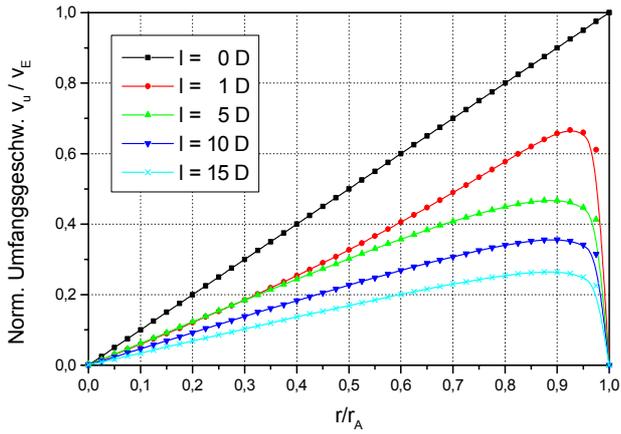


Bild 5.8.7.a: Entwicklung der Umfangskomponente mit der Entfernung

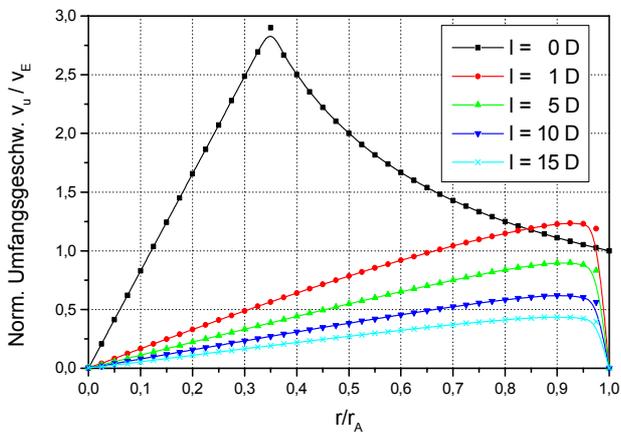


Bild 5.8.7.b: Entwicklung der Umfangskomponente mit der Entfernung

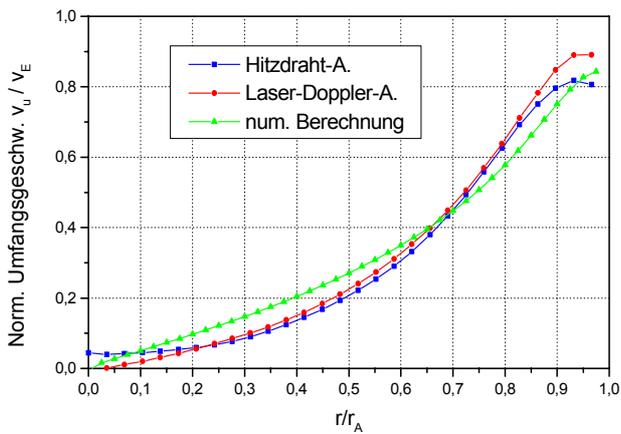
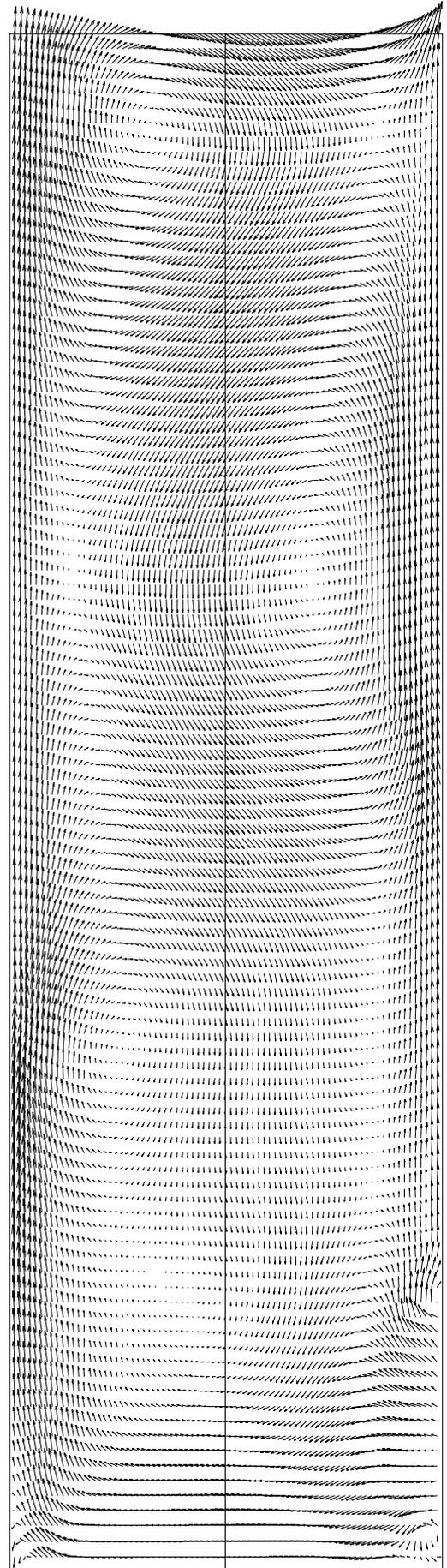


Bild 5.8.7.c: Vergleich der Messungen und der numerischen Berechnung

Bild 5.8.7.d: Gesamtdurchströmung nach der numerischen Berechnung



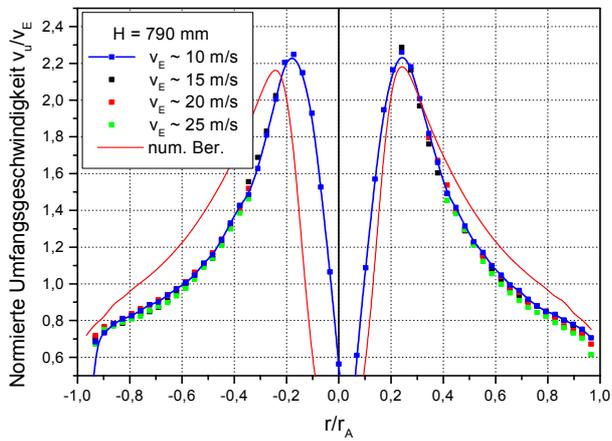


Bild 5.8.8.a: Numerische Berechnung der Umfangskomponente

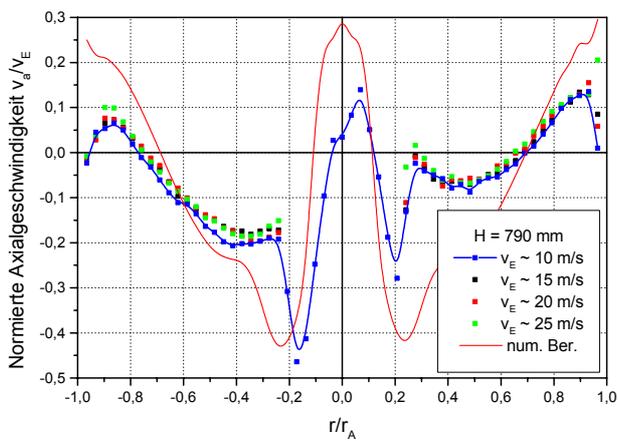
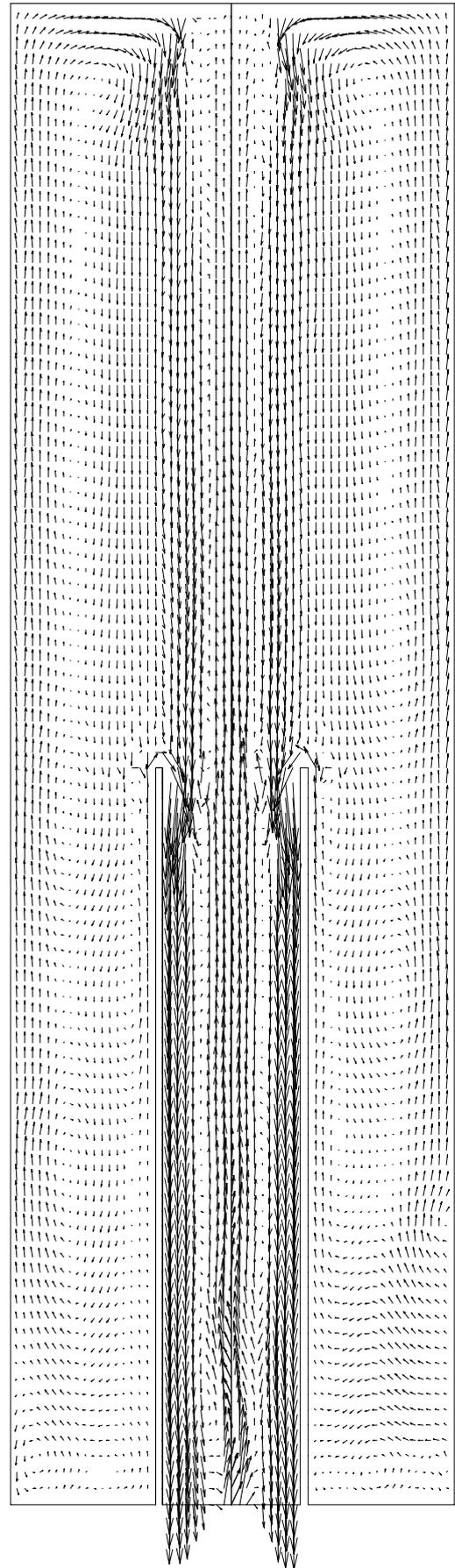


Bild 5.8.8.b: Numerische Berechnung der Axialgeschwindigkeit

Bild 5.8.8.c: Gesamtdurchströmung nach der numerischen Berechnung



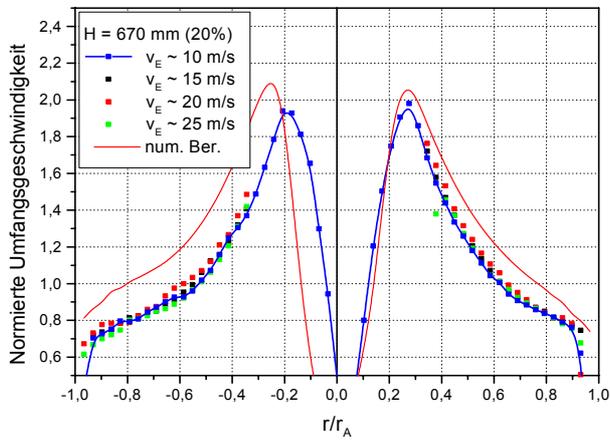


Bild 5.8.9.a: Numerische Berechnung der Umfangskomponente

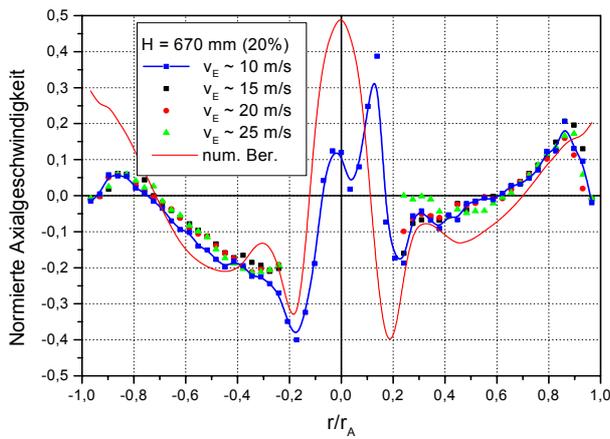


Bild 5.8.9.b: Numerische Berechnung der Axialgeschwindigkeit

Bild 5.8.9.c: Gesamtdurchströmung nach der numerischen Berechnung

