

Mischungsverstärker in konstant gekreuzten Scherschichten und im Abgasblütenmischer

von Diplom-Ingenieur
Bianca Deinert
aus Berlin

Von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
- Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. F. Thiele
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. J. Hourmouziadis
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. J. Thorbeck

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 14. Dezember 2005

Berlin 2006
D 83

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin im Fachgebiet Luftfahrtantriebe am Institut für Luft- und Raumfahrt der Technischen Universität Berlin.

Ich möchte auf diesem Wege meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Jean Hourmouziadis meinen tiefen Dank aussprechen. Seine Tür stand mir stets offen und durch seine wertvollen Anregungen, denen ein breites Wissen zugrunde liegt, hat er mich das wissenschaftliche Arbeiten gelehrt und dazu beigetragen, dass ich das Ziel nicht aus den Augen verloren habe.

Für die Übernahme der Aufgabe des zweiten Gutachters möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Jürgen Thorbeck herzlich danken. Er hat sehr viel Interesse an meiner Arbeit gezeigt.

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. Frank Thiele für die freundliche Übernahme des Vorsitzes.

Danken möchte ich auch meinen Kollegen für die durchweg gute Zusammenarbeit. Besonders erwähnen möchte ich hierbei meine Schwester Michaela Deinert und Gerd Hofmann. Sie waren mit ihrer fachlichen wie freundschaftlichen Unterstützung immer für mich da.

Vergessen möchte ich hierbei auch nicht Norbert Scholz und Wolfgang Milde zu danken. Sie waren stets sofort zur Stelle, wenn die Verdichter, die Traversensteuerung oder die Computer Probleme machten.

Weiterer Dank gebührt den zahlreichen Studenten, die mich im Rahmen ihrer Studien- oder Diplomarbeit in meiner Arbeit unterstützt haben.

Schlussendlich möchte ich allen Mitarbeitern der Werkstatt des Institutes für ihre oft kurzfristige und unkomplizierte Hilfestellung danken.

Februar, 2006

Kurzfassung

Gegenstand der vorliegenden Untersuchungen ist die Mischungsverbesserung durch Mischungsverstärker in konstant gekreuzten Scherschichten und im Abgasblütenmischer. Eine schnelle Vermischung zweier Stoffe ist im Flugtriebwerk heutzutage aus Treibstoffverbrauchs- bzw. Schubsteigerungsgründen sowie aufgrund von ständig steigenden Lärmanforderungen von sehr großer Bedeutung. Hierbei ist neben dem Mischungsgrad beider Ströme der Druckverlust, der durch die Vermischung entsteht, wichtig, da hierdurch die Gewinne durch die Mischung zum Teil wieder aufgezehrt werden. Ziel der Untersuchungen war einerseits die Untersuchung der Wirkung von Mischungsverstärkern in konstant gekreuzten und mischerähnlichen Scherschichten sowie zu prüfen, ob der Einsatz von Mischungsverstärkern in Abgasblütenmischem die Möglichkeit einer Schubsteigerung bietet.

Die experimentellen Untersuchungen wurden an einem Niedergeschwindigkeits- sowie in einem Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal durchgeführt. Im Vorfeld der Untersuchungen wurden verschiedene Visualisierungstechniken zur Strömungssichtbarmachung angewendet. Da das Strömungsverhalten von Mischungsverstärkern in geraden Scherschichten in der Literatur bekannt ist, konnte dieses mit dem Verhalten in gekreuzten Scherschichten verglichen werden. Zur Berechnung des Mischungsgrades und des Druckverlustes dienten Fünflochsondenmessungen. Darüber hinaus wurde die strömungsgerichtete Vorticity mit einer Vorticity-Sonde vermessen. Zur weiteren Bewertung der Messergebnisse wurde ein analytisch-numerisches Model einer Strömungsvermischung von Kern- und Nebenstrom im Abgasblütenmischer eines Triebwerkes aufgestellt.

Durch verschiedene Visualisierungstechniken entstand ein recht gutes Bild von dem physikalischen Verhalten der Strömung. Es konnte gezeigt werden, dass durch die Kreuzung der Strömung eine Asymmetrie in die Strömung stromab der Mischungsverstärker eingebracht wird und ein Paar strömungsgerichteter, entgegengesetzt drehender Wirbel unterschiedlicher Stärke entsteht. Hierbei wird der schwache Wirbel weiter stromab vom starken in der Art beeinflusst, dass er sich in Drehrichtung des starken um diesem wickelt.

Es konnte gezeigt werden, dass der Einsatz von Mischungsverstärkern zu einer Mischungsverbesserung und einer Druckverluststeigerung führt. Es wurde darüber hinaus der Schubgewinn durch den Einsatz von Mischungsverstärkern berechnet und gezeigt, in welchen Triebwerken der Einsatz solcher Mischungsverstärker zu einer Schubsteigerung führen könnte.

Inhaltsverzeichnis

	Nomenklatur	
1.	Motivation	1
	1.1 Einleitung	1
	1.2 Stand der Forschung	3
2.	Versuchsanlagen und Messtechnik	27
	2.1 Versuchsanlagen	27
	2.1.1 Der Niedergeschwindigkeits- Zweistromkanal	27
	2.1.2 Der Hochgeschwindigkeits- Zweistromkanal	31
	2.1.3 Der Wassertisch	32
	2.2 Messtechnik	34
	2.2.1 Die Traversiervorrichtung	34
	2.2.2 Die Fünflochsonden	35
	2.2.3 Das Vorticity-Meter	36
3.	Theoretische Betrachtungen	38
	3.1 Analytisch-Numerisches Modell	38
	3.1.1 Theoretische Grundlagen	38
	3.1.2 Das Mischermodell	40
	3.1.3 Das Mischerprogramm	42
	3.1.4 Ergebnisse	44
	3.2 Definition des Mischungsgrades, Druckverlustes und Schubgewinns.	47
	3.2.1 Definition des Mischungsgrades	47
	3.2.2 Definition des Druckverlustes	53
	3.2.3 Definition des Schubgewinns	54
4.	Grundlegende Betrachtungen zu den Mischungsverstärkern	56
	4.1 Ähnlichkeitskennzahl	56
	4.2 Auswahl der Mischungsverstärker	59
	4.3 Auslegung der Mischungsverstärker	60
	4.3.1 Grenzschichtparameter der konstant gekreuzten Scherschicht	61
	4.3.2 Grenzschichtparameter der Mischerkontur im Niedergeschwindigkeitskanal	62
	4.3.3 Verwendete Mischungsverstärker	63
5.	Ergebnisse	65
	5.1 Strömungsvisualisierung um Mischungsverstärker in gekreuzter Scherschicht	65
	5.1.1 Strömungsverhalten stromab eines MV	66
	5.1.2 Strömungsverhalten stromauf und auf dem MV	71
	5.1.3 Strömungsverhalten stromab eines MV in einem Abgasblütenmischermodell	76
	5.2 Experimentelle Ergebnisse der konstant gekreuzten Scherschicht mit Mischungsverstärkern	78
	5.2.1 Verhalten der Strömung	78
	5.2.2 Ergebnisse zum Mischungsgrad und Druckverlust	85
	5.3 Numerische Ergebnisse einer gekreuzten Scherschicht mit Mischungsverstärker	91
	5.4 Experimentelle Ergebnisse der Mischungsverstärker im Abgasblütenmischer	94
	5.4.1 Messungen am Niedergeschwindigkeits-Zweistromkanal	94
	5.4.2 Messungen am Hochgeschwindigkeits-Zweistromkanal	99
	5.5 Numerische Ergebnisse eines abgewickelten Blütenmischers mit Mischungsverstärkern	104
6.	Zusammenfassung und Ausblick	112
	Literatur	
	Anhang	
	Flussdiagramm	

Nomenklatur

Konkav		Seite, in die der Mischungsverstärker geneigt ist
Konvex		Seite, in die der Mischungsverstärker nicht geneigt ist
A	m^2	Fläche
b	m	Breite des Mischungsverstärkers
BPR		Bypassverhältnis
c_p		Gesamtdruckverlustbeiwert
e	J/kg	spezifische Energie
f	Hz	Frequenz
F	N	Schub
F_{dim}		dimensionsloser Schub
G	m^2	Gebiet
H	J/kg	Gesamtenthalpie
H_{12}		Formparameter
h	m	Höhe des Mischungsverstärkers
$h_{Proj.}$	M	projizierte Höhe des Mischungsverstärkers
\dot{m}	kg/s	Massendurchsatz
M		Machzahl
MV		Mischungsverstärker
Mz		Mischungsverstärkerzahl
M_T		Gesamtmachzahl
P	N/m^2	Gesamtdruck
p	N/m^2	statischer Druck
Pr		Prandtl-Zahl
Pr_t		turbulente Prandtl-Zahl
q	J/kg	spezifische Wärme
r		Geschwindigkeitsverhältnis (v_{Kern}/v_{Neben} bzw. v_{oben}/v_{unten})
Re		Reynoldszahl
Sr		Strouhalzahl
\overline{ST}	N/m^2	Spannungstensor
T	$^{\circ}K$	Gesamttemperatur
t	$^{\circ}K$	statische Temperatur
\bar{v}	m/s	mittlere Geschwindigkeit = $(v_1+v_2)/2$
V	m^3	Volumen
\vec{v}	m/s	Geschwindigkeitsvektor
$v_{x,y,z}$	m/s	Geschwindigkeit in x,y,z-Richtung
x,y,z	m	Ortskoordinaten
y',z'	m	gedrehte Ortskoordinaten
α	$^{\circ}$	Neigungswinkel des Mischungsverstärkers
δ	m	Grenzschichtdicke, bei der 99% der Außengeschwindigkeit erreicht ist
δ_1	m	Verdrängungsdicke
δ_2	m	Impulsverlustdicke
λ	m	Wellenlänge
η_{mix}		Mischungsgrad
μ	kg/m^3s	Quellergiebigkeit

$\omega_{x,y,z}$	1/s	Vorticity in x,y,z-Richtung
ρ	kg/m ³	Dichte
τ_w	N/m ²	Wandschubspannung

1. Motivation

1.1 Einleitung

Eine verlustarme und schnelle Mischung zweier Stoffe ist in vielen Bereichen der Technik von sehr großer Bedeutung. Beispielsweise wird in Flugtriebwerken im Abgasmischer der Nebenstrom mit dem Kernstrom vermischt. Dadurch verringert sich der Strahlärm und der Treibstoffverbrauch sinkt bei gleichem Schub bzw. der Schub steigt bei gleichem Treibstoffverbrauch. Der Grund für die Lärmreduktion liegt in der Reduktion der hohen Austrittsgeschwindigkeit. Das Problem der Lärmreduktion wird gerade heutzutage immer dominanter. Um hier erfolgreich zu sein, müssen die physikalischen Strömungsvorgänge genau bekannt sein. Die hier vorgestellte Arbeit kann hierzu einen deutlichen Beitrag leisten.

Der Grund für die Schuberrhöhung kann sehr anschaulich im h - s -Diagramm verdeutlicht werden. Aufgrund der Isobarendivergenz ist bei gleichem Düsendruckverhältnis die Enthalpie, die in Schub umgewandelt wird für höhere Temperaturen höher. Dieser Schubgewinn liegt bei vollständiger Mischung theoretisch bei ca. 5%, was heutzutage in der Triebwerksentwicklung sehr viel ist. Um viel von diesem theoretischen Schubgewinn in die Praxis umzusetzen, muss die Mischung verlustarm und schnell sein. Durch den Mischungsvorgang im Blütenmischer entsteht ein Gesamtdruckverlust einerseits durch die Wandreibung der größeren Oberfläche und andererseits durch die Ablenkung der Strömung. Des Weiteren führt der Mischungsprozess selbst zu einer Entropiesteigerung, was auch als Gesamtdruckverlust ausgedrückt werden kann. Weiterhin sollte die Mischung nach kurzer Strecke vollständig sein, da der Mischungskanal im Triebwerk aufgrund des Gewichtes von seiner Länge her beschränkt ist.

Der Wunsch nach einer schnellen und vollständigen Mischung hat dazu geführt, die Form des Abgasmischers immer wieder zu variieren. Nach anfänglichen Versuchen mit dem Röhrenmischer und Ringmischer hat sich der Blütenmischer zur Vermischung der heißen Kernströmung mit der kalten Nebenströmung durchgesetzt.



Abb. 1.1: Zwangsmischer (Blütenmischer) der PW 6000 von Pratt & Whitney

Der Blütenmischer zeichnet sich durch eine meanderförmige Kontur aus, mit der abwechselnd der Kernstrom nach außen und der Nebenstrom nach innen geleitet wird. Hierdurch wird einerseits die Grenzfläche zwischen beiden Strömen vergrößert.

Andererseits wird durch die Form eine großflächige, strömungsgerichtete Drehung induziert. Diese beiden Aspekte führen zu einer verbesserten Mischung gegenüber dem Ring- und dem Röhrenmischer. Da aber auch der Blütenmischer in einer für Luftfahrttriebwerke realistischen Mischkammerlänge keine vollständige Mischung beider Ströme erreicht, wurde die Form des Blütenmischers ständig verändert. Hierbei sind die bekanntesten Änderungen das sogenannte scarfing, bei dem die Täler der Mischerkontur abwechselnd länger und kürzer ausgeprägt sind und das scalloping, wo Teile des Seitenbereichs der Mischerkontur herausgeschnitten werden. Bei diesen Variationen der Mischerkontur gilt, dass größere Einschnitte, Einbuchtungen oder ähnliches die Mischung fast immer verbessern. Gleichzeitig steigt jedoch auch der Gesamtdruckverlust sehr stark an, so dass oft der Gewinn wieder verloren geht. Es muss folglich ein Kompromiss gefunden werden, bei dem die Mischung verbessert wird und der Gesamtdruckverlust nicht in gleichem Maße steigt.

In der vorliegenden Arbeit wird der Einsatz von Mischungsverstärkern an der Hinterkante des Blütenmischers untersucht. Hierbei sollen durch die Mischungsverstärker, die allgemein als kleine Störkörper ausgebildet sein können, kleiner skalige Wirbel in die Strömung stromab des Blütenmischers eingebracht werden. Diese sollen die Mischung verbessern und aufgrund ihrer geringen Größe einen so geringen Druckverlust erzeugen, dass mit ihnen aufgrund der Mischungsverbesserung eine Schubsteigerung möglich ist.

Da durch diese Störkörper der Gesamtdruckverlust steigt, müssen diese so geformt werden, dass deren Gewinn nicht durch ihren Gesamtdruckverlust verloren geht. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Mischungsverstärker werden in der Literatur oft auch als Wirbelgeneratoren oder Tabs bezeichnet. Sie sind als kleine Dreiecke ausgebildet, deren Grundseiten mit einem Neigungswinkel zur Hinterkante befestigt sind.

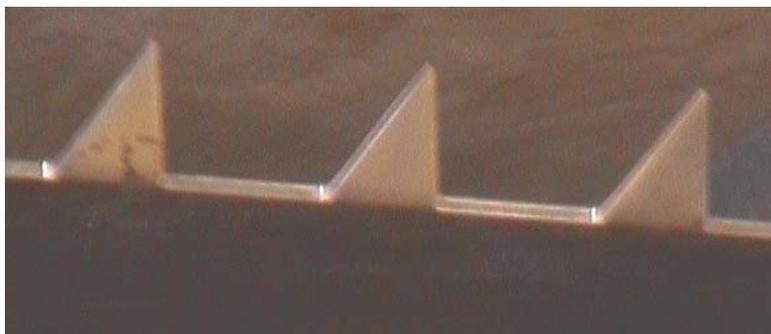


Abb. 1.2: Feld von Mischungsverstärkern, die an der Trennplattenhinterkante befestigt sind

Der Blütenmischer weist, bedingt durch seine Form, an den Flanken eine Strömung auf, deren Kreuzungswinkel in der Mitte der Flanke maximal ist und der zu den Mulden hin bis auf null abnimmt. Der Kreuzungswinkel ist also am Umfang variabel. Diese Art der Scherschicht soll im weiteren als mischerähnliche Scherschicht bezeichnet werden.

Die Mischungsverstärker sind in einer geraden Scherschicht, also einer Scherschicht bei der beide Strömungen keine Kreuzung besitzen und exakt in die selbe Richtung senkrecht zur Trennplattenhinterkante strömen, in der Literatur bereits relativ gut untersucht. Es werden diese Erkenntnisse als Grundlage für die Auslegung der Mischungsverstärker in einer konstant gekreuzten Scherschicht herangezogen. Hierzu weist die Literatur noch nichts aus. Im Anschluss daran sollen diese

Erkenntnisse bei der Auslegung der Mischungsverstärker in der mischerähnlichen Scherschicht behilflich sein und diese dann auch dort untersucht werden.

1.2. Stand der Forschung

Der Blütenmischer

Die Strahlmischung von Kern- und Nebenstrom in Turbotriebwerken beeinflusst in erster Linie den Schub bzw. den Verbrauch, den Vortriebswirkungsgrad und den Strahlärm positiv.

Der Schubgewinn, der durch einen Abgasmischer entsteht, kann sehr einfach im Entropie-Enthalpie-Diagramm erklärt werden. Durch die Isobarendivergenz ist die Enthalpie, welche in Schub umgewandelt wird, bei gleichem Düsendruckverhältnis für höhere Temperaturen größer.

Da die Verlustleistung des Strahls quadratisch von seiner Geschwindigkeit abhängt, wird durch die Ausmischung des schnellen Kernstromes die Verlustleistung gesenkt und durch die Beschleunigung des Nebenstromes die Verlustleistung unterproportional gesteigert. Damit ergibt sich eine Verbesserung des Vortriebswirkungsgrades.

Der Strahlärm ist bei heutigen Triebwerken mit mittleren Nebenstromverhältnissen hauptsächlich vom Kernstrom mit seiner hohen Geschwindigkeit bestimmt. Da durch die interne Vermischung die Mischungslänge mit der Umgebungsluft verringert wird, reduziert sich insbesondere der als besonders störend empfundene niederfrequente Anteil des Strahlärms.

Paerson, 1962 beschrieb in einer analytischen Betrachtung zur Abgasmischung in Bypasstriebwerken die Mischung als ein Hilfsmittel für den effizienten Austausch von Hitze zwischen beiden Strömen, so dass diese die gleiche Temperatur haben. Die damit erreichbare theoretisch mögliche Verbesserung bzgl. des Kraftstoffverbrauches bei einer Berechnung mit einem Bypassverhältnis von 1, vollständiger Mischung und unter Vernachlässigung des Druckverlustes liegt laut Paerson bei 5-7%. In einem Mischungsfall mit realistischen Wirkungsgraden errechnete er einen Gewinn von 3% für den gemischten Strom gegenüber dem Optimum der getrennten Strahlen. Um einen solchen oder ähnlichen Gewinn durch die Mischung zu erreichen, muss nach Paerson diese aber bei kleiner Geschwindigkeit und gleichen Gesamtdrücken durchgeführt werden, um die Verluste klein zu halten.

Hartmann fand 1964 heraus, dass der absolute Schubgewinn durch die Mischung um so größer ist, je größer der Massendurchsatz, das Bypassverhältnis und die Frischgastemperatur sind. Er schreibt, dass die Gleichdruckmischung (der statische Druck entlang der Mischkammer bleibt konstant) die beste Mischung ist. Weiterhin zeigte er, dass der absolute Schubunterschied zwischen Triebwerken mit und ohne Mischung mit steigendem Primärkreis-Verdichterdruckverhältnis sinkt.

Auch *Frost* zeigte 1966 in einer Mischungsrechnung, dass der theoretische Schubgewinn eine Funktion des Bypassverhältnisses, des Temperaturverhältnisses und des Düsendruckverhältnisses ist.

Er berechnete bei einem repräsentativen Unterschallkreisprozess mit einem Bypassverhältnis von 1 und Reiseflugbedingungen den theoretischen Schubgewinn zu 5% und kam zu dem Schluss, dass Mischer so ausgelegt werden können, dass

sie 50-60% des theoretischen Schubgewinns bei hohen Unterschallgeschwindigkeiten erbringen.

Weiterhin postulierte er, dass für eine optimale Leistung der Gesamtdruck des kalten Stromes nicht mehr als 10-20% von dem des heißen Stromes abweichen sollte.

Frost kam zu dem Schluss, dass die optimale Gesamtmischungsleistung auch mit einem einfachen Ringmischer erreicht werden kann. Es wird dabei allerdings eine Mischkammerlänge vom 6-fachen Mischkammerdurchmesser benötigt.

Nachdem mehrere Rechnungen von *Hartmann*, 1964 bestätigten, dass die Strahlmischung in Turbotriebwerken eine Schubverbesserung erbringt, führte *Hartmann* 1966 genaue Schubmessungen in verschiedenen Mischkammerquerschnitten für verschiedene Mischkammergeometrien durch.

Er erklärt den Blütenmischer dem Parallel- und dem Winkelmischer als klar überlegen. Die Schubverbesserung durch den Blütenmischer wurden von ihm in einem Schubversuch zu 3.2% bei einer Mischkammerlänge von ca. 1m gemessen. Des weiteren untersuchte er die Mischung mit einer Geschwindigkeitsdifferenz am Eintritt und erkannte, dass durch die stärkere Verwirbelung am Anfang der Austauschvorgang schneller erfolgt.

Cullom führte 1977 einen Vergleich zwischen einem Turbofan mit niedrigem Bypass mit und ohne internen Mischer durch und zeigte damit, dass ein Triebwerk bei gegebener Fanggeschwindigkeit mit und ohne Mischer bei gleichem Massendurchsatz und Treibstoffdurchsatz arbeitet, jedoch das Druckverhältnis mit Mischer größer ist. Es verändert sich also der Arbeitspunkt.

Er konnte weiterhin zeigen, dass der Mischer den spezifischen Treibstoffverbrauch um 2.5% über einen Bereich des Betriebspunktes vom Unterschall bei 35000ft bis zu einer Machzahl von 1.4 bei einer Höhe von 48000ft verbessert.

Die Verbesserung des spezifischen Treibstoffverbrauches steigt laut *Cullom* bei steigendem Kern- zu- Fanstrom Gesamttemperaturverhältnis.

Für alle seine getesteten Fälle war der Gesamtdruckverlust durch den Mischer 0.8-1.2%.

Oates entwickelte 1984 ein relativ einfaches Gleichungssystem zur Abschätzung der optimalen Leistung eines Turbofans mit Mischung unter Berücksichtigung der Komponentenverluste. Dabei kam er zu dem Schluss, dass ein Triebwerk, welches ohne Mischer für optimale Leistung ausgelegt wurde, nicht ohne weiteres mit einem Mischer betrieben werden kann, da dann der Mischer entweder bei hohen Machzahlen oder mit Eintrittsbedingungen weit weg von seinen optimalen Eintrittsbedingungen arbeiten muss. Des weiteren erkannte er, dass ein Triebwerk mit Mischer einem Triebwerk ohne Mischer gegenüber den Vorteil hat, einen Fan mit kleinerem Druckverhältnis zu benötigen, weshalb dann entweder weniger Stufen oder kleinere Rotationsgeschwindigkeiten benötigt werden.

Birch et al schrieb 1976, dass die damals gegenwärtigen numerischen Turbulenzmodelle für die Vorhersage eines komplexen, dreidimensionalen, reibungsbehafteten Stromes zwar verwendet werden können, eine exakte Angabe der Anfangsbedingungen aber wichtig sei. Die Diskrepanz zwischen Vorhersage und experimentellen Daten lag nach *Birch* fast ausschließlich in der inkorrekten Annahme, dass die Strömung achsensymmetrisch sei.

Eine numerische Methode für die Vorhersage der Strömung im Blütenmischer entwickelten *Birch et al.* 1978, indem sie eine Modifikation der Berechnungsprozedur

von *Patankar und Spalding 1972* für dreidimensionale parabolische Strömungen mit vernachlässigbarer strömungsgerichteter Diffusion anwendeten. *Kreskovsky* entwickelte dann *1984* eine alternative numerische Methode, die auf dem Ansatz des primären und sekundären Geschwindigkeitenabbaus von *Briley und McDonald 1979* für viskose Unterschallströmungen in glatten gebogenen Geometrien basierte. Mit dieser Methode konnten Vorhersagen über den Gesamtdruckverlust und den Schubgewinn getroffen werden.

Kozlowski & Kraft 1980 und *Head et al 1984* fassten aus den Ergebnissen ihrer Arbeiten Richtlinien für die Auslegung der Oberfläche eines Zwangsmischer zusammen. Diese Zusammenstellung basierte jedoch auf der Gesamtleistung der Mischer und nicht auf detaillierten Strömungsfelduntersuchungen, da diese noch nicht existierten.

1984 zeigte *Kreskovsky*, dass Sekundärströmungen, die durch die radiale Ablenkung in den Mischerblüten entstehen, eine wichtigere Rolle für die Strömungsentwicklung stromab eines Mischer als turbulente Transporteffekte spielen.

Wie oben beschrieben, wurde bis in die 80er Jahre in Rechnungen und Messungen zwar bestätigt, dass Triebwerke zur Schubsteigerung mit Abgasmischern ausgerüstet werden können, wobei als Form sogenannte Blüten- oder Zwangsmischer zu favorisieren sind, Details des Mischungsprozesses durch einen solchen Abgasmischer waren aber noch nicht sehr gut verstanden, weshalb Mischerauslegungen noch vollständig auf Experimente angewiesen waren.

Da bei einfachen Ringmischern zwei parallel zueinander strömende Fluide zusammentreffen, entsteht eine ebene und parallele Scherschicht. Hierbei vermischen sich die Strömungen in der turbulenten Scherschicht, die sich durch molekular-diffusive Mischungsmechanismen oder turbulenten Transport bildet. Es entstehen großskalige Fluidbewegungen, die mit der Kelvin- Helmholtz- Instabilität verbunden sind und es kommt zu einem nachfolgenden nichtlinearen Aufrollen. In solchen zweidimensionalen Scherschichten steht die dominante Komponente des Vorticityvektors normal zum Geschwindigkeitsfeld. Die einzigen Parameter, welche die Mischungseigenschaften der Scherschicht ändern können, sind mit dem Geschwindigkeitsverhältnis und mit dem Dichteverhältnis verbunden.

Im Gegensatz dazu bringt der Blütenmischer starke strömungsgerichtete Vorticity in die Scherschicht ein, womit die Strömung dreidimensional wird und sich schneller und vollständiger vermischt.

1982 und *1984* zeigte *Paterson* die ersten detaillierten Messergebnisse für die Mischungsregion stromab eines Mischer.

Er zeigte, dass ein Blütenmischer ein System benachbarter, entgegengesetzt drehender, kreisförmig laufender Strömungen am Austritt des Blütenmischer produziert. Die sich bildenden Wirbel haben eine Größe in der Größenordnung der Blütenhöhe. Des weiteren zeigte er, dass die Wirbel erst 3-5 Blütenbreiten stromab des Mischerblechs voll entwickelt sind und obgleich die Sekundärströmungen durch die Blüten reibungsfrei gebildet werden, die Reibungskräfte in der Scherschicht den Wirbelbildungsprozess beeinflussen.

Zwischen dem Abstand von 5-8 Blütenbreiten hinter dem Mischerblech sind laut *Paterson* gut erkennbare, entgegengesetzt drehende Wirbel mit einem kleinen Turbulenzgrad außerhalb der Wirbel zu erkennen. Stromab von 8 Blütenbreiten beginnen die Wirbel zu zerfallen, was zu einem starken Mischungsanstieg führt.

Paterson zeigte, dass die großskaligen Zirkulationen den dominanten Mechanismus, durch welchen der Transport von Hitze und Axialimpuls auftritt, liefern.

Er fand darüber hinaus heraus, dass die Bildung der beobachteten großskaligen Sekundärströmungen von der Existenz von Radialströmungen entgegengesetzter Richtung in den Primär- und Sekundärblüten abhängt. Diese Radialströmungen werden wiederum durch radiale Druckgradienten innerhalb der Blüten eingeführt.

Die Sekundärströmungen bestehen nach Paterson aus großskaligen rotationsfreien Strömungen innerhalb derer kleiner skalige drehungsbehaftete Regionen eingebettet sind, welche die an der Hinterkante abgeworfene Vorticity (auch Wirbelstärke oder Drehung genannt) kontrollieren.

Für einen Blütenmischer scheinen, so zeigte er, der Blütenwinkel und die Blütentiefe Parameter zu sein, welche die Sekundärströmungsgeschwindigkeit und Größenordnung am meisten beeinflussen.

Paterson 1982 und 1984 und auch *Anderson 1981* deckten damit erstmals die Tatsache auf, dass die Strömung hinter einem Mischerblech durch großskalige axiale Wirbel beherrscht wird.

Werle zeigte 1987 in Wasserkanalvisualisierungen, dass sich die dünne gebogene Wirbelfläche stromab der Hinterkante als Konsequenz der periodischen axialen Vorticity in ein Feld von entgegengesetzt drehenden strömungsgerichteten Wirbelzellen verformt.

Er fand heraus, dass die Nachlaufregion einen 3-Stufen-Prozess durchläuft: Bildung der Wirbelzellen, Intensivierung der Wirbelzellen und Wirbelzusammenbruch, wobei die intensivste Mischung in der 3. Phase vollzogen wird.

Des Weiteren bestätigte er die Theorie, dass dieser Prozess nicht von der Reibung dominiert sein kann und dass er intensive kleinskalige Turbulenzen induziert, da sich für den laminaren und turbulenten Fall sehr ähnliche Ergebnisse ergaben.

Als dieses Phänomen der Strömung mit axialer Vorticity bekannt wurde, suchten viele nach einer Anwendung hierfür. Es entstanden viele Arbeiten zu Themen wie einem Mischer- Ejector- Konzept, der Brennkammermischung, der Flügelenden-Wirbeldissipation und Wirbelgeneratoren zur Grenzschichtkontrolle. Des Weiteren wurde in verschiedenen Arbeiten gezeigt, dass die durch eine gewundene Platte erzeugten Wirbel die energiearme Grenzschicht von den äußeren Wänden eines Diffusors wegblasen und durch den energiereichen Primärstrom ersetzen. Damit kann die Diffusorleistung verbessert werden und in den Diffusoren können steilere Diffusorwinkel ohne Grenzschichtablösung realisiert werden. Ein weiteres Konzept, welches sich ableiten ließ, war der Flügel mit gewundener Hinterkante (RTE). Dieser hat eine bessere Leistung, da er eine verzögerte Hinterkantenablösung und damit einen verzögerten Stall-Zustand hat.

Von *Presz* wurden 1987 Ejektorsysteme mit einem Blütenmischer und anschließendem Diffusor untersucht. Er zeigte, dass Ejektoren mit Blütenwinkeln bis 25° verbunden mit Diffusorenwinkeln über 20° keine Ablösungen zeigen. Die Sekundärströmungen, die durch die Blüten entstehen, verzögern den Beginn der Ablösung.

Es wurden von ihm über 29 Blütenvariationen getestet und es ergab sich, dass die Ejektorpumpeeffektivität mit steigendem Blütenwinkel stark ansteigt und dass die Ejektorleistung mit steigender Penetration des Mischers steigt.

Blütenmischer können nach *Presz* die Niederdruck- Ejektor- Leistungen bis zu 300% gegenüber konventionellen Ejektoren verbessern, da die durch die Blüten gebildete strömungsgerichtete Vorticity die Mischung verbessert und die Diffusorwandgrenzschichten ersetzt. Damit lassen sich steilere und kürzere Diffusoren einsetzen, womit sich wiederum kurze, leichte Ejektorsysteme ergeben.

Skebe et al erkannten 1988, dass mit steigendem Blüten- bzw. Eindringwinkel, sofern keine Ablösung auftritt, die Zirkulation steigt und dass Mischerbleche mit parallelen Flanken denen mit nicht parallelen Flanken, wie z.B. dem Sinus- oder Dreiecksmischer überlegen sind.

Sie zeigten weiterhin, dass die Blütenmischerleistung nachteilig durch die Grenzschichtanlagerung in den Innenseiten der Blütenmulden beeinflusst werden, weil sich hierdurch der effektive Blütenwinkel verkleinert. Fluid mit kleinem Impuls wie z.B. die Grenzschicht neigt nach *Skebe et al.* dazu sich in den Innenseiten der Blütenmulden zu konzentrieren. Ihre Visualisierungen zeigten starke dreidimensionale Grenzschichteffekte aufgrund des Druckfeldes durch die Blütenoberfläche. Es zeigte sich in den Untersuchungen von *Skebe et al.* eine signifikante Querströmung in Richtung der Blütenspitzen in der Größenordnung von 10-30% der axialen Blütenaustrittsgeschwindigkeit. Die Visualisierung der Oberfläche zeigte ein Verdrehen der wandnahen Strömung zu den Blütenspitzen und Blütenmuldenregionen hin. Ihre Grenzschichtmessungen ergaben, dass sich in den Blütenmulden Strömung mit kleinem Impuls (also die Grenzschicht) sammelt. Dies geschieht nach *Skebe et.al.* wegen des Druckgradienten, der reibungsfrei durch die Oberflächenwölbung gebildet wird. Ihre Untersuchungen bestätigten, dass das querlaufende Ausmaß der Wirbel vergleichbar mit der Blütenhöhe ist und dass das Ausmaß in Spannweitenrichtung eines jeden Wirbels eine halbe Mischerblechwellenlänge ist.

Barber 1988 und *Elliot 1990* erkannten, dass bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten in beiden Strömen die entstehende Scherschicht stromab aus strömungsgerichteter Vorticity verbunden mit der Dreidimensionalität des Mixers und aus normaler Vorticity besteht und dass die Zirkulation proportional dem Produkt aus der Blütenamplitude und des Blütenwinkels ist.

Auch sie kamen zu dem Schluss, dass es unter bestimmten Bedingungen in den Blüten zu einem erheblichen Grenzschichtwachstum kommen kann, wodurch die Blüten mit Fluid mit kleinem Impuls aufgefüllt werden, was die Mischungsrate senkt.

Elliot mutmaßt 1990, dass der Blütenmischer nicht nur auf den Unterschall beschränkt ist, sondern die Mischung auch im Überschall verbessert, weil die Querströmung, obgleich die strömungsgerichtete Richtung Überschall hat, im Unterschall ist und die Kompressibilitätseffekte klein sind. Daraufhin zeigte er über einen breiten Machzahlbereich ($M \leq 2$), dass die Kompressibilität nur eine marginale Rolle bei der Bildung der strömungsgerichteten Vorticity und Entwicklung der Wirbel spielt.

Weiterhin stellte auch er fest, dass mit steigender Stärke der Zirkulation, z.B. durch einen steigenden Blütenwinkel, die Mischungsrate steigt.

Er bestätigte, dass die Abhängigkeit der Sekundärzirkulation von der Geometrie mit dem einfachen Skalierungsgesetz von *Barber/Paterson/Skebe 1988* abgeschätzt werden kann. Dieses Gesetz gibt für die Zirkulation, die durch den Blütenmischer eingefügt wird, folgenden Ausdruck:

$$\Gamma = C_1 U_{ref} h \tan \alpha$$

mit: U_{ref} : axiale Geschwindigkeit am Blütenaustritt
 h : halbe Blütenmischerhöhe oder Mischeramplitude
 α : Blütenwinkel
 C_1 : numerische Konstante, die von der Blütengeometrie abhängt

(1996 erweiterte O`Sullivan den Gültigkeitsbereich dieses Gesetzes als er feststellte, dass diese Zirkulationsabschätzung auch für abgelöste Mischerströmungen gilt, sofern ein effektiver Austrittswinkel und -höhe definiert sind.)

Eckerle führte 1990 an einem Blütenmischer detaillierte dreidimensionale LDA-Messungen für zwei Geschwindigkeitsverhältnisse (1:1 und 2:1) durch und erkannte, dass wenn ein Geschwindigkeitsverhältnis von ungleich eins vorhanden ist, die Wirbelentwicklung näher an der Hinterkante des Mischerblechs beginnt, die Abgrenzungen der Mischungsregionen nicht mehr so eindeutig sind, da die Wirbel an unterschiedlichen strömungsgerichteten Orten zu dissipieren beginnen und der Wirbelzusammenbruch näher an der Hinterkante beginnt. Die Wirbel, die durch die Sekundärströmungen gebildet werden, waren in seinen Untersuchungen im Fall eines Geschwindigkeitsverhältnisses von zwei, nicht alle gleich stark, sondern die Wirbel, die entgegen dem Uhrzeigersinn drehen, waren stärker als die mit Uhrzeigerdreh Sinn. Hierbei zerfallen die Schwächeren früher. Des weiteren zeigte er, dass im Fall eines Geschwindigkeitsverhältnisses von 2 die Mittelwerte der Turbulenzparameter durchschnittlich drei Mal so hoch sind wie im Fall eines Geschwindigkeitsverhältnisses von 1.

Die großskaligen Sekundärbewegungen, die durch die Blütenform gebildet werden, führen nach Eckerle zur Bildung der Wirbel und zum Transport von Fluid von einem Strahl in den anderen. Sie sind jedoch nicht für die homogene Mischung beider Strahlen verantwortlich. Dafür sorgen die kleinskaligen Turbulenzen, die der Hauptbewegung überlagert sind. Deshalb kann laut Eckerle eine bessere Mischung auch höheren Turbulenzgraden zugeschrieben werden, weshalb die beste Mischung im dritten Stadium des Mischungsprozesses, beim Wirbelzerfall zu finden ist. Dort steigt die turbulente Mischung.

In den bis zu den 90er Jahren durchgeführten Untersuchungen ist nicht zwischen dem Effekt der steigenden Grenzfläche zwischen beiden Strömen durch die Windungen der Hinterkante und dem Effekt der strömungsgerichteten Vorticity unterschieden worden. Manning untersuchte aus diesem Grund 1991 dazu die molekulare Mischung von drei Konfigurationen. Diese waren eine ebene Platte, ein Blütenmischer und eine gewellte Platte, welche die gleiche Austrittsform wie der Blütenmischer besaß, aber aufgrund eines Blütenwinkels von null am Austritt, keine strömungsgerichtete Vorticity produzierte.

Er erkannte, dass im Blütenmischer beides, die steigende Grenzfläche und das Hinzufügen strömungsgerichteter Vorticity für die Mischung wichtig ist, wobei der Beitrag der Fläche bzgl. der Mischungsverbesserung bei einem Geschwindigkeitsverhältnis von eins dominiert. Mit steigendem Geschwindigkeitsverhältnis steigt nach Manning auch der Anteil des Beitrages der strömungsgerichteten Vorticity.

Manning beobachtete weiterhin eine neue Wirbelstruktur, die periodisch vom Mischerblech abgeworfen wird und mit der Kelvin-Helmholtz-Instabilität verbunden ist. Die normale Vorticity in der Strömung mit strömungsgerichteter Vorticity hat laut Manning ein starkes Steigen der Rate zur Folge, bei der die anfänglich großen Fluidausschüttungen in kleinere Komponenten aufgesplittet werden. Die Mischungsregionen sind damit relativ gleichmäßig über dem Querschnitt verteilt. Er schrieb, dass bei Strömungen ohne normaler Vorticity die Mischung in der Nähe der Kerne der strömungsgerichteten Wirbelregionen konzentriert ist und erst die Interaktion von normaler und strömungsgerichteter Vorticity die Mischungsregion über den ganzen Querschnitt verteilt.

Fast zeitgleich mit Manning entdeckte auch *McCormick* 1992 die neue Wirbelstruktur, die beim Blütenmischer neben dem strömungsgerichteten Wirbelfeld existiert.

Er zeigte, dass diese Normalwirbel, die aufgrund der Kelvin-Helmholtz-Instabilität (ein Wendepunkt im Geschwindigkeitsprofil ist reibungsfrei instabil) entstehen periodisch von der Blütenmischerhinterkante abgeworfen werden. Sie spielen nach McCormick in Kombination mit der strömungsgerichteten Vorticity eine Hauptrolle bei der Mischungsverbesserung, da die strömungsgerichtete Vorticity die Normalwirbel in eine abgeklemmte Struktur (Abb. 1.3) verformt, die starke Turbulenz (turbulente kinetische Energie) und Mischung produziert.

Er zeigte weiterhin, dass die Größe dieser Normalwirbel nur ungefähr ein Viertel im Vergleich zum ebenen Fall beträgt, wodurch kleinskalige Turbulenzen über eine große Querschnittsfläche viel früher als im ebenen Fall entstehen. Diese dominieren die Reynoldsscherspannungsverteilung im Nahfeld. Die kleinere Größenordnung der normalen Wirbel entsteht laut McCormick aufgrund der Grenzschichtausdünnung auf der hochgeschwindigen Seite des Blütenmischers (entlang der Spitzen und Flanken) und er vermutete, dass die Größenreduktion der Normalwirbel geometrieabhängig ist. Somit erzeugt nach McCormick die freie Scherschicht des Blütenmischers eine verbesserte Mischung bis in den molekularen Bereich.

McCormick schrieb weiter, dass die Scherschichtwachstumsrate, wegen der Wechselwirkung zwischen normalen und strömungsgerichteten Wirbeln, bis zu einer Stromabentfernung von 5-6 Blütenhöhen größer ist als die der freien ebenen Scherschicht. Bei Stromabentfernungen von mehr als 6 Blütenhöhen verkleinert sich die Wachstumsrate und fällt, wegen der reduzierten turbulenten kinetischen Energie der doppelt geschichteten Scherschichtstruktur, unter die für ebene freie Scherschichten. Ab einer Stromabentfernung von 5-6 Blütenhöhen waren die strömungsgerichtete und die normale Vorticity in den Untersuchungen von McCormick vollständig dissipiert.

Des weiteren reagiert nach McCormick die Strömungsentwicklung stromab eines Blütenmischers, anders als bei dem ebenen Fall, unempfindlich auf Anfangsbedingungen wie laminarer oder turbulenter Grenzschicht. Auch der Hufeisenwirbel scheint die Strömungsmischung nicht sehr stark zu beeinflussen und war bei McCormick eine Blütenhöhe stromab der Mischerhinterkante dissipiert.

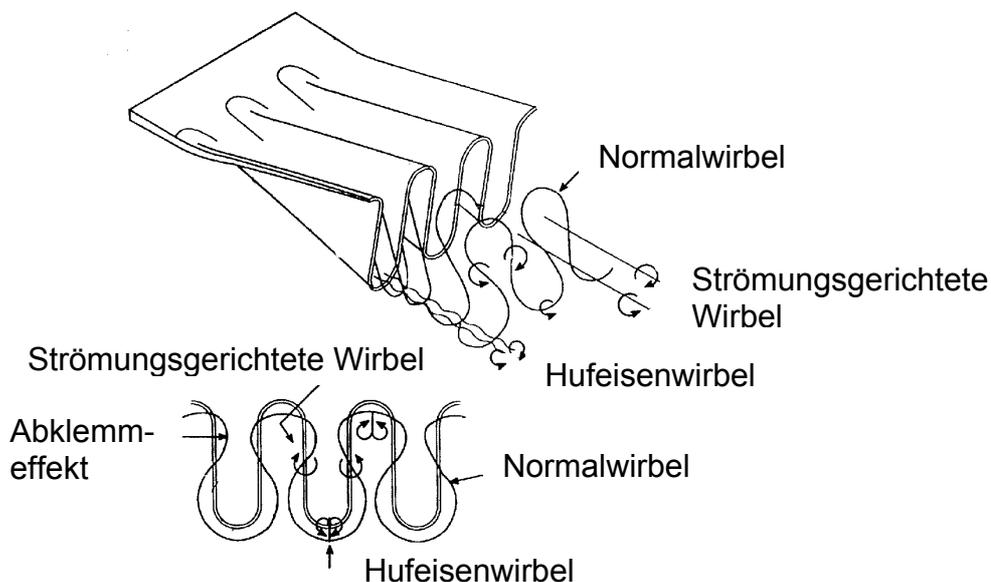


Abb. 1.3: Die Wirbelstrukturen der freien Scherschicht bei einem Blütenmischer [Quelle: *McCormick* 1992]

Von *Qui* wurde 1992 eine kritische effektive Reynoldszahl basierend auf der Stärke der abgeworfenen strömungsgerichteten Vorticity definiert. Unterhalb dieser kritischen Reynoldszahl ist nach *Qui* die Mischungsverbesserung aufgrund der strömungsgerichteten Vorticity pro Einheit Stromabentfernung proportional zum

dimensionslosen Zirkulationsparameters: $\frac{\Gamma}{U\lambda}$ mit: Γ : abgeworfene Zirkulation
 U : mittlere Geschwindigkeit
 λ : Wellenlänge der Blüten

und oberhalb dieser kritischen Reynoldszahl proportional zu:

$$\left[\frac{\Gamma}{U\lambda} \right]^{\frac{2}{3}}$$

Yu et al bestätigten 1995, dass starke kleinskalige Turbulenzen und Mischungen 2-4 Wellenlängen stromab des Mischerblechs hauptsächlich wegen der Deformation der Normalwirbel in abgeklemmte Strukturen, die durch die strömungsgerichteten Wirbel entstehen, auftreten. Die Stärke der strömungsgerichteten Vorticity hängt hierbei nach *Yu et al.* weniger von den Anfangsbedingungen als viel mehr von der Mischergeometrie ab. Diese ist laut *Yu et al.* wichtig, da eine stärkere strömungsgerichtete Vorticity, schneller die räumliche Gleichförmigkeit stromab erreichen kann.

Es wurden in der Arbeit von *Yu et al.* Geschwindigkeitsverhältnisse von 1:1, 1:2 und 1:3 vermessen, wobei sich ergab, dass sich der 1:1-Fall von beiden anderen deutlich unterscheidet. Beim 1:1-Fall ist die Mischung nach *Yu et al.* nicht nur durch die Stärke der hinter dem Mischerblech abgeworfenen Sekundärströmung beeinflusst, sondern auch von dem Grenzschichtdickenwachstum entlang der Flanken und dem nachfolgenden Abwerfen der Grenzschicht in die Nachlaufregion. Innerhalb von 6 Wellenlängen stromab der Mischerhinterkante konnten *Yu et al.* keine Region hoher Turbulenz finden. Beim 1:2- und 1:3-Fall zeigten ihre Ergebnisse jedoch eine Region hoher Turbulenz circa 2-3 Wellenlängen stromab der Mischerhinterkante, die weiter stromab schrittweise abnahm. Bei der Analyse der Produktionsterme der Reynoldspannungsgleichungen an diesen Stellen konnten *Yu et al.* zeigen, dass es zu einer positiven Produktion der turbulenten kinetischen Energie kommt, die durch das Zusammenfallen von großen mittleren axialen Geschwindigkeitsgradienten und Scherspannungen des entgegengesetzten Vorzeichens entsteht. Deshalb nahmen *Yu et al.* an, dass die hohe Turbulenz, die für die schnelle Mischung verantwortlich ist, eher ein Ergebnis der positiven Produktion der turbulenten kinetischen Energie 2-3 Wellenlängen stromab der Mischerblechhinterkante ist, als ein Ergebnis des Wirbelzusammenbruchs 6 Wellenlängen stromab der Mischerhinterkante.

O'Sullivan bestätigte 1996, dass die Leistung des Blütenmischers von der Eintrittsgrenzschicht abhängt, da bei einer dicken Eintrittsgrenzschicht die Blütenmulden mit Fluid mit kleinem Impuls aufgefüllt werden, was den effektiven Blütenwinkel senkt und damit zu reduzierter strömungsgerichteter Zirkulation führt.

Er zeigte weiterhin, dass der Einfluss der viskosen Effekte mit steigendem Blütenwinkel zunimmt, denn bei einem Blütenwinkel ab 30° wird der Grad der strömungsgerichteten Zirkulation durch die viskosen Effekte limitiert und kann auch noch durch großskalige Ablösung reduziert werden.

Nach den zum Teil sehr detaillierten Strömungsmessungen stromab eines Blütenmischers, stand die Optimierung der Blütenform unter Verwendung der neuen Erkenntnisse im Vordergrund.

Es begann die Entwicklung von fortgeschrittenen 3D Zwangsmischern für eine verbesserte Leistung bei kleineren Druckverlusten, da in den damals konventionellen Blütenmischern immer noch ein nicht zu vernachlässigender Anteil Kern- und Nebenstromluft ungemischt blieben. Bei dem Design des fortgeschrittenen 3D Zwangsmischers wurden die Blüten- und Strömungsweggeometrie und die Kontur optimiert. Diese Auslegung wurde beispielsweise von *Booher 1993* mit fortgeschrittenen analytischen Navier-Stokes-Lösern durchgeführt.

Abolfadl & Sehra untersuchten 1993 experimentell den Einfluss von geometrischen Parametern (z.B. die Blütenzahl) und von Blütenformen, die von der üblichen Blütenmischerform abwichen (Scarfig: alternierendes Verlängern und Verkürzen der Blütenhinterkanten, womit höhere Dreidimensionalitäten in die Strömung eingebracht werden und Scalloping: Entfernen eines bestimmten prozentualen Anteils der Blütenflanken – Einkerbungen in den Blütenflanken) auf die Leistung des Zwangsmischers.

Sie konnten hierbei zeigen, dass Scalloping dazu neigt Druckverluste, die mit der Wandreibung verbunden sind, zu verringern, weil weniger Oberfläche des Mischers in Kontakt mit der Strömung kommt.

Allgemein fanden sie heraus, dass längere Mischungskammern, Scalloping und höhere Blütenanzahlen einen großen Einfluss auf die Mischungseffektivität haben und dass dieser Einfluss im Allgemeinen zu einem Leistungsgewinn führt.

Konrad & Lötzerich schrieben 1994, dass Blütenscarfig zu einer höheren radialen Eindringung des heißen Gases in die kalte Strömung führt und dass der Vorteil der gescarften Blüten in einer Mischungssteigerung aufgrund der gestiegenen Grenzfläche, der asymmetrischen Vorticityverteilung und der höheren Geschwindigkeiten in den kurzen Blütenmulden besteht.

Auch *Koutmos* untersuchte 1995 gescarfte Blütenmischer und schrieb, dass bei Verwendung eines gescarften Mischers die Wirbelstärke und Turbulenz um 25% erhöht wird. Er kam zu dem Schluss, dass fortgeschrittene Blütengeometrien die Grenzfläche zwischen beiden Strömen vergrößern und den Strömungsanteil, der nicht an der Mischung teilnimmt, verkleinern sollten. Bei gescarften Mixern generieren nach Koutmos die sich abwechselnden tiefen und flachen Blütenwinkel eine Radialströmung unterschiedlicher Stärke und radialen Ausmaßes (sie vergrößern die radialen Geschwindigkeiten um 26-30%) und vergrößern damit das Ausmaß des Mischungsbereiches. Er zeigte, dass gescarfte Blütenmischer zwei benachbarte Wirbel ungleicher Stärke, Größe und radialer Position bilden.

Auch *Yu & Hou & Chan* untersuchten 2000 gescarfte und gescallopte Blütenmischer und erkannten, dass um den gleichen Verbesserungsgrad bei der strömungsgerichteten Zirkulation zu erreichen, die gescarften Blüten eine kleinere prozentuale Fläche benötigen, die verändert werden muss als bei den scallopierten Blüten. Weiterhin ist die Bildung der strömungsgerichteten Zirkulation an der Hinterkante nach Yu et al. bei gleicher prozentualer Flächenveränderung für gescarfte Blüten höher (15% bei 40% Flächenveränderung) als für scallopierte Blüten. Im Gegensatz dazu haben jedoch scallopierte Blüten die größte Verfallsrate für die strömungsgerichtete Vorticity und die kleinste Distanz, um Gleichförmigkeit im

Nachlauf zu erreichen. Auch die Mischungs- und Grenzschichtverluste, die allein durch das Scarfen oder Scallopieren entstehen, waren bei Yu et al. beim Scarfen höher als beim Scallopieren.

Sie schrieben darüberhinaus, dass ein gescarfter und gleichzeitig auch scallopiertes Blütenmischer die strömungsgerichtete Zirkulation an der Hinterkante zwar um ca. 5-10% verbessert, er aber dafür den Wirbelzerfall verzögert.

Das Einbringen von Wirbelgeneratoren zur Mischungsverbesserung ist eine weitere Art die Mischung in Blütenmischem zu verbessern. *Abolfadl & Sehra* hatten hierzu 1993 versuchsweise einen Wirbelgenerator in einen Mischerkanal (an die innere Oberfläche der äußeren Verkleidung) gebracht. Hierauf sank laut *Abolfadl & Sehra* der Schubkoeffizient beträchtlich, was sie einem zu großen Druckverlust durch den Wirbelgenerator zuschrieben. Sie konnten somit keine Verbesserung der Mischung feststellen und bemerkten schlussfolgernd, dass weitere Untersuchungen zur Optimierung der Designparameter und der Ausrichtung des Wirbelgenerators nötig seien, um durch ihn einen Leistungsgewinn zu erzielen.

DalBello & Steffen führten 2001 Computersimulationen durch, in denen sie die Wirkung von Wirbelgeneratoren in einem Mischer untersuchten. Die in der Realität gerundeten Blüten wurden von *DalBello & Steffen* jedoch durch einfachere rechteckige Blüten ersetzt und es wurden keine Grenzschichten in der Eintrittsebene berücksichtigt. Des Weiteren wurden von ihnen die Wirbelgeneratoren ausschließlich durch jeweils zwei in das Rechenmodell eingearbeitete Wirbel simuliert, deren Drehrichtung mit Wirbelgeneratoren korrespondierten, die in die hochgeschwindige Seite mit einem Neigungswinkel von 45° gebracht werden. Aus diesem Grund konnten *DalBello & Steffen* weder den Gesamtdruckverlust durch die Störkörper noch die Blockade der Wirbelgeneratoren und die sich daraus ergebenden Effekte auf die Mischung untersuchen. Ihre Untersuchungen ergaben, dass die Wirbel die Strömungsstruktur signifikant verändert haben, woraus sich auch eine kleine, aber doch spürbare Verbesserung der Durchmischung beider Strahlen ergab.

Des Weiteren untersuchten *DalBello & Steffen* mehrere Anordnungen mit variierender Anzahl und Position der Wirbel. Als bester Aufbau erwies sich in ihren Untersuchungen eine Anordnung von sechs Wirbeln, entsprechend drei Wirbelgeneratoren. Hierbei war einer der Wirbelgeneratoren in der Mitte des Trennblechs zwischen beiden Strahlen und die beiden anderen jeweils an den Außenwänden angebracht.

Mischungsverstärker

Mischungsverstärker, oder auch Wirbelgeneratoren genannt, finden in vielen technischen Bereichen Anwendung. So zum Beispiel zur Grenzschichtkontrolle, zur Erhöhung des Wärmeüberganges oder zur Verbesserung der Mischung in einer Strömung.

Zur Mischungsverbesserung in geraden Scherschichten wurden etliche Untersuchungen mit verschiedenen aktiven und passiven Techniken durchgeführt. Für die meisten Anwendungen ist es allerdings wünschenswerter eine Mischungsverbesserung mit Hilfe von passiven Hilfsmitteln zu erreichen.

Eine direkte Methode die Mischung in geraden Scherschichten zu erhöhen, besteht in der Manipulation der natürlich auftretenden großskaligen kohärenten Bewegungen, da diese Strukturen die Entwicklung der Scherschicht kontrollieren. Sie

transportieren Masse und Impuls über die Scherschichtregion. Eine Kontrolle über diese Bewegungen kann passiv einerseits durch eine Manipulation der primären spannwerten Vorticity ω_z aus der Grenzschicht oder andererseits durch das Einbringen einer strömungsgerichteten Vorticitykomponente ω_x erreicht werden.

Der Gebrauch von passiven Hilfsmitteln zur Mischungsverbesserung ist in der letzten Dekade mit Enthusiasmus untersucht worden. Hierbei kann die Manipulation der spannwerten Vorticity, die von der Hinterkante abgeworfen wird, bei runden Düsen durch den Einsatz von nicht runden Düsenformen erreicht werden. Die Manipulation oder Produktion einer strömungsgerichteten Vorticity ist die andere Möglichkeit die Mitnahme zu steigern. Dies kann zum Beispiel durch den Einsatz von Mischungsverstärkern erreicht werden. Dies sind kleine Vorsprünge, die in der Strömung am Strahlaustritt platziert werden und ein Paar entgegengesetzt drehende strömungsgerichtete Wirbel in die Strömung einbringen.

Die Mischungsverbesserung mit Hilfe von solchen Mischungsverstärkern wird der Bildung der strömungsgerichteten Wirbel zugeschrieben, was auch im Abgasmischer von Triebwerken die Mischung verbessern könnte. Dadurch könnte bei gleichem Mischungsgrad ein kleinerer Mischer nötig werden, was zu einer Schub- zu- Gewichtverbesserung führen würde.

Bradbury & Khadem waren 1974 die ersten, die ihre Untersuchungen bezüglich der Effekte durch Mischungsverstärker oder auch sogenannte Tabs in Unterschallströmungen veröffentlichten. Hierbei wurden kleine viereckige Mischungsverstärker verschiedener Größe von ihnen am Umfang einer Düse normal zur Strömungsrichtung in die Strömung gebracht. Dies führte zu großen Veränderungen in der Strahlentwicklung.

Sie stellten fest, dass bei 8 Mischungsverstärkern am Umfang der Düse der Effekt auf die Strahlentwicklung nicht sehr groß ist. Bei einer Reduktion der Anzahl auf zwei stellten Sie allerdings eine Reduktion der scheinbaren potentiellen Kernlänge des Strahles auf zwei Durchmesser mit einem weiter stromab folgenden rapiden Abfall der mittleren Mittelliniengeschwindigkeit und steigender Turbulenz im Bereich der Mittellinie fest. (1989 zeigten *Ahuja & Brown* die dramatische Reduktion der Mittelliniengeschwindigkeit auch für Überschallströmungen.)

In den Untersuchungen von *Bradbury & Khadem* zeigte sich weiterhin, dass zwei Mischungsverstärker dazu neigen den Strahl in zwei Strahlen mit hohen Geschwindigkeitskernen zu teilen.

Bradbury & Khadem führten für die Veränderung in der Strahlentwicklung die Ablenkung der Strömung über einem Mischungsverstärker an, wodurch der Strömungswinkel geändert wird. Damit würde die Verformung des Strahles durch die Umfangsvariationen im Strömungswinkel entstehen.

Des weiteren untersuchten *Bradbury & Khadem* zwei Keile, die einander gegenüber an der Düsenwand befestigt wurden, wobei das End-Querprofil der Keile die Mischungsverstärkerform besaß. Bei Keilwinkeln unter 5° war der Effekt auf die Strahlentwicklung zwar sehr klein, sie konnten jedoch auch hier die Produktion von Strömungswinkelvariationen über der gesamten Strahldüse nachweisen, die mit steigendem Keilwinkel steigen.

Bei der Auswertung von zahlreichen Experimenten der Anfangsregion von achsensymmetrischen Strahlen ohne Mischungsverstärker konnten *Bradbury & Khadem* die auch schon von *Crow & Champagne, 1971* feststellten sogenannten Wirbelringe entdecken, die einen Zusammenhalt über dem gesamten Querschnitt des Strahles haben. *Bradbury & Khadem* vermuteten, dass diese hochkohärenten

Strukturen durch das Einbringen der Mischungsverstärker in den Strahl unterdrückt werden können.

1988 untersuchten *Liver & Wu* die Verwendung von Wirbelgeneratoren für eine Grenzschichtkontrolle und in diesem Zusammenhang auch die Strömung stromab eines Wirbelgenerators. Sie schrieben, dass die Zwangsmischung ein mechanisch einfaches aber sehr effektives Konzept zur Grenzschichtkontrolle ist, wobei eine Mischungsanordnung eine Sekundärströmung in die Grenzschichtregion einbringt, um Freiströmung mit hohem Impuls mit der Grenzschichtströmung zu mischen. Eine einfache und effektive Mischungsanordnung ist nach *Liver & Wu* zum Beispiel das Flügelprofilelement oder auch der profilähnliche Wirbelgenerator, typischerweise in entgegengesetzt drehender Anordnung. Als hierbei wichtige Parameter beschreiben sie die Wirbelgeneratorform, deren Höhe in der Grenzschicht, ihren Abstand zueinander, die Orientierung bezüglich der Strömung und den Drehsinn der Wirbel. Von *Liver & Wu* experimentell durchgeführte Untersuchungen an turbulenten Hinterkantenwirbeln zeigten, dass die Struktur der Wirbeltransition durch verschiedene Phasen geht. Nach *Liver & Wu* wechselt der anfängliche Wirbelgeneratornachlauf mit hochgradig dreidimensionalen turbulenten Strukturen zu einer fast reibungsfreien Aufrollregion, die so gut wie keinen Verfall mit sich bringt. Diese Region wechselt schließlich zu einem Gleichgewichtszustand mit dem typischen Verfall von selbstähnlichen reibungsbehafteten Wirbeln. *Liver & Wu* zeigten, dass die Wirbel an der Hinterkante eines Wirbelgenerators als eine dünne Vorticityschicht entspringen, deren freie Enden sich zu einer fest gewundenen Spirale aufrollen, was jedoch sehr schnell geschieht.

Die natürlich vorkommenden haarnadelähnlichen Wirbelstrukturen in der Grenzschicht sorgen zwischen dem wandnahen Fluid und dem Fluid der äußeren Schichten für den Massen-, Impuls-, Energie-, und Wärmetransport in der Grenzschicht. Aus den Überlegungen heraus, dass das niedergeschwindige Grenzschichtfluid in die äußeren Schichten transportiert wird und damit die lokale Mischung erhöht wird, wurden von *Gretta 1990* und auch schon von *Collins 1955* verschiedene Wirbelgeneratoren konstruiert, um entweder die Mischung für verschiedene Anwendungen zu verbessern oder um die turbulente Grenzschicht zu kontrollieren.

Durch die Befestigung der Wirbelgeneratoren an der Kanalwand werden großskalige Strukturen im Nachlauf der Wirbelgeneratoren gebildet, was zu einer erheblichen Steigerung der Mischung führt. Diese Wirbelgeneratoren wurden im allgemeinen als HEV (high efficiency vortab) - Mischer bekannt. Neben dem Mischungscharakter haben diese passiv arbeitenden Wirbelgeneratoren noch eine weitere fundamentale Bedeutung, weil deren großskalige Strukturen im Nachlauf strukturelle Gleichheit mit denen, die in der natürlichen turbulenten Grenzschicht vorkommen, besitzen.

Gretta & Smith zeigten 1993, dass ein Mischungsverstärker zum einen eine Reihe von sogenannten normalen großskaligen Haarnadelstrukturen in der Größe seiner Höhe abwirft und zum anderen ein entgegengesetzt drehendes strömungsgerichtetes Wirbelpaar, welches durch die Druckdifferenz vor und hinter dem Mischungsverstärker induziert wird, bildet. Die Topologie dieser großskaligen Strukturen sind denen, die in der natürlichen turbulenten Grenzschicht zu finden sind, ähnlich und sie induzieren darüber hinaus auch in ähnlicher Weise eine Querströmungsmischung von Masse und Impuls wie ihre Gegenstücke in der natürlichen turbulenten Grenzschicht. Da in einer natürlichen turbulenten

Grenzschicht diese Strukturen aufgrund ihrer geringen Größe schwer zu untersuchen sind, können zu diesem Zweck Mischungsverstärkernachläufe herangezogen werden.

Gretta et al. zeigten weiterhin, dass die entgegengesetzt drehenden strömungsgerichteten Wirbel, die ein Mischungsverstärker erzeugt, einen starken Auswurf von Grenzschichtströmung in die Strömung fördern können. Damit ergibt sich nach Gretta eine sehr schnelle Querströmungsmischung und eine Aufdickung der turbulenten Grenzschicht.

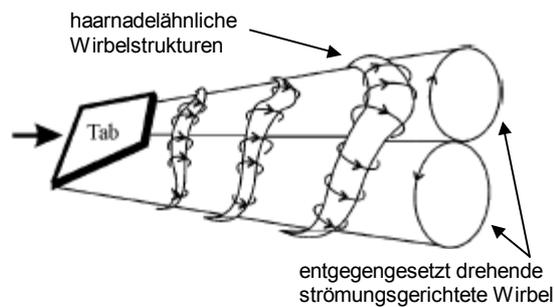


Abb. 1.4: Strömungsverhalten stromab eines Mischungsverstärkers
[Quelle: Gretta & Smith 1993]

1992 zeigten *Dolling et al.*, dass zylindrische und keilförmige Wirbelgeneratoren mit Höhen von 1-2 mal der Grenzschicht-Impulsverlustdicke eine lokal dickere Scherschicht bewirken, dass aber ein großer Anteil dieser Steigerung durch eine dickere Grenzschicht und nicht durch eine Steigerung der Wachstumsrate entsteht. Auch *Fernandi & Menon* sahen 1993 eine lokale Aufdickung der Scherschicht für verschiedene Trennplatten mit gezackter Hinterkante. Die Zacken waren hierbei eine Größenordnung größer als die Grenzschichtdicke.

Papamoschou untersuchte 1989 drei Typen von Hinterkantenveränderungen; einen Deltaflügel Wirbelgenerator, einen Stolperdraht mit 60° zur Hinterkante und Sägezahnaussparungen an der Hinterkante, wobei die Zähne 40° geneigt wurden. Keines dieser Hilfsmittel verbesserte laut Papamoschou die Wachstumsrate der Scherschicht mehr als 5% oder änderte die Struktur der Mischungsschicht. Hierbei ist es möglich, so bemerkten *Island et al.* 1997, dass die symmetrische Platzierung (an entgegengesetzten Seiten der Trennplattenhinterkante) der Wirbelgeneratoren ihre Effekte auslöschten, weil *Clemens & Mungal* 1992 herausfanden, dass eine starke Kopplung zwischen den einzelnen Wirbelgeneratoren herrscht.

Allgemein haben jedoch viele der Mischungsverbesserungsstrategien den Gewinn in der Mischungsschichtaufdickung durch einen zusätzlichen Druckverlust durch die großen Störungen in der Strömung wieder verloren. Aus diesem Grund untersuchten viele Forscher kleine Störungselemente, deren Größe kleiner als die Grenzschicht ist. Sie zeigten, dass solche Wirbelgeneratoren eine mischungsverbessernde strömungsgerichtete Vorticity in der achsensymmetrischen Scherschicht fördert.

Die Strömungsvisualisierungen von *Island et al.* zeigten 1997, dass einzelne 3D Störungen mit einer Größe von 5% der Grenzschichtverdrängungsdicke in der Strömung eine nennenswerte spannungsgerechte Welle, strömungsgerichtete Strukturen und ein Aufdicken der Mischungsschicht induzieren. Die Form dieser Wirbelgeneratoren schien für *Island et al.* wichtig zu sein und sie kamen zu einem optimalen Neigungswinkel von 30° . Des weiteren sollten diese Wirbelgeneratoren

nach Island et al. am Ende der Trennplatte befestigt sein. So ergaben sich bei ihnen Steigerungen der Wachstumsraten im Fernfeld von bis zu 45% für eine bestimmte 3D Störung, nicht aber für 2D Störungen gleicher Flächenblockade. Bei ihrer vielversprechendsten Geometrie zeigte die gestörte Mischungsschicht eine leichte Verbesserung (7%) in der Mischungseffektivität und eine große Steigerung (48%) der Mischungsschichtaufdickung.

Ahuja et al. und *Zaman et al.* begannen 1989 und 1991 mit der systematischen Untersuchung der Mischungsverbesserungsleistung bei mechanischen Mischungsverstärkern. Sie fanden heraus, dass diese nicht nur die Mischung bei kleinen Geschwindigkeiten steigern, sondern auch bei hohen Geschwindigkeiten und Temperaturen.

Ahuja & Brown führten 1989 eine Reihe von Experimenten mit Mischungsverstärkern in einer Überschallströmung durch. 1990-1993 erweiterten sie ihre Untersuchungen auf rechteckige Strahlen und auf Untersuchungen zum Strahlärm. Sie waren damit 1989 die ersten, die quantitative Ergebnisse zur Mischungsverbesserung durch Mischungsverstärker in erhitzten Überschallstrahlen präsentierten. Dabei zeigten sie, dass die Mischungsverstärker besser arbeiten als die meisten anderen Methoden zur Mischungsverbesserung in solchen Strahlen. Des Weiteren zeigten sie, dass sich durch den Einsatz von zwei Mischungsverstärkern, die diametrisch entgegengesetzt angebracht sind, die Potentialkernlänge des Strahls von 6 Durchmessern zu unter 2 reduziert. Sie untersuchten weiterhin die Bildung von zusätzlichen Stößen am Mischungsverstärker und diskutierten ihre Rolle bei der Reduktion der Strahlgeschwindigkeit. Der Einfluss von Wirbelgeneratoren auf die Mischungs- und Lärmcharakteristik des Strahls, die normal zur Strömung am Düsenaustritt befestigt sind, wurde 1993 von Ahuja über einen Machzahlbereich von 0.8 – 1.4 untersucht. Weiterhin untersuchte er den Einsatz von mechanischen Mischungsverstärkern in Verbindung mit Ejektoren. Er kam zu dem Schluss, dass der Einsatz von Mischungsverstärkern in Verbindung mit Ejektoren die akustische Leistung des Ejektors deutlich verbessert. Die maximalen Lärmlevel wurden von ihm um 10 dB reduziert und es entstand eine Lärmreduktion bei allen Frequenzen und bei allen gemessenen Winkeln im Fernfeld.

Die Untersuchungen von *Samimy, Reeder & Zaman* wurden 1991 als Teil des HSCT (high speed civil transport) Programms initiiert. Zu dieser Zeit befassten sich gerade die Forscher der NASA wegen der Arbeit von Ahuja et al. mit dem Thema der Mischungsverstärkereffekte. Bis dahin war bekannt, dass die Strahlausbreitungsrate durch die Mischungsverstärker erheblich gesteigert wird, so sehr, dass sie als „Supermischer“ titulierte wurden. Das Potential bezüglich steigender Mischung, gerade auch für Überschallströmungen, weil die Strahlausbreitungsrate und die Turbulenzgrade mit steigender Kompressibilität sinken, war die Motivation für Samimy et al.. Die Strömungsmechanismen, die für die Effekte eines Mischungsverstärkers verantwortlich sind, waren nämlich noch überhaupt nicht verstanden.

Samimy, Reeder & Zaman untersuchten hierzu den Einfluss von Mischungsverstärkern am Düsenaustritt auf die Strömung in einem Machzahlbereich von 0.34 – 1.81. Sie zeigten, dass jeder Mischungsverstärker durch die Wirkung der strömungsgerichteten Wirbel von seiner Grundseite eine Einkerbung in der Scherschicht produziert und dass ein einfacher Mischungsverstärker die Verdichtungsstoß / Expansions-Struktur stromab eines Überschallstrahls drastisch

verändert. Die Verdichtungsstöße, so konnten sie zeigen, werden abgeschwächt und ihr Abstand wird verkleinert. Sie fanden weiterhin heraus, dass die Mischungsverstärker in überexpandierten Überschallstrahlen weniger bis gar nicht effektiv sind.

Da die durch die Mischungsverstärker produzierte Störung bei Unterschall- und Überschallbedingungen sehr ähnlich sind, vermuteten Samimy et al., dass der primäre Bildungsmechanismus unabhängig von der Kompressibilität ist.

Weiterhin zeigten sie, dass jeder Mischungsverstärker ein Paar strömungsgerichtete Wirbel bildet, die eher vom Typ der Hinterkantenwirbel als vom Typ der Hufeisenwirbel sind. Daher vermuteten sie, dass der Bildungsmechanismus der Vorticity ein druckgesteuertes reibungsloses Phänomen ist. Um effektiv zu sein, muss der Mischungsverstärker demnach eine merkliche Druckdifferenz zwischen seiner Ober- und Unterseite produzieren. Diese Idee steht im Einklang mit der Beobachtung der Ineffektivität der Mischungsverstärker in überexpandierten Strömungen, da dort ein entgegengesetzter Drucksprung in der Nähe des Düsenaustritts existiert, der die durch den Mischungsverstärker aufgebaute Druckdifferenz verkleinert. Diese Ergebnisse stützten sich jedoch weitgehend auf Strömungsvisualisierungen und qualitative Bekräftigungen.

Kobayashi et al. untersuchten 1993 den Einfluss der Mischungsverstärkergröße auf die Lärmreduktion und den Strahlschubverlust an unterexpandierten Überschallstrahlen mit 16 unterschiedlichen rechteckigen Mischungsverstärkern. Sie zeigten, dass Mischungsverstärker im kalten Strahl mit der kleinsten Flächenblockade den gleichen Grad an Lärmreduktion erreichen wie größere Mischungsverstärker. Sie erhielten damit das bemerkenswerte Ergebnis, dass der kleinste Mischungsverstärker die größte Lärmreduktion pro Prozent Schubverlust besitzt. Die Mischungsverstärker mit größeren Ausmaßen generierten bei Kobayashi neue diskrete Töne.

Sie kamen zu dem Schluss, dass der Einsatz von Mischungsverstärkern in Überschallströmungen effektiv das Kreischen, den stoßassoziierten Breitbandlärm und den Strahlmischungs­lärm verringern kann.

1994 befassten sich dann auch *Zaman, Reeder & Samimy* mit Parametern, die gerade für den Ingenieur interessant sind, wie zum Beispiel dem Schubverlust, der Mischungssteigerung und der Lärmreduktion.

Sie untersuchten die Mischungsverstärkergeometrie für eine Optimierung der Effekte für eine gegebene Flächenblockade. Hierbei zeigte sich bei ihren Untersuchungen von viereckigen, dreieckigen und runden Mischungsverstärkern, dass seine Form keinen spürbaren Einfluss auf die produzierte Strahlverformung hat. Damit konnten sie erklären, warum der dreieckig geformte Mischungsverstärker eine Strömungsfeldstörung grundsätzlich gleich zu der eines einfachen viereckigen produziert. Hierbei wird nach Zaman et al. die produzierte Strahlverformung mehr durch seine Breite als durch seine Höhe beeinflusst und seine Ausrichtung in der Strömung ist kritischer als seine Form. Da die Breite die dominierende Größe nach Zaman ist, zeigten ihre Untersuchungen, dass bei gleicher Flächenblockade der Deltamischungsverstärker (dreieckig, Spitzenwinkel 90° , 45° stromab geneigt) die ausgeprägtesten Effekte zeigt, weshalb sie sich hauptsächlich mit diesem befassten. Weiterhin wurde gezeigt, dass eine signifikante Strömungsstörung entsteht, wenn die Mischungsverstärkerhöhe der Grenzschichthöhe entspricht oder diese überschreitet.

Als optimale Neigung des Mischungsverstärkers bezüglich der ausgeprägtesten Strömungsfeldstörung und damit einer noch höheren Mischung ermittelten Zaman et. eine 45° stromab Neigung.

Sie zeigten ferner, dass der Effekt eines Mischungsverstärkers bei Auftreten eines Spaltes zwischen diesem und dem Düsenende vermindert wird. Überschreitet die Spaltgröße die Mischungsverstärkerbreite wird der Mischungsverstärker gänzlich ineffektiv. Dies gilt nach Zaman et al. für den Unter- und Überschall. Ihre Untersuchungen umfassten hierbei einen Machzahlbereich bis $Mach=1.8$.

Die bereits erwähnten Strahleinkerbungen, die durch ein stromab geneigten Mischungsverstärker in der Strömung entstehen, werden durch einen stromauf geneigten Mischungsverstärker nach Zaman et al. zu einer nach außen gerichteten Strahlauswölbung umgedreht. Diese Auswölbung entsteht laut Zaman wahrscheinlich wegen des Paares strömungsgerichteter Wirbel, die eine andere Drehrichtung als die mit stromab Neigung haben.

Weiterhin zeigten auch Zaman et al., dass Mischungsverstärker in Strahlen mit anfänglich laminarer und turbulenter Grenzschicht gleich effektiv sind.

Von Zaman, Reeder & Samimy werden zwei Ursprünge für die strömungsgerichtete Vorticity postuliert. Der erste ist mit dem sogenannten „Druckhügel“ verbunden, der stromauf eines Mischungsverstärkers durch die Verzögerung gebildet wird. Zusammen mit dem Vorhandensein der Wand bildet sich hierdurch ein Paar entgegengesetzt drehender Wirbel. Diese Quelle bildet den Hauptbeitrag der strömungsgerichteten Vorticity nach Zaman et al.. Die zweite Quelle ist mit der Vorticity, die von den Seiten des Mischungsverstärkers abgeworfen wird, verbunden. Die Wirbelfäden orientieren sich laut Zaman et al. stromab durch die Hauptgeschwindigkeitsgradienten in der Scherschicht neu (ähnlich dem Mechanismus, der die Vorderkantenwirbel in der Strömung über einem Deltaflügel produziert). Abhängig von der Neigung des Mischungsverstärkers in der Strömung kann die letztere Quelle ein Wirbelpaar bilden, das einen entgegengesetzten Drehsinn zu dem dominanten der ersten Quelle hat. Im Fall des stromab geneigten Deltamischungsverstärkers addieren sich die Vorticities beider Quellen, was den starken Effekt in dieser Konfiguration erklärt.

Weiterhin zeigten *Reeder & Zaman 1996*, dass der Mischungsverstärker, wenn er stromauf des Düsenaustritts befestigt ist, ein Drucktal stromab von sich erzeugt, welches einen entgegengesetzten Effekt zu dem bisher besprochenen positiven bewirkt.

Zaman, Reeder & Samimy kamen zu dem Schluss, dass mit einem Mischungsverstärker die Mischung bei einem relativ kleinen Schubverlust stark ansteigt. Es konnte jedoch noch nicht geklärt werden, ob die steigende Mischung durch die Steigerung der Fläche oder wegen des Wirbelzusammenbruchs entsteht.

Zaman konnte *1994* in einer anderen Untersuchung zeigen, dass Mischungsverstärker nicht nur die Mischung, sondern auch das Phänomen der Achsenvertauschung bei asymmetrischen Düsenstrahlen beeinflussen. Dies ist bei solchen Strömungen ein oft auftretendes Phänomen. Der Strahlquerschnitt zieht sich in der Richtung der Hauptachse zusammen und expandiert entlang der Nebenachse. Nach einiger Stromabentfernung haben die Achsen getauscht. Dieses Achsentauschen kann laut Zaman durch eine geeignete Wahl der Mischungsverstärker-Konfiguration forciert oder gestoppt werden, da es sensibel auf die Anzahl und Anordnung von Deltamischungsverstärkern reagiert.

Zaman zeigte, dass die Strömung aus einer zum Beispiel rechteckigen Düse ohne Mischungsverstärker vier dominante strömungsgerichtete Wirbel, einen aus jeder

Ecke der Düse, produziert. Diese bilden zwei Paare entgegengesetzt drehender Wirbel, die sich an den Enden der Hauptachse befinden. Jedes Paar hat seine Drehrichtung dabei so, dass die Strömung des Kerns in die Umgebung abgegeben wird. Die Wirbel zerfallen nach einiger Stromabentfernung ohne dass ein Achsentauch stattgefunden hat. Bei der Benutzung von zwei Deltamischungsverstärkern an den schmalen Seiten der Düse wurden in den Experimenten von Zaman die natürlich auftretenden Wirbel überwältigt und es wurden zwei stärkere Paare von Wirbeln gebildet, die eine entgegengesetzte Drehrichtung hatten, weshalb es zu einem schnellen Achsentauch kam. Wurden diese beiden Deltamischungsverstärker jedoch an den langen Seiten der Düse befestigt, bildeten sie Wirbel, die mit den natürlich auftretenden verschmolzen und ein Achsentauch fand nicht statt.

Damit ergibt sich nach Zaman, dass passend platzierte Mischungsverstärker innerhalb einer Primärdüse sogar ähnliche Effekte wie in sehr viel komplizierteren Düsen wie zum Beispiel dem Blütenmischer erzeugen können.

Bohl & Foss argumentierten 1996 zum Entstehen der strömungsgerichteten Vorticity mit den Ergebnissen von *Lighthill 1963* und *Panton 1994*. Deren Untersuchungen zeigten, dass Oberflächendruckgradienten einen Vorticityfluss in die Strömung hinein produzieren. Infolgedessen können nach *Bohl & Foss* im Falle des umströmten Mischungsverstärkers zwei Regionen mit einer Vorticitybildung identifiziert werden. Es gibt einerseits einen Oberflächendruckgradienten auf der Mischungsverstärkerfläche. Die Vorticity durch diese Druckverteilung strömt in den Strahl und wird dort neu in die axiale Richtung orientiert. Andererseits entsteht durch den Mischungsverstärker in der Strömung ein statischer Druckgradient $\partial p / \partial y$ stromauf des Mischungsverstärkers, welcher einen axialen Vorticityfluss produziert. Die letzt genannte Quelle ist nach *Bohl & Foss* die dominantere.

Weiterhin haben *Bohl & Foss* gezeigt, dass die Bedingung von Quelfreiheit verlangt, dass die beiden Teile der „Druckhügel“- Vorticies stromauf des Mischungsverstärkers zusammenhängen müssen. Da die beiden Wirbel eine entgegengesetzte Drehrichtung zu denen des Hufeisenwirbel haben, muss es nach *Bohl & Foss* eine Strömungsablösung stromauf des Mischungsverstärkers geben.

Das Strahlkonzept mit Mischungsverstärkern wurde von *Bohl & Foss 1996* weiter modifiziert, indem Sekundärmischungsverstärker zu beiden Seiten des primären angebracht wurden. Diese sind von der Strahlströmung in die Umgebung senkrecht vom Primärmischungsverstärker weggeneigt und schaffen somit eine zusätzliche Fläche für die Strahlkernströmung, welche dem Strahl erlaubt bei größeren Winkeln auszuströmen. Diese Sekundärmischungsverstärker sollen damit die natürlich auftretende Ausströmung der Strahlströmung in die Umgebung verbessern.

Bohl & Foss zeigten, dass durch den Einsatz dieser zusätzlichen Sekundärmischungsverstärker der Vorticityfluss in die Strömung hinein und die Wechselwirkung zwischen Strahlströmung und Umgebung signifikant gesteigert wird. Die gesteigerte Eindringung der Strahlströmung in die Umgebung ist laut *Bohl & Foss* von einer verstärkten Krümmung des Umgebungsfluids in die Strahlströmung begleitet. Daher verbessern die Sekundärmischungsverstärker den Gewinn der primären mit einem minimalen zusätzlichen Schubverlust. Andererseits kann laut *Bohl & Foss* durch den Einsatz der Sekundärmischungsverstärker der Verlust durch die primären verringert werden, wenn keine Gewinnverbesserung entstehen soll.

Bisher haben viele Autoren gezeigt, dass der Mischungsverstärker effektiv die großskalige Mischung unterstützt. Wichtig ist aber auch die Verbesserung der kleinskaligen Mischung, wodurch erwartet wird, dass sich der Lärm durch die Eliminierung von sogenannten „hot spots“ verringert.

Cetegen & Aquirre fanden 1990 eine direkte Beziehung zwischen der molekularen Mischung und der Wirbelstärke. Nach ihnen ist die molekulare Mischung um so größer, je größer die Wirbelstärke ist und die Mischung ist um so größer, je länger der Prozess andauert.

Zhang & Schneider zeigten 1994 und *Hu et al.* 1996, dass mit einem Mischungsverstärker kleinskalige Strukturen eher erscheinen. Weiterhin wurde gezeigt, dass bei einer Wechselwirkung von strömungsgerichteter und spannweiten (normaler) Vorticity sich eine lokal erhöhte Turbulenz finden lässt.

Huang & Ho kamen 1990 zu dem Schluss, dass die kleinskaligen Strukturen im Zentrum der zeitgemittelten Scherschicht konzentriert sind und anstatt gleichmäßig in Spannweitenrichtung verteilt zu sein, sind die Konzentrationen in den Kernen oder in der Nähe der Kerne der strömungsgerichteten Vorticity am größten.

Nygaard & Glezer bestätigten 1991 und *Moser & Rogers* 1993, dass die kleinskaligen Strukturen erstmalig mit dem Wechselwirken zwischen der spannweiten (normaler) und strömungsgerichteten Vorticity erscheinen.

Bei der Untersuchung der molekularen Mischung in Mischungsströmungen stromab einer Düse mit Mischungsverstärkern berichteten *Zhang et al.* 1994, dass zwei diametral entgegengesetzte Mischungsverstärker die molekulare Mischung bei einer Stromabentfernung von 6 Düsendurchmessern um ca. 35% erhöhen können.

Foss & Zaman untersuchten 1996 experimentell die kleinskalige Mischung, die durch einen Deltamischungsverstärker in der Scherschicht entsteht. Dieser wurde an der Hinterkante einer Trennplatte zwischen zwei Strahlen befestigt und stromab in die Hochgeschwindigkeitsströmung geneigt.

Foss & Zaman konnten damit zeigen, dass der Anteil der kleinskaligen Strukturen in der Scherschichtregion stromab eines Mischungsverstärkers größer ist als in einer ohne Mischungsverstärker und dass der größte Anstieg an kleinskaligen Strukturen dort auftritt, wo der Verlauf der Scherschicht eine scharfe Kurve durchläuft. Diese Orte sind in der Nähe der strömungsgerichteten Wirbelkerne. Des weiteren sind kleinskaligen Strukturen nach *Foss & Zaman* auf der Hochgeschwindigkeitsseite der strömungsgerichteten Wirbelkerne konzentriert.

Sie zeigten ferner, dass die Mischungsverstärker nicht nur das Auftreten kleinskaliger Strukturen steigern, sondern dass sie die kleinskaligen Strukturen kleiner und energiereicher machen.

Des weiteren kamen sie zu dem Schluss, dass die spannweiten Vorticity für die kleinskalige Strukturodynamik auch wichtig sein muss, da die Orte maximaler kleinskaliger Strukturen mit den Orten zusammenfallen, wo der Verlauf der Vorticity in Spannweitenrichtung eine scharfe Kurve durchläuft. Die Nähe der strömungsgerichteten Wirbelkerne zu den Regionen verzerrter spannweiten Vorticity bildet höhere Spannungsraten, was zu vermehrter kleinskaliger Strukturaktivität führt.

Foss & Zaman untersuchten 1997 die großskaligen und kleinskaligen Wirbelbewegungen, die durch einen Deltamischungsverstärker in einer Zweistrom-Scherschicht gebildet werden. Die Mischungsverstärker wurden an der Hinterkante einer ebenen Trennplatte in der Messstrecke eines Windkanals befestigt. Es sollten hierbei die optimalen Neigungswinkel und der optimale Abstand zwischen den Mischungsverstärkern bestimmt werden. Hierbei wurde von *Foss & Zaman* als

optimal definiert, wenn bei minimaler Flächenblockade die Bildung kleinskaliger Strukturen maximiert und die stärkste strömungsgerichtete Vorticity gebildet wird.

Aus ihren Untersuchungen zeigte sich folgendes Verhalten. Während der Neigungswinkel des Mischungsverstärkers von 0° (Mischungsverstärker und Trennplatte bilden einen Winkel von 180°) steigt, wird die ankommende Strömung durch den Mischungsverstärker immer mehr abgelenkt. Dadurch steigert sich die Größe des Druckhügels stromauf des Mischungsverstärkers, was auch ein Steigen der Zirkulation mit sich bringt. Dieser Druckaufbau erreicht sein Maximum, wenn der Mischungsverstärker normal zur Strömung gerichtet ist. Hier herrscht maximale Zirkulation.

Weiterhin zeigten ihre Untersuchungen bezüglich der strömungsgerichteten Vorticity, dass bis zu einem Neigungswinkel von 90° die Stärke der strömungsgerichteten Vorticity von der Quelle 1 (vom Druckhügel) steigt. Für größere Neigungswinkel als 90° (Mischungsverstärker wird stromauf geneigt) bleibt die Größe des Druckhügels fast konstant, jedoch verkleinert sich die strömungsgerichtete Vorticity, da die strömungsgerichteten Wirbel, die durch die 2. Quelle gebildet werden, ein anderes Vorzeichen haben als die der ersten Quelle und der ersten Quelle dadurch entgegen arbeiten. Damit sinkt auch die Zirkulation bei Winkeln größer 90° . Hierbei treten die Maximalwerte der strömungsgerichteten Vorticity schon bei Neigungen von 45° auf und es wird vermutet, dass dafür die strömungsgerichtete Vorticity der 2. Quelle verantwortlich ist. Die von den Ecken abgeworfene Vorticity der Quelle 2 wird in die strömungsgerichtete Komponente umgelenkt. Dies benötigt für größere Winkel eine größere Stromablenkung und diese Vorticity ist für größere Winkel von den Wirbelkernen der durch die erste Quelle gebildeten Wirbel immer weiter entfernt.

Damit war von Foss & Zaman erkannt, dass die höchste strömungsgerichtete Vorticity und die meisten kleinskaligen Strukturen bei einem Mischungsverstärkerneigungswinkel von 45° auftreten, die maximale Zirkulation in der Querschnittsebene aber erst bei einem Neigungswinkel von 90° entsteht.

Bei der Untersuchung der Abstände zwischen zwei Mischungsverstärkern zeigte sich, dass, wenn der Abstand zwischen zwei benachbarten Mischungsverstärkerspitzen der Mischungsverstärkerbreite entspricht, die Bedeckung groß genug ist, dass sich das Feld von Mischungsverstärkern wie ein festes Ablenkblech mit der schwächsten strömungsgerichteten Wirbelbildung und den wenigsten kleinskaligen Strukturen verhält. Die Vorticity, die durch die inneren Mischungsverstärker gebildet wird, verringert sich, während die beiden äußeren „Hinterkantenwirbel“ in ihrer Stärke steigen.

Bei einem Abstand zwischen zwei Mischungsverstärkerspitzen, welcher der dreifachen Mischungsverstärkerbreite entspricht, bestand in den Untersuchungen von Foss & Zaman eine sehr schwache Wechselwirkung zwischen den Mischungsverstärkern. Die Vorticity wurde in diesem Feld durch die Wechselwirkung nicht verändert. Sie verhalten sich wie mehrere einzelne Mischungsverstärker.

Ist der Abstand zwischen den Mischungsverstärkerspitzen das 1.5-fache der Mischungsverstärkerbreite so bleiben nach Foss & Zaman die Kernintensitätslevel von dem Fall mit dreifachem Mischungsverstärkerbreitenabstand erhalten, da die Wirbel aber in Wechselwirkung treten, findet eine leichte Veränderung in Querachsenrichtung statt. Der äußerste positive Kern ist leicht stärker als der innere positive Kern.

Foss & Zaman kamen zusammenfassend zu dem Schluss, dass für optimale Bedingungen der Mischungsverstärkerneigungswinkel 45° und der Abstand zwischen zwei benachbarten Mischungsverstärkerspitzen in einem Feld die 1.5-fache Mischungsverstärkerbreite haben muss. Bei diesem Abstand ist die Scherschicht am

dicksten, die Vorticity, die durch die Mischungsverstärker gebildet wird, wechselwirken miteinander ohne sich selbst zu verringern und die Anzahl der kleinskaligen Strukturen ist am größten.

Über den Ursprung der kleinskaligen Strukturen wurde viel spekuliert. *Huang & Ho* nahmen 1990 an, dass die steigende Verformung aufgrund der Wechselwirkung der großskaligen Wirbelbewegungen für die kleinskaligen Strukturen verantwortlich ist. Dies wurde auch durch die Untersuchungen von *Foss & Zaman 1998* unterstützt. *Nygaard & Glezer* identifizierten 1991 die Wendepunkte in ihren Geschwindigkeitsprofilen aufgrund der strömungsgerichteten Vorticity als lokale instabile Regionen der Scherschicht. Diese Regionen, so nahmen sie an, erleben eine schnelle Verstärkung und zerfallen in kleinskalige Strukturen. Auch das wird durch die Messungen von *Foss & Zaman* von 1998 unterstützt. *Hu et al.* vermuteten 1996, dass die sekundäre Vorticity ω_x die Instabilität der primären Vorticity ω_z beschleunigt. Viskose Diffusion beschleunigt dann den Transport von Energie und Vorticity zu kleineren Skalen. Des weiteren postulierten sie, dass die Wechselwirkung zwischen der Vorticity in Spannweiten- und der in Strömungsrichtung den sogenannten „Energie-Kaskaden-Prozess“ verbessert, der zur Bildung kleinerer Skalen führt.

Foss & Zaman zeigten 1998, dass bei positiven Neigungswinkeln des Mischungsverstärkers (Mischungsverstärker ist in die hochgeschwinde Seite geneigt) zwei Regionen mit erhöhtem Vorkommen von kleinskaligen Strukturen auf beiden Seiten der Mischungsverstärkergrundseite existieren. Diese Regionen sind in der Nähe der strömungsgerichteten Wirbelkerne, nicht aber, wie *Huang & Ho 1990* beobachteten, in den Kernen. *Foss & Zaman* führen deren Ergebnisse auf ein zu grobes Gitter zurück. Bei negativen Winkeln (der Mischungsverstärker ist in die niedergeschwinde Seite geneigt) zeigte sich in ihren Untersuchungen ein völlig anderes Bild. Hier entstand nur eine solche Region direkt in der Mitte hinter dem Mischungsverstärker. Sie schlussfolgerten, dass Höchstwerte für kleinskalige Populationen bei allen Winkeln da auftreten, wo mehr energetisches hochgeschwindes Fluid in die Scherschichtregionen eingebracht wird. Des weiteren, so schrieben sie, erhöht das Einleiten von strömungsgerichteter Vorticity in die spannwitigen Vorticity (durch die Scherschicht) das Vorkommen der kleinskaligen Strukturen.

In den Untersuchungen von *Yu, Hou & Low* wurden 1998 vier Mischungsverstärker verwendet, wobei immer einer in der Mitte einer Seitenwand an einer quadratischen Austrittsebene befestigt wurde. Der kombinierte Effekt der vier Mischungsverstärker teilte den Strahl in vier „Finger“, was zu einer signifikanten Steigerung der Mitnahmerate stromab führte.

Bisherige Arbeiten kamen immer zu dem Ergebnis, dass zum Erreichen der maximalen Stärke der strömungsgerichteten Vorticity die Ausrichtung der Mischungsverstärker hinsichtlich der Hauptströmung wichtiger ist als seine Form. In den Untersuchungen von *Yu et al.* zeigte sich jedoch, dass zwar dreieckige und viereckige Mischungsverstärker einen ähnlichen Trend zeigen, die Mischungsverstärkerform jedoch einen starken Einfluss auf die Entwicklung der Größe der strömungsgerichteten Vorticity hat. Es zeigte sich bei ihnen, dass die Stärke der strömungsgerichteten Vorticity, die durch rechteckige Mischungsverstärker generiert wird, circa 30% höher ist als die, welche durch dreieckige gebildet wird, weshalb sich der Beginn der Wechselwirkung zwischen den benachbarten Wirbeln bei den dreieckigen Mischungsverstärkern verzögert. Aus

diesem Grund zeigte sich in ihren Untersuchungen, dass bei den rechteckigen Mischungsverstärkern der Wirbelzerfall schneller und bei kleineren Stromabentfernungen entsteht. Der Grund scheint nach Yu et al. die bis zu 50% größere Oberfläche der rechteckigen Mischungsverstärker zu sein, die eine größere Druckdifferenz über dem Mischungsverstärker bildet, was jedoch wahrscheinlich mit einem größeren Widerstandsverlust erkauft werden muss.

Yu, Hou & Low erklärten als zusammenfassendes Bild zur Wirbelbildung stromab eines Mischungsverstärkers, dass jeder Mischungsverstärker zwei ausgeprägte Typen von Strömungsstrukturen erzeugt. Die erste besteht aus einem Paar langgestreckter entgegengesetzt drehender strömungsgerichteter Wirbel, die sich bilden, indem sich die Strömung, die über einen Mischungsverstärker strömt, wegen der Druckdifferenz zwischen der stromauf und der stromab Mischungsverstärkerseite um seine Kanten aufwickelt und eine spiralförmige Bewegung beginnt. Die zweite Strömungsstruktur besteht aus einer periodischen Abfolge normaler Wirbel, die längs des Mischungsverstärkers und des Strahles abgeworfen werden. Ab einer Stromabentfernung von einem Düsendurchmesser treten nach Yu et al. beide Typen miteinander in Wechselwirkung. Hierbei verformen die strömungsgerichteten Wirbel die normalen in eine abgeklemmte Struktur. Yu et al. kamen zu dem Schluss, dass Regionen hoher turbulenter kinetischer Energie erstmals an Orten auftreten, wo die strömungsgerichteten Wirbel die normalen Wirbel verformen und nachfolgend an Orten, wo die strömungsgerichteten Wirbel zerfallen. Das führt nach Yu et al. zu einer signifikanten Mischungsverbesserung.

Elavarasan & Hui Meng visualisierten 1999 die Strömung stromab eines trapezförmigen Mischungsverstärkers, der auf einer Platte befestigt war. Ihre Ergebnisse stehen im Gegensatz zu bisherigen Beobachtungen zum Beispiel von Greta & Smith von 1993, die der Meinung waren, dass beide Strukturen (das entgegengesetzt drehende Wirbelpaar und die normalen Wirbel, sogenannte Haarnadelwirbel) parallel entlang des Mischungsverstärkernachlaufes existieren und dass beide Strukturen gleichzeitig für die Verbesserung der Mischung verantwortlich sind. Elavarasan & Hui Meng zeigten in Strömungsvisualisierungen, dass die beiden Strukturtypen verschiedene Regionen dominieren. Bei einer Reynoldszahl von 700, basierend auf der Mischungsverstärkerhöhe, hatte in ihren Untersuchungen das entgegengesetzt drehende strömungsgerichtete Wirbelpaar in der Region $0 < x/h < 1.5$ mehr Einfluss. Die kontinuierlich entgegengesetzte Drehung des Wirbelpaares induzierte eine Pumpwirkung entlang der Symmetrie, durch welche das niedergeschwinde Fluid aus der Grenzschicht in die äußere hochgeschwinde Scherschicht transportiert wurde. Das verdrängte Fluid wird dann nach Elavarasan et al. durch die rezirkulierenden entgegengesetzt drehenden Wirbel mitgenommen und während der stromab Konvektion gut gemischt. Jenseits dieser Region wirkten in ihren Untersuchungen die voll entwickelten normalen Haarnadelstrukturen mehr an der Mischung mit, was in der gleichen Weise wie in der turbulenten Grenzschicht geschah. Des weiteren beobachteten Elavarasan & Hui Meng, dass die Frequenz, mit der die Haarnadelwirbel vom Mischungsverstärker abgeworfen werden, leicht höher ist als die Pumpfrequenz des entgegengesetzt drehenden Wirbelpaares. Ein weiteres Ergebnis ihrer Visualisierung war, dass die Haarnadelstrukturen ihre Identität jenseits von $x/h > 15$ verloren haben und dass dort keine großskalige Querströmungsmischung existiert, die in dieser Region sichtbar ist.

Das turbulente Strömungsbild und die Mischungscharakteristik eines sogenannten HEV (high efficiency Vortex)- Mischers wurde von *Bakker & LaRoche 2000* mit Hilfe von CFD untersucht.

Yang et al. erfassten 1998 zusammen mit der primären Haarnadelstruktur auch sekundäre Haarnadelstrukturen im Nachlauf eines Mischungsverstärkers, die kleinerskalig sind.

Des weiteren wurden von *Yu, Hou & Low 1998* die von *Bohl & Foss* benannten Sekundärmischungsverstärker untersucht. Hierbei wurden zwei sekundäre Mischungsverstärker symmetrisch an jeder Seite des primären positioniert. Diese sekundären Mischungsverstärker wurden, wie bei *Bohl & Foss*, in die Umgebung geneigt. *Yu et al.* bestätigten, dass hierdurch die Mischung verbessert werden kann, wobei aber deren Ausrichtung äußerst wichtig ist. Bei Neigungswinkeln von 10° bei den sekundären und 45° bei dem primären wird nach *Yu et al.* der Wirbelzerfall beschleunigt und die Stärke der strömungsgerichteten Vorticity um 25% gesteigert. Ein weiteres Steigern des Neigungswinkels der sekundären Mischungsverstärker bringt laut *Yu et al.* keine weitere Verbesserung. Im Gegensatz zu *Foss & Bohl* schreiben sie, dass das Strömungsbild bei Neigungswinkeln der sekundären Mischungsverstärker von 40° den Fällen ohne sekundäre sehr ähnlich ist. Die Strömung merke hier am Austritt nichts vom Vorhandensein der sekundären.

Bohl & Foss gaben hingegen auch 1999 den optimalen Neigungswinkel der sekundären Mischungsverstärker zur Bildung starker Mischungsverbesserung mit 40° an. Die sekundären Mischungsverstärker hatten hierbei bei halber Höhe die gleiche Geometrie wie der primären (gleichseitiges Dreieck).

Mit der Primär- Sekundär- Mischungsverstärker-Konfiguration zeigte sich in den Untersuchungen von *Bohl & Foss* eine aktive Verbesserung des Turbulenzfeldes und ein größerer räumlicher Bereich mit hohen Schwankungswerten durch die sekundären Mischungsverstärker.

Foss & Bohl bestimmten darüber hinaus, dass bei einer Stromabentfernung von 0.7-Mischungsverstärkerbreite die Eindringtiefe der Scherschicht in die Umgebungsregion bei Primär- Sekundär- Mischungsverstärker-Konfigurationen 500% größer ist als bei den gleichen Strömungen ohne Mischungsverstärker und 166% größer als bei der Primär- Mischungsverstärker- Konfiguration.

Bei gleicher Stromabentfernung ist nach *Bohl & Foss* die Tiefe der Eindringung der Scherschicht in die Strahlkernregion im Wesentlichen für beide Mischungsverstärkerkonfigurationen (Primär-Sekundär und Primär) die gleiche und 600% größer als bei der Konfiguration ohne Mischungsverstärker.

Bohl & Foss kamen zu dem Schluss, dass ihre Untersuchungen andeuten, dass die sekundären Mischungsverstärker die ablösende Scherschicht des primären signifikant verändern.

Nach *Hui et al. 1999* liegt damit die Motivation zur Anbringung von sekundären Mischungsverstärkern in der Verstärkung der Aufweitung des Kernstrahls in radialer Richtung.

Des weiteren zeigten *Yu, Hou & Low 1998*, dass sich noch ein weiteres kleines Wirbelpaar, welches in entgegengesetzte Richtung zu dem Hauptpaar rotiert, bilden kann. Sie schrieben dies dem Hufeisenwirbel zu. Hierbei ist nach *Yu et al.* jedoch zu beachten, dass die strömungsgerichteten Hauptwirbel von der Hinterkante bis zu einer Stromabentfernung von 1-2 Düsendurchmessern in ihrer Stärke fast konstant sind, wogegen der Hufeisenwirbel 1-2 Düsendurchmesser stromab der Hinterkante völlig zerfallen ist.

Hui et al. untersuchten 1999 den Einfluss der Mischungsverstärker auf die wirbligen und turbulenten Strukturen im Nahfeld der Strahlmischung an einer Düse. Ihre Strömungsvisualisierung bestätigte, dass die gebildeten strömungsgerichteten Wirbel eine einwärts gerichtete Einkerbung der Umgebungsluft in den Strahl hinein und einen auswärts gerichteten Auswurf von Strahlströmung in die Umgebung hervorrufen können. Auch sie beobachteten, dass der Prozess der Kelvin-Helmholtz Wirbelpaarung durch die Mischungsverstärker beschleunigt wird und die kleinskaligen Strukturen früher erscheinen. Basierend auf den Strömungsvisualisierungen und instationären Konzentrationsfeldmessungen vermuteten auch Hui et al., dass die azimuthale Instabilität der Strahlströmung durch das strömungsgerichtete Wirbelpaar gesteigert wird. Das wiederum beschleunigt nach Hui et al. den Teilungs- und Verbindungsprozess der Kelvin-Helmholtz Wirbelringstruktur bei der Übertragung der Energie und Vorticity von großskaligen zu kleinskaligen Wirbeln, was für die Lawine von dreidimensionalen und kleinskaligen Bewegungen und der Bildung der hochgradigen Turbulenz verantwortlich ist. Weiterhin vermuteten auch Hui et al., dass die Wechselwirkung zwischen dem strömungsgerichteten Wirbelpaar und dem Kelvin-Helmholtz Wirbelring den Energiekaskaden Prozess der Turbulenz verbessert, was zu einer Erzeugung von viel kleinskaliger Turbulenz und verbesserter Mischung des Strahls mit der Umgebung führt.

Mi & Nathan beobachteten 1999 einen starken Einfluss der Anfangsbedingungen auf die passive skalare Mischung im turbulenten Freistrah, welche durch verschiedene Typen von achsensymmetrischen Düsen (zum Beispiel eine weiche Kontraktion oder ein einfaches Rohr) verursacht wurde. Das steht im Einklang mit der analytischen Arbeit von *W.K. George* von 1989, der argumentiert, dass keine turbulente Strömung asymptotisch unabhängig von seinen Anfangsbedingungen werden kann. Mi et al. haben in ihrer Arbeit quantifiziert wie eine Änderung der Anfangsbedingungen zu Änderungen in der Wirbelstruktur führt.

Mi & Nathan zeigten weiterhin, dass durch den Einsatz von Mischungsverstärkern am Austritt der Düse die mittlere Temperatur im Strahl mit steigender Stromabentfernung schneller sinkt, was auch bedeutet, dass die Mischungsrate gestiegen ist. Weiterhin stellten sie fest, dass zwei Mischungsverstärker die Strömung mehr stören als vier.

War die ankommende Grenzschicht stromauf des Mischungsverstärkers zu dick, dann entwickelte sich in ihren Untersuchungen ein zusätzliches Wirbelpaar mit entgegengesetztem Drehsinn zum Hauptwirbelpaar, was sie dem Hufeisenwirbel zusprachen.

Da bisher die meisten der Forscher an einem Messaufbau mit einem Freistrah experimentierten, untersuchten *Yu & Koh* 2001 einen Deltamischungsverstärker, der an der Hinterkante einer Trennplatte zwischen zwei Strahlen, die ein Geschwindigkeitsverhältnis von 2 hatten, befestigt war. Sie zeigten, dass bei einer Konfiguration, bei der alle Mischungsverstärker auf der Hochgeschwindigkeitsseite befestigt sind, es zu einer gegenseitigen Aufhebung zwischen den strömungsgerichteten Wirbeln, die in entgegengesetzter Richtung drehen, kommt. Sind die Mischungsverstärker alternierend in beide Strahlen geneigt, legen sich die Wirbel nach Yu & Koh mit gleichem Drehsinn zusammen, wodurch der Zerfall der strömungsgerichteten Wirbel verzögert wird.

Sie zeigten weiterhin, dass die Mischungsverstärker auf der Niedergeschwindigkeitsseite wie eine Halterungsoberfläche für die Strömung, die von der Hoch- in die Niedergeschwindigkeitsseite eindringt, wirken.

Des Weiteren neigten sie ausgehend von dieser Konfiguration die Mischungsverstärker auf der Niedergeschwindigkeitsseite stromauf und zeigten, dass diese dann relativ schwache strömungsgerichtete Wirbel erzeugen, die von den Wirbeln der Mischungsverstärker von der Hochgeschwindigkeitsseite nahe der Hinterkante ausgelöscht werden. In diesem Fall war in ihren Untersuchungen das Eindringen der Strömung von der Hoch- in die Niedergeschwindigkeitsseite weniger ausgeprägt und sie erklärten dies mit dem Fehlen der haltenden Oberfläche.

Weiterhin waren die maximalen strömungsgerichteten Vorticitygrade für die Mischungsverstärker auf der Hochgeschwindigkeitsseite bei Yu & Koh 7% kleiner als die Level in den Arbeiten von Foss & Zaman 1999. Hierzu mutmaßten Yu & Koh, dass es an den Unterschieden in der Geometrie liegen könnte, da bei Zaman & Foss ein breiterer Mischungsverstärker (Foss et al.: $b=2h$; Yu et al.: $b=h$) untersucht wurde.

Diese beschriebenen Erkenntnisse der Wirkungsweise von Mischungsverstärkern gelten ausschließlich in einer geraden, parallelen Scherschicht. In gekreuzten Scherschichten sind diese Mischungsverstärker noch nicht untersucht worden. Da solche Scherschichten in der Technik jedoch ebenfalls häufig vorkommen, soll die vorliegende Arbeit sich mit dem Verhalten dieser Mischungsverstärker in gekreuzten Scherschichten befassen.

2. Versuchsanlagen und Messtechnik

2.1 Versuchsanlagen

2.1.1 Der Niedergeschwindigkeits- Zweistromkanal

Der verwendete Niedergeschwindigkeits-Zweistromkanal wurde am Institut für Luft- und Raumfahrt der TU Berlin 1997 aufgestellt und dient zur Untersuchung von Scherschichten, die einen Kreuzungswinkel von $0 - 40^\circ$ aufweisen können. Abbildung 2.1 zeigt die Anordnung der Versuchsanlage und der einzelnen Windkanal-Komponenten. Eine detaillierte Beschreibung geben *Schröder & Hourmouziadis, 1997*.

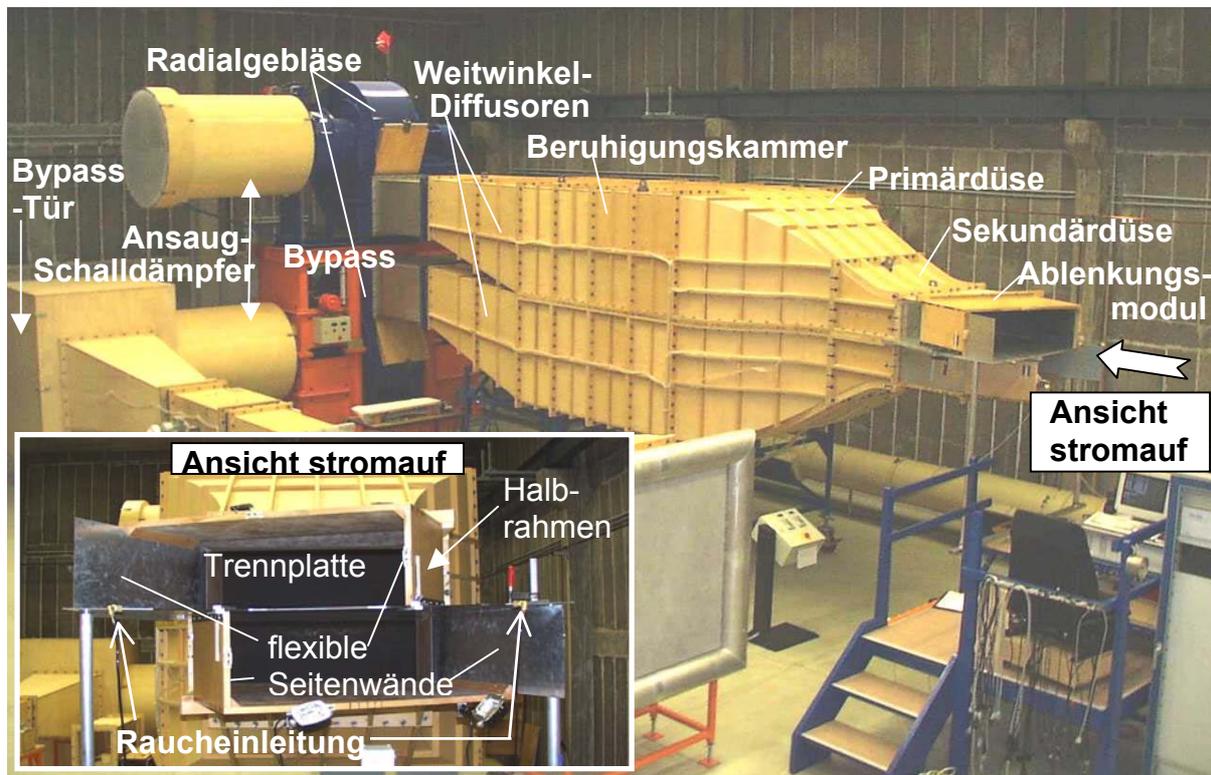


Abb. 2.1: Niedergeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanal am ILR der TU Berlin
[Quelle: *Schröder 2000*]

Der Windkanal besteht aus zwei völlig getrennten Windkanalhälften, deren Ströme erst im Freistrahlfeld zusammengeführt werden und deren Austrittsquerschnitte Abmaße von jeweils $0.3 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ haben. Beide Hälften besitzen jeweils ein Radialgebläse gleicher Bauart und -größe als Antrieb, welches eine maximale Strömungsgeschwindigkeit von 40 m/s am Windkanalaustritt möglich macht. Die Luft wird aus der Halle angesaugt. Das Ablenkungsmodul am Ende des Windkanals hat die Aufgabe beide Teilstrahlen in der horizontalen Ebene gegeneinander zu kreuzen. Die Seitenwände bestehen hierbei aus flexiblem Stahlblech. Der Umlenkwinkel und damit der Kreuzungswinkel zwischen den Strahlen wird durch auswechselbare Zwischenplatten auf der Ober- und Unterseite des Ablenkmoduls eingestellt. Bei den so entstehenden Strahlen wurden im Kernbereich der Austrittsebenen von *Schröder, 2000* maximale Abweichungen der Hauptströmungsgeschwindigkeit von unter $\pm 1\%$ realisiert. 20 mm stromab der Trennplatte weichen die Beträge der

Teilstrahlgeschwindigkeiten um ca. $\pm 2\%$ vom eingestellten Mittelwert ab. Weiterhin existiert in dieser Ebene ein Strömungswinkelgradient mit Abweichungen von maximal -2.5° bei maximalem Kreuzungswinkel.

Die Versuchsanlage wurde für die Strömungsvermessung stromab von Mischungsverstärkern in konstant gekreuzter und mischerähnlicher Scherschicht verwendet. Hierfür wurden die Mischungsverstärker an der Trennplatte stromab des Windkanalaustritts in der Messstrecke befestigt.

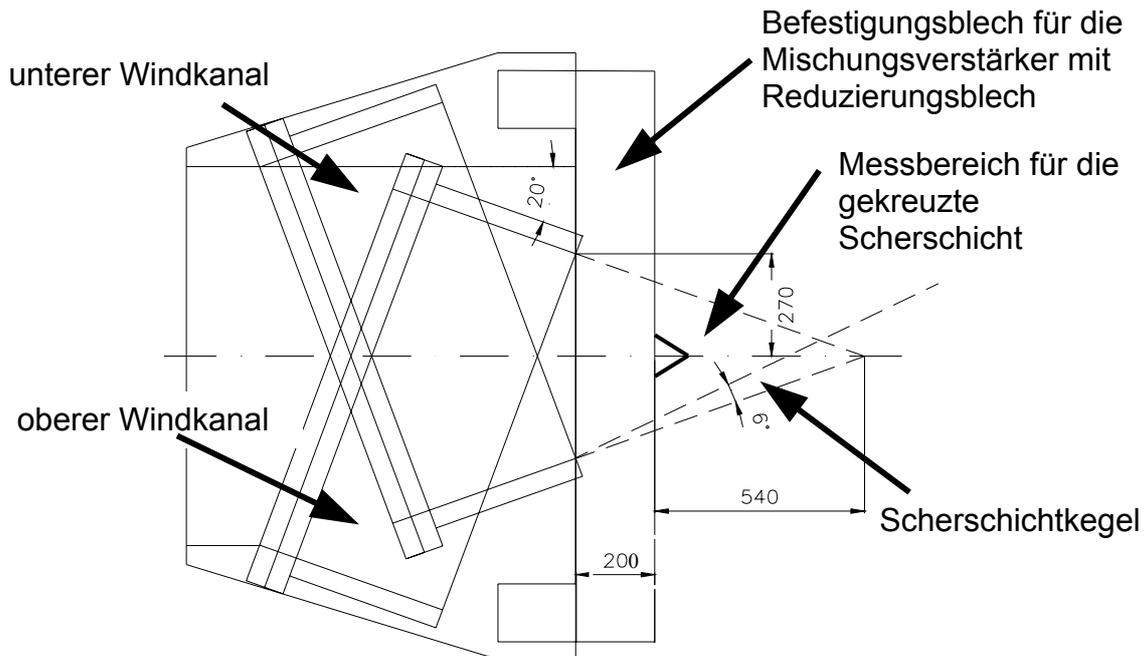


Abb. 2.2: Draufsicht: Messbereich mit Mischungsverstärkerbefestigung

In Abbildung 2.2 ist der Windkanalausritt mit den Mischungsverstärkern dargestellt. Es wird deutlich, dass bei gekreuztem Windkanal der Messbereich stromab eingeschränkt ist. Die maximale Entfernung stromab eines mittig angebrachten Mischungsverstärkers, auf den beide Windkanalhälften Einfluss haben sollen, ist bei einem Kreuzungswinkel von 40° rein geometrisch 540 mm. Dieser Abstand verkleinert sich jedoch noch durch die Scherschichtkegel, die durch die angrenzende Umgebungsluft entstehen. Nur in diesem Bereich entsteht eine genau definierte gekreuzte Scherschicht, innerhalb dessen die Mischungsverstärker untersucht werden können. Werden an jedem Blech zwei Mischungsverstärker angebracht, so liegen diese nicht mehr mittig und die vermessbare Stromabentfernung verringert sich weiter.

Da *Zaman, Reeder & Samimy, 1994* zeigten, dass ein Spalt direkt vor dem Mischungsverstärker dessen Effektivität zum Teil erheblich verschlechtert, wurden hier alle Mischungsverstärker zusammen mit einem Befestigungsblech für den Windkanal direkt aus einem 2 mm dicken Aluminiumblech gefertigt. Diese Mischungsverstärkerbleche sind 120 mm breit, um den Druckaufbau stromauf des Mischungsverstärkers nicht zu stören. Ein Schema der Bauteile zur Befestigung ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

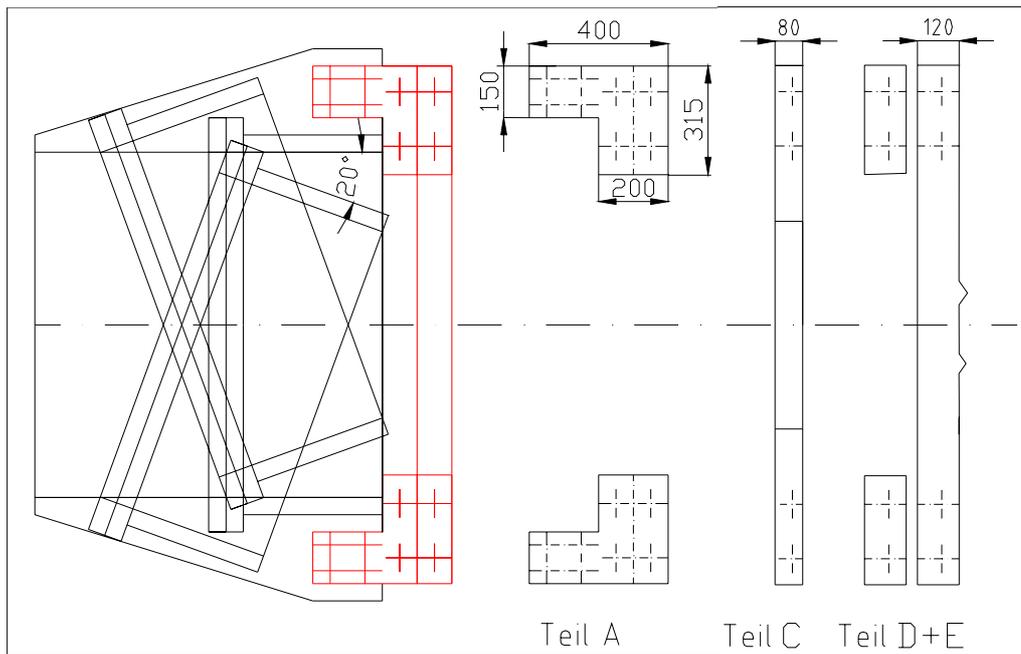


Abb. 2.3: Befestigung der Mischungsverstärker am Windkanal

Da die im Windkanal befindliche Trennplatte eine Dicke von 4mm besitzt, jedoch eine zu geringe Genauigkeit bei der Biegung von 4 mm starken Aluminiumblechen um 45° gerade bei kleinen Mischungsverstärkern besteht, wurde eine konstruktive Befestigungsmöglichkeit gewählt, bei der die Mischungsverstärkerbleche (Teil E) aus 2 mm dicken Aluminiumblechen gefertigt wurden. Diese werden über ein Reduzierungsblech (Teil C), welches die Stärke der Trennplatte von 4 mm auf 2 mm verringert, am Windkanal befestigt. Die Fixierung der Bleche geschieht über Winkel (Teil A). Die leichte Höhendifferenz zwischen den Winkeln und dem Mischungsverstärkerblech wird über zwei Unterlegbleche (Teil D) ausgeglichen.

Für die Vermessung des Strömungsfeldes in mischerähnlicher Scherschicht wurden die Mischungsverstärker an einem im Windkanal eingesetzten abgewickelten Blütenmischer angebracht. Hierfür wurde die Trennplatte zwischen den beiden Kanalhälften stromab der Sekundärdüse (siehe Abb. 2.1) durch einen abgewickelten Mischer ersetzt. Dieser besteht aus Glasfaser- Laminat. Für das Laminieren wurde eine Gegenkontur aus MDF gefertigt. Als Vorlage hierfür diente eine am Institut bereits bestehende Mischerkontur für den Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal, da die Untersuchungen im zweiten Teil des Projektes auch an diesem Mischer stattfinden und verglichen werden sollten. Die Fertigung der Gegenkontur wurde mit Hilfe einer computergesteuerten Fräse (CNC) mit Kugelfräskopf durchgeführt. Diese Gegenkontur wurde abschließend lackiert, um eine glatte Oberfläche sicherzustellen. Die Gegenkontur für eine Blüte besteht aus zwei Teilen, wovon jede eine Flanke nachbildet (Abb. 2.4).

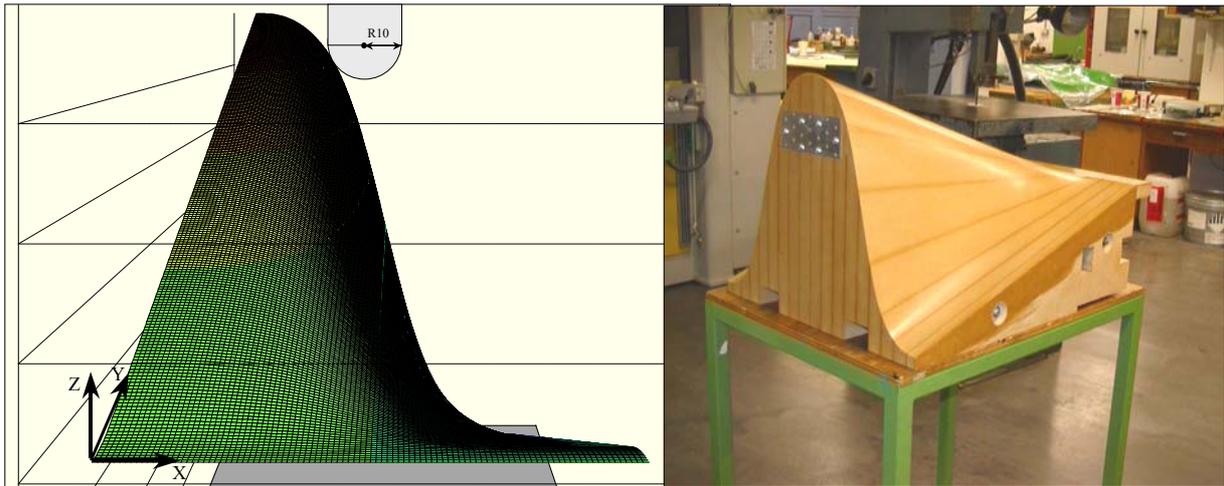


Abb. 2.4: links: Kontur der Mischerform
rechts: Gegenkontur als Blüte zusammengeschraubt

Die gesamte Breite der zusammengesetzten Gegenkontur beträgt 476 mm. Im Windkanal konnte somit ein abgewickelter Blütenmischer mit zwei Mischerblüten eingebaut werden (Abb. 2.5). Dies ist sehr günstig, da so Randeffekte nur eine vernachlässigbare Auswirkung auf das Messergebnis der mittigen Blüte haben.

Da aus Kostengründen jedoch nur die Gegenkontur einer vollen Blüte gefertigt wurde, erfolgte zuerst die Laminierung der Mittelblüte. Anschließend wurde die Gegenkontur getrennt und vertauscht zusammengesetzt, um die jeweils fehlende halbe Blüte auf der linken und rechten Seite zu fertigen.

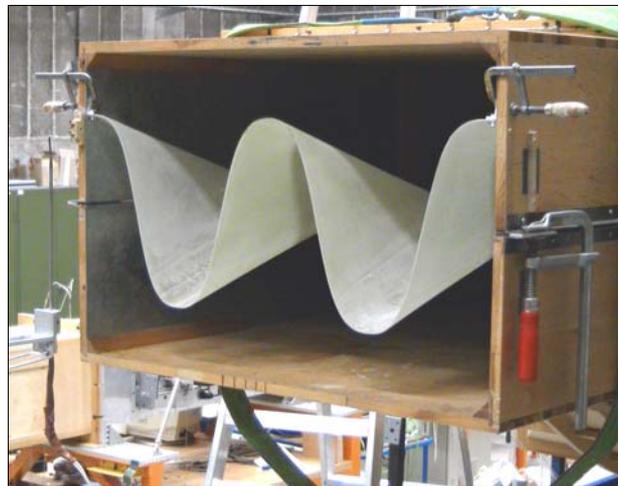


Abb. 2.5: Niedergeschwindigkeits- Zweistromwindkanal mit abgewickeltem Blütenmischer

2.1.2 Der Hochgeschwindigkeits-Zweistromkanal

Der verwendete Hochgeschwindigkeits-Zweistromkanal wurde 1998 im Rahmen des Forschungsprojektes „E3E-Engine“: Lärm- und leistungsoptimierter Strahlmischer“ am Institut für Luft- und Raumfahrt der TU Berlin aufgestellt. Hiermit können der Kern- und Nebenstrom eines Triebwerkes mit einem Nebenstromverhältnis von ungefähr 2, einer Strömungsmachzahl von $M = 0.35$ und einer maximalen Temperaturdifferenz der beiden Teilströme von circa 70°C simuliert werden. Für die Versorgung der Teilkanäle mit Druckluft sorgen drei Radialverdichter vom Typ DEMAG Sez5R, die sich in der am Fachgebiet vorhandenen Verdichteranlage befinden. Jeder der drei Verdichter liefert einen Nennmassenstrom von 1.5 kg/s bei einem Druck von 2 bar, wobei dies über Vordralldrosseln geregelt werden kann. Die Verdichter können einzeln und in verschiedenen Schaltkonfigurationen betrieben werden.

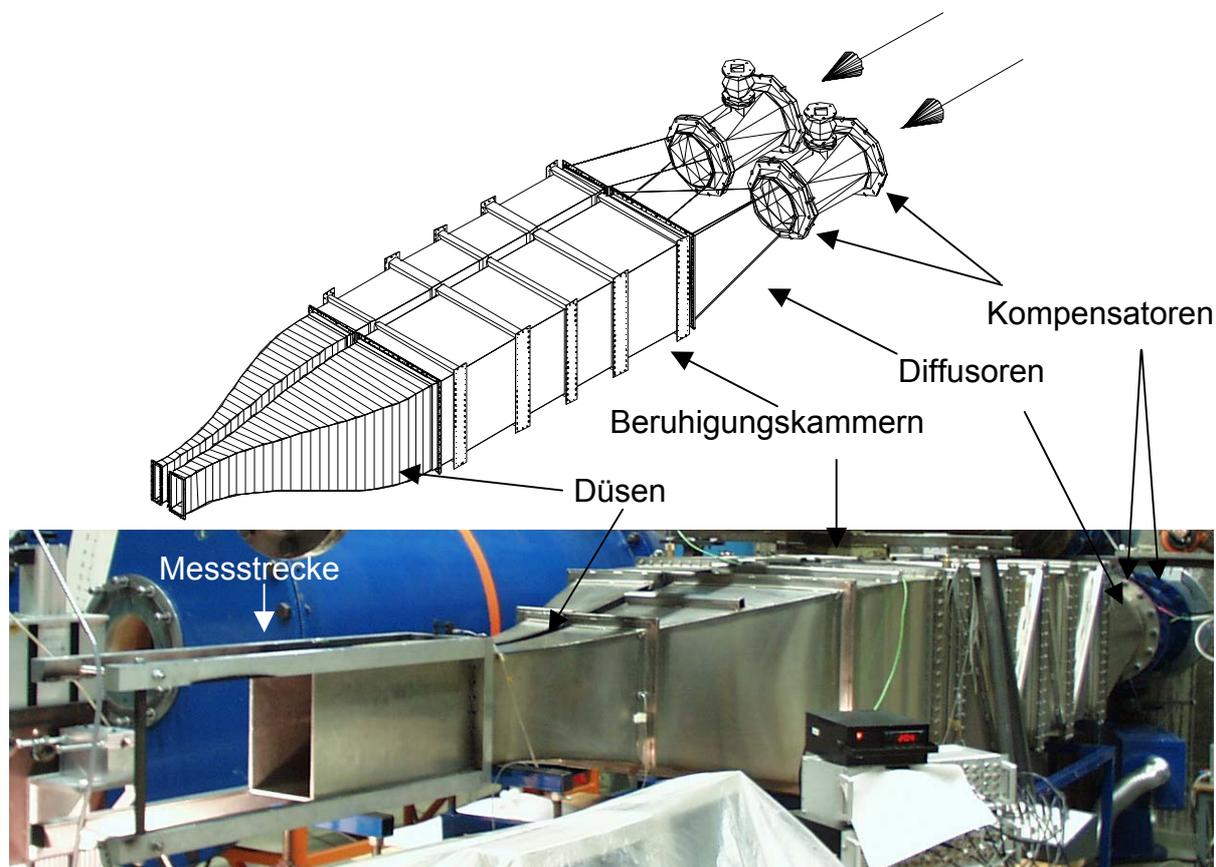


Abb. 2.6: Hochgeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanal am ILR der TU Berlin
oben: Prinzipskizze des Windkanals ohne Messstrecke
unten: Seitenansicht des Windkanals mit Messstrecke

Beide Teilströme des Windkanals werden in getrennten Kanälen geführt und erst in der Messstrecke über den abgewickelten Mischer zusammengeführt. An die Verdichter schließen sich die in Abb. 2.6 gezeigten Kompensatoren an, die dem Ausgleich von geometrischen Abweichungen und der Schwingungsisolierung dienen. Hiernach folgen die Diffusoren, die den runden Strömungsquerschnitt in einen eckigen umformen. In der sich anschließenden Beruhigungskammer sind Siebe und Gleichrichter zur Strömungshomogenisierung eingebaut worden. Die Düsen vor der Messstrecke sind für beide Teilstrahlen dreidimensional und exzentrisch ausgeführt.

Am Eintritt der rechteckigen Messstrecke ist ein abgewickelter Mischer in einem keilförmigen Halter montiert. Die Austrittsquerschnitte vor dem Mischer betragen 0.25×0.05 m für den Kernstrom und 0.25×0.1 m für den Nebenstrom. Der Turbulenzgrad des Nebenstromes wurde von *Strecker, 2003* mit 0.5% im Mittel angegeben. Weiterhin ermittelte er die Schwankungen des Turbulenzgrades im Kernstrom zu 0.25% - 0.5%. Da im Triebwerk im Nebenstrom vor dem Mischer nur der Fan liegt und dazwischen eine sehr große Lauflänge zum Ausmischen der Nachläufe und der Kernstrom zum einen schneller ist und dort vor dem Mischer die Nachläufe sich auch ausmischen können, liegen die Turbulenzgrade hier in ähnlicher Größenordnung; vielleicht etwas höher.

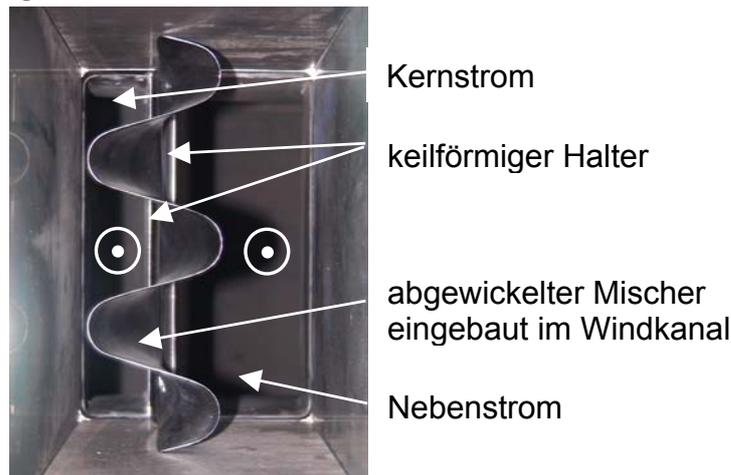


Abb. 2.7: Blick vom Messstreckenaustritt in die Messstrecke

Für die Simulation des Kern- und Nebenstromes wurden der Verdichter V3 als Massenstromquelle für den Kernstrom und die parallel geschalteten Verdichter V1 und V2 als Massenstromquelle für den Nebenstrom verwendet. Mit Hilfe eines Durchlaufkühlers konnte die Luft des Nebenstromes gekühlt werden, was zu der Temperaturdifferenz beider Ströme führte.

Für die Untersuchungen des Mixers mit Mischungsverstärker wurde ein identischer, neuer, abgewickelter Mischer mit Mischungsverstärker laminiert. Hierdurch entstand bei dem sehr kleinen Mischungsverstärker eine hohe Genauigkeit der Abmaße und es kam vor dem Mischungsverstärker zu keiner Aufdickung oder andersartigen Störung durch eine Befestigung.

2.1.3 Der Wassertisch

Der Wassertisch wurde 1996 am Institut für Luft- und Raumfahrt der TU Berlin konstruiert und ausgelegt. Er wurde modular aufgebaut. Das Wasser wird von einem Wasservorratsbehälter über einen Beruhigungsbehälter in den Einlauf gepumpt (Abb. 2.8). Der Beruhigungsbehälter ist notwendig, da so die Regelung des Volumenstroms durch Ventile gleichmäßig erfolgen kann, das Wasser den Druckschwankungen durch die Pumpe nicht mehr ausgesetzt ist und ausgasen kann. In den Einlauf gelangt das Wasser über zwei Zuflüsse, die durch ein Rohr verbunden sind. Dieses Rohr besitzt zur Minimierung der Störungen Austrittsschlitze und eine Ummantelung aus Filterfließ. Die sich anschließende Messstrecke ist aufgrund der optischen Zugänglichkeit aus Plexiglas. Die Abmaße der Messstrecke betragen 1×1 m. Als Auslauf aus der Messstrecke dient ein Überlaufrohr in der Abflussöffnung, welches eine Gewindehöhenverstellung des Ablaufes gewährleistet. Der Vorteil dieser

Lösung liegt in der einfachen und leicht reproduzierbaren Höheneinstellung des Wasserstandes. Der Nachteil ist jedoch, dass bei einer maximalen Wasserstandshöhe von 100 mm für Visualisierungen maximal 40 mm eingestellt werden können, weil bei höheren Wasserständen das Wasser in tieferen Regionen nahezu stehen bleibt, da der Ablauf des Wassers nur von der Oberfläche erfolgt. Es ergibt sich eine Wasserschichtung, die das Ergebnis verfälscht.

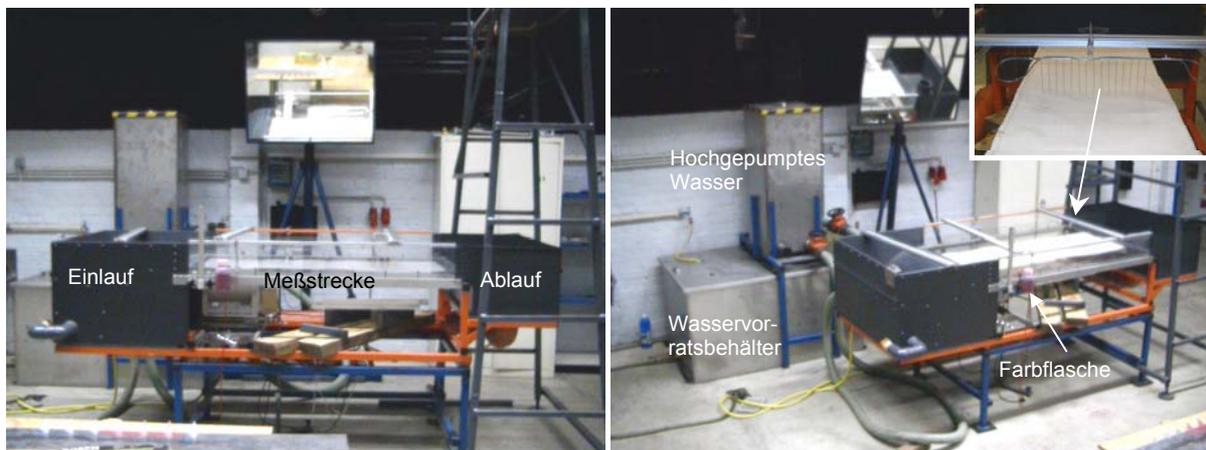


Abb. 2.8: Wasserkanal am ILR der TU Berlin in verschiedenen Ansichten

Zur Visualisierung der Strömungsvorgänge wurde Farbe in die Strömung eingebracht. Ein Farbregen ist in Abbildung 2.8 oben rechts dargestellt. Er enthält 15 Kanülen, die einen Austrittsdurchmesser von 0.3 mm haben. Die sich daran anschließenden Farbflaschen sind in der Höhe verstellbar, um durch den hydrostatischen Druck den Massenstrom der Farbe an den Kanülen zu regulieren. Als Farben wurden Methylenblau als blaue und Eosin als rote Farbe verwendet.

Zur Realisierung der gekreuzten Scherschicht wurde das aus dem Einlauf kommende Wasser mit Hilfe von langen Seitenwänden in zwei Strahlen unterteilt (Abb. 2.9). Diese beiden Strahlen wurden jeweils so umgelenkt, dass sie zueinander einen Kreuzungswinkel von 40° bilden. Zur Realisierung eines Strömungsfalles ähnlich dem im Niedergeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanal wurde einer der beiden Strahlen oberhalb einer Trennplatte mit Mischungsverstärker und einer unterhalb entlanggeführt. Die Trennplatte wurde zur besseren Sichtbarmachung der Strömung aus Plexiglas gefertigt. Die sich bildenden Totwassergebiete (Abb. 2.9) verhindern eine Störung der Scherschicht und simulieren die Umgebung des Niedergeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanals.

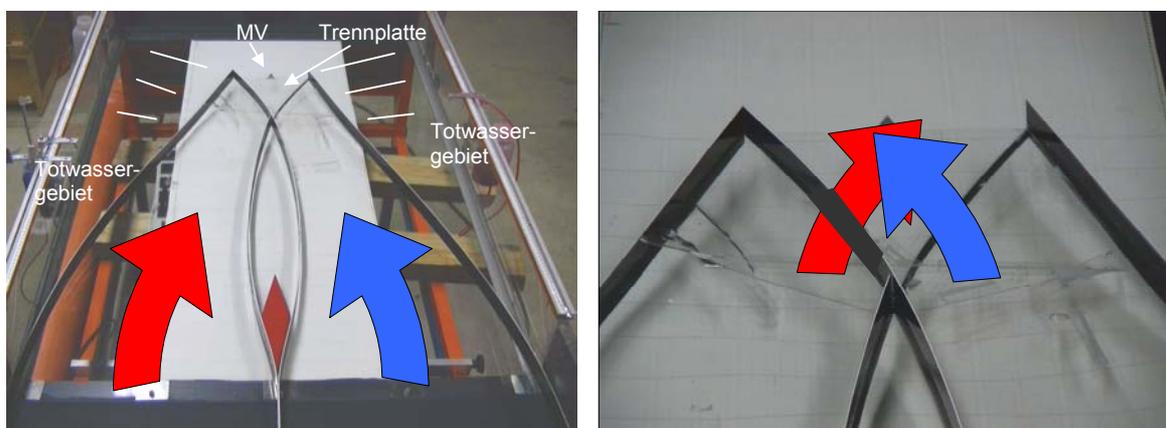


Abb. 2.9 Draufsicht auf den Wasserkanal; Realisierung der gekreuzten Scherschicht

2.2 Messtechnik

2.2.1 Die Traversiervorrichtung

Traversiervorrichtung am Niedergeschwindigkeits-Zweistromkanal

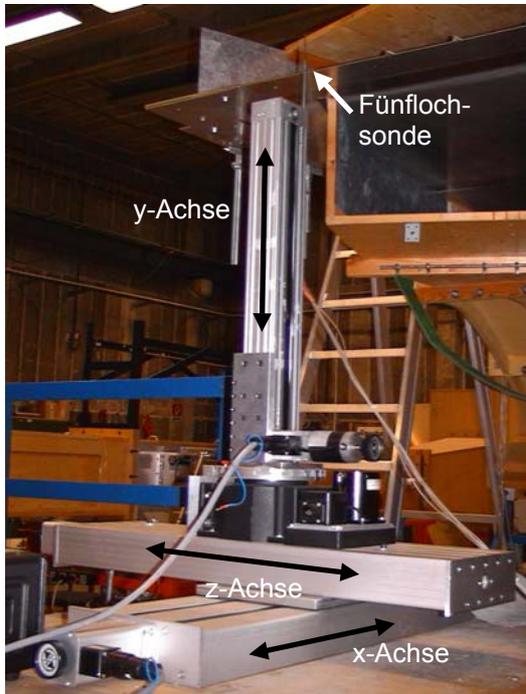


Abb. 2.10 Traversiervorrichtung mit eingespannter Fünflochsonde

Bei der Traversiervorrichtung handelt es sich um eine Anlage der Firma ISEL-Automation mit drei translatorischen Freiheitsgraden mit Schrittmotor-Komponenten. Das Verfahren in x- und z-Richtung wurde mit Hilfe von Doppelspur-Spindelantrieben realisiert. Die Verfahrslängen betragen 850 mm in x-Richtung und 550 mm in z-Richtung. Das Verfahren in y-Richtung wurde aus Gewichtsgründen mit Hilfe eines Doppelspur-zahnriemenvorschubes realisiert. Die Verfahrslänge beträgt 450 mm. Die gesamte Traversiervorrichtung befindet sich auf einem höhenverstellbaren Tisch.

Der systematische Verfahrfehler der Traversiervorrichtung wurde von Schröder, 2000 mit Hilfe eines Heidenhain LS703-Wegaufnehmers mit 1,0 μm Genauigkeit überprüft. Es ergab sich eine sehr gute Positioniergenauigkeit. Bei der x-Achse lag der maximale relative Positionierungsfehler

($\Delta s/s$) bei -0.09% , bei der y-Achse bei 0.4% und bei der z-Achse bei 0.1% . Das Spiel bei Haltestrom lag bei der x-Achse bei ± 0.08 mm, bei der y-Achse bei ± 0.5 mm und bei der z-Achse bei ± 0.12 mm.

Traversiervorrichtung am Hochgeschwindigkeits-Zweistromkanal

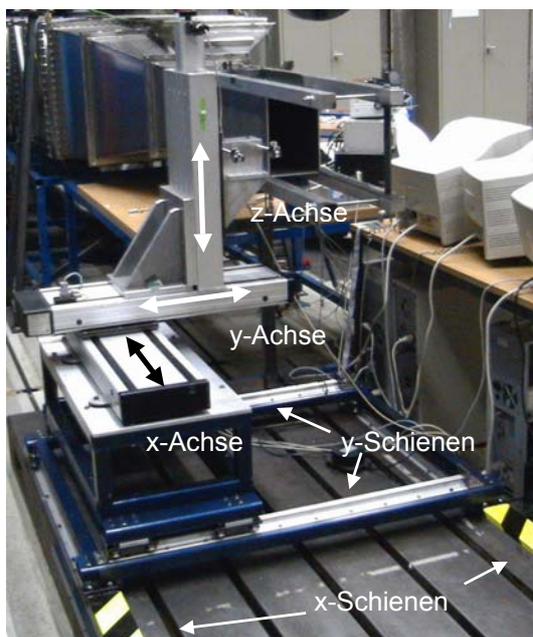


Abb. 2.11 Traversiervorrichtung

Ebenso wie die Traversiervorrichtung am Niedergeschwindigkeits-Zweistromkanal handelt es sich hier um eine Anlage der Firma ISEL-Automation mit drei translatorischen Freiheitsgraden mit Schrittmotor-Komponenten. Das Verfahren in alle drei Richtungen wurde mit standardmäßigen Doppelspur-Spindelantrieben realisiert. Die Verfahrwege für die x- und y-Richtung betragen 500 mm und für die z-Richtung 300 mm. Weiterhin befindet sich die gesamte Apparatur auf einem Wagen, der auf Schienen in y- und x-Richtung sitzt. Die y-Schienen sind 1 m lang und die x-Schienen sind 3 m lang. Damit lassen sich präzise Messungen auch sehr weit stromab des Mischers durchführen.

Aufgrund der speziellen Mikrostep-Ansteuerung der Steuermodule entsteht eine hohe Ortsauflösung von 0.014° pro Mikrostep und damit bei einer Spindelsteigung von 5 mm pro Umdrehung einen theoretischen Verfahrweg von $0.2 \mu\text{m}$. Der systematische Verfahrfehler der Traversiervorrichtung wurde von *Strecker, 2003* mit Hilfe eines Heidenhain LS703-Wegaufnehmers mit $1,0 \mu\text{m}$ Genauigkeit überprüft. Es ergab sich auch hier eine sehr gute Positioniergenauigkeit. Bei der x-Achse lag der maximale relative Positionierungsfehler ($\Delta s/s$) bei 0.087% und bei der y- und z-Achse bei 0.094%. Das Spiel bei Haltestrom lag bei allen Achsen $<0.1 \text{ mm}$.

2.2.2 Die Fünflochsonden

Durch den Einsatz von Fünflochsonden können stationär Strömungsgeschwindigkeiten, Raumwinkel und herrschende Drücke recht einfach bestimmt werden. Zum Einsatz kamen zwei Fünflochsonden, die jeweils unterschiedlichen Anwendungen gerecht wurden. Die eine Kugelkopf-Fünflochsonde (Sonde K13) wurde von *Heikal, 1971* für die Vermessung des Strömungsfeldes im Ringraum von Turbomaschinen konzipiert und besitzt einen kleinen Kugelkopfdurchmesser von 3.0 mm (Abbildung 2.12). Durch ihre Kompaktheit ist sie besonders gut dazu geeignet kleine Wirbelstrukturen im Freistrahlaufzulösen. Diese Sonde bewährte sich schon bei Messungen in der gekreuzten Scherschicht im Freistrahlauf. Da die Sonde aufgrund der Tatsache, dass sich ihr Sondenkopf direkt über ihrem Schaft befindet, jedoch nicht die Möglichkeit bietet in geschlossenen Kanälen die Strömung zu vermessen, musste für die Messung stromab des Mischers im geschlossenen Kanal eine weitere Sonde verwendet werden. Diese Sonde ist in Abbildung 2.12 dargestellt. Durch ihre Stab-Form können Messungen recht weit im Inneren des Mischerkanals durchgeführt werden. Diese Sonde wurde 2001 am ILR der TU Berlin gefertigt. Für die Messungen mit diesen Sonden wurde die starre Sondenanordnung gewählt, d.h. die Sonden wurden an der jeweiligen Traversiereinrichtung in der dafür vorgesehenen Sondeneinspannung befestigt und an verschiedenen x-Positionen über das Messgitter traversiert.

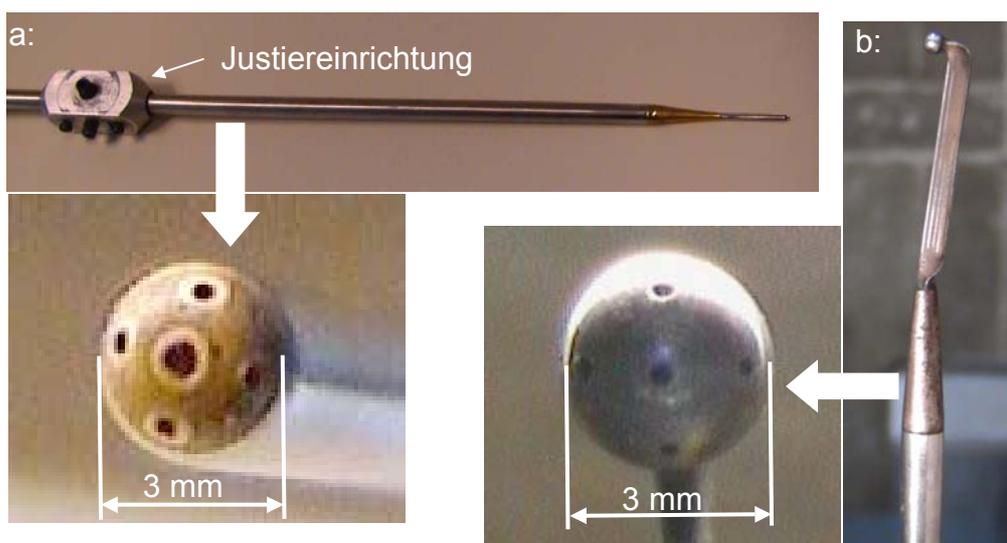


Abb. 2.12: Darstellung beider Fünflochsonden (a: Stab-Fünflochsonde; b: K13)

Die Kalibrierung beider Sonden wurde nach einem Verfahren von *Rubner & Bohn, 1972* durchgeführt, welches über die Raumwinkelkalibration hinaus auch eine

Kalibration des Gesamtdruckes sowie des statischen Druckes ermöglicht. Hierdurch wird die Verwendung zusätzlicher Sonden unnötig. Eine Ausnahme bilden hierbei die Messungen am Hochgeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanal. Da hier eine Temperaturdifferenz zwischen beiden Strahlen vorlag, musste zusätzlich eine Thermoelmentelementsonde traversiert werden.

Zur Auswertung der Messergebnisse wurde ein Programm in Fortran 90 geschrieben, welches zur Berechnung der Raumwinkel und Drücke das Verfahren von *Rubner & Bohn*, 1972 umsetzt und zur Berechnung der Vorticity-Komponenten aus dem Geschwindigkeitsfeld ein Verfahren von *Gregory-Smith et al.*, 1987 benutzt.

Zur Fehlerbetrachtung der Fünflochsonde K13 nach Heikal kann näheres bei *Schröder*, 2000 nachgelesen werden. Die mittlere Abweichung vom iterativ bestimmten Geschwindigkeitsbetrag, bezogen auf eine gemittelte Referenzgeschwindigkeit, beträgt -0.2% , mit einem relativen Fehler von $\pm 0.6\%$ um diesen Mittelwert. Bei den Winkelabweichungen bezogen auf einen digital vorgegebenen Winkel zeigt der Schwenkwinkel eine geringere Winkelabweichung von $\Delta\alpha = \pm 0.15^\circ$. Die Winkelabweichung des Kippwinkels beträgt $\Delta\delta = \pm 0.75^\circ$. Diese angeführten Fehlerschranken beinhalten nahezu alle systematischen Fehlerquellen wie Positionierungsfehler, mechanische Fehler der Druckmessung, Nullpunktsdrift, Umwandlungsfehler, Näherungs- und Interpolationsfehler der Auswertealgorithmen. Sie beziehen sich auf eine Strömungsgeschwindigkeit von 25 m/s. Die aus dem Geschwindigkeitsfeld bestimmten Vorticity-Komponenten liegen aufgrund der notwendigen Gradientenbestimmung aus dem abgetasteten Messgitter und der Verwendung des interpolierten Gesamtdruckes etwas höher.

Bei der Fehlerbetrachtung der Stab-Fünflochsonde ergab sich eine mittlere Abweichung vom iterativ bestimmten Geschwindigkeitsbetrag, bezogen auf eine gemittelte Referenzgeschwindigkeit von $\pm 1.5\%$, mit einem relativen Fehler von $\pm 0.6\%$ um diesen Mittelwert. Bei den Winkelabweichungen bezogen auf einen digital vorgegebenen Winkel zeigt der Schwenkwinkel eine Winkelabweichung von $\Delta\alpha = \pm 0.8^\circ$. Die Winkelabweichung des Kippwinkels beträgt $\Delta\delta = \pm 1^\circ$. Diese angeführten Fehlerschranken beinhalten ebenfalls alle oben genannten systematischen Fehlerquellen. Die Abweichungen liegen in dem für den Geschwindigkeitsbereich zu erwartenden Rahmen.

Zu den Messungen am Niedergeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanal wurde die Fünflochsonde K13 an einen Differenzdruckaufnehmer SETRA 239 mit $\pm 0.14\%$ Gesamtfehler vom Endwert bzw. ± 2.7 Pa Messunsicherheit angeschlossen. Zur Wandlung der Analogsignale wurde eine A/D-Wandlerkarte verwendet.

Zu den Messungen am Hochgeschwindigkeits-Zweistrom-Windkanal wurde die Fünflochsonde an fünf Module eines Pressure Scanner Models 9010 mit $\pm 0.15\%$ Gesamtfehler vom Endwert bzw. ± 25.9 Pa Messunsicherheit angeschlossen. Auch hier wurde zur Wandlung der Analogsignale eine A/D-Wandlerkarte verwendet.

2.2.3 Das Vorticity-Meter

J.M. Wallace, 1995 schrieb in seinem review paper über die Methoden der Vorticitymessung in turbulenten Strömungen, dass die Kenntnis über die Vorticity in

einer Strömung deshalb so wichtig ist, weil der Veränderungsgrad der Vorticity eines Teilchens gleich dem Deformationsgrad der Wirbellinien des Teilchens plus dem Grad der viskosen Diffusion seiner Vorticity ist.

Oft werden indirekte Meßmethoden für die Vorticity-Komponenten verwandt, indem sie aus dem vorher vermessenen Geschwindigkeitsfeld bestimmt werden. Da hierbei der Fehler vom Fehler der Geschwindigkeitsgradientenbildung abhängt, gibt es mehrere Ansätze die Sonden zu miniaturisieren, um diesen Fehler klein zu halten. Diese Methode wurde, wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, auch in dieser Arbeit verwendet. Aus dem mit der Fünflochsonde bestimmten Geschwindigkeitsfeld wurden nach einem Verfahren von *Gregory-Smith et. al., 1987* die Geschwindigkeitsgradienten bestimmt.

Eine direkte Meßmethode der Vorticity ist mit Hilfe eines Vorticity-Meters (Abb. 2.13) möglich. Die Zylinderstifte, die den Rotor darstellen, erzeugen eine Umfangskomponente und damit ein von der Anströmgeschwindigkeit abhängiges Drehmoment. Die Vorticitysonde reagiert auf Geschwindigkeitsgradienten in der Rotorebene und misst damit die Vorticity-Komponente in Achsrichtung als integrale Größe der überstrichenen Rotorfläche.

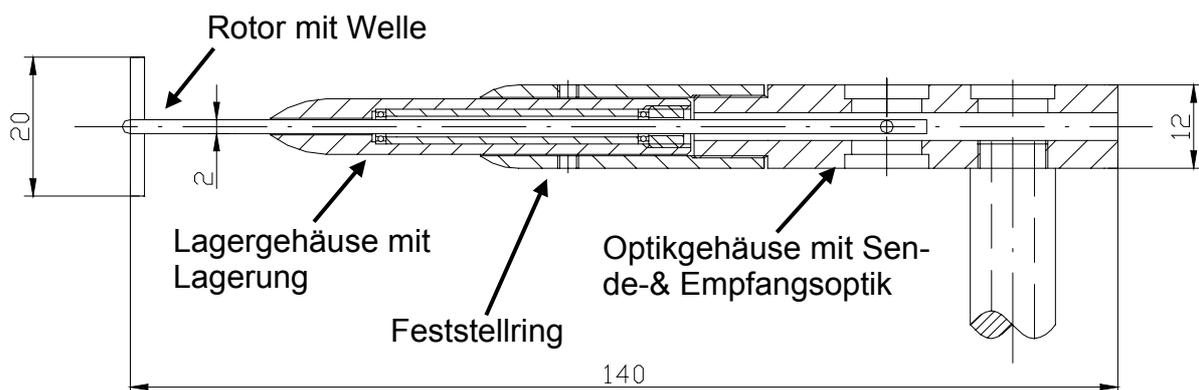


Abb. 2.13: Vorticitymeter

Abbildung 2.13 zeigt das verwendete Vorticity-Meter. Der Aufbau wurde so gestaltet, dass der Rotor mit Welle, das Lagergehäuse und der Feststellring als eine Einheit ausgetauscht werden können. Damit können mit relativ kleinem Justieraufwand verschiedene Rotordurchmesser verwendet werden. Der Rotordurchmesser ist insofern von Bedeutung, da er mit steigender Größe einerseits die integrale Fläche vergrößert und damit das Ergebnis „verschmiert“. Andererseits wird dann bei kleinen Geschwindigkeiten eher die unvermeidliche Lagerreibung überwunden und die Sonde beginnt sich zu drehen. Bei kleinen Geschwindigkeiten ist hier ein Kompromiss zu schließen. Daran schließt sich das Optikgehäuse an. Mit Hilfe der Rotorwelle, die in das Optikgehäuse ragt und am Wellenende eine durchgehende Bohrung hat, wird die Drehzahl nach dem Lichtschrankenprinzip gemessen. Das Optikgehäuse beinhaltet zwei Opto-Codierer mit integrierter Quadratur-Logik, welche die Drehfrequenz als Tachosignal und die Drehrichtung als TTL-Pegel an ein programmierbares Tachometer IMI weitergeben, der diese Werte über eine A/D-Wandlernkarte an den PC vermittelt. Das Tachosignal der Opto-Codierer wird vom Tachometer in eine digitale skalierbare Ausgangsspannung von 0-10 VDC mit 12 Bit Auflösung umgewandelt. Die zeitliche Auflösung der Messdaten ist durch die minimale Aktualisierungszeit des Tachometers auf minimal 0.02 s beschränkt.

3. Theoretische Betrachtungen

3.1 Analytisch-Numerisches Modell

3.1.1 Theoretische Grundlagen

Es wurde ein analytisch-numerisches Modell erstellt, mit dem es möglich ist die Mischung in einem Blütenmischer unter Angabe von diversen Randbedingungen zu berechnen. Hiermit kann der Einfluss von wichtigen Parametern wie dem Bypassverhältnis, der Machzahl oder dem Mischungsgrad auf die Mischung bestimmt werden. Außerdem kann zum Beispiel einzeln die Wirkung des Gesamtdruckverlustes und des Mischungsgrades auf den Schub berechnet werden. Dies wurde verwendet bei der Bewertung der experimentellen Daten der Parameterstudie verschiedener Mischungsverstärker bei konstant gekreuzter Scherschicht und wird dort später erläutert. Im Folgenden soll erst einmal die Theorie zum Modell vorgestellt und einige Einflussparameter näher betrachtet werden.

Die Grundlage für dieses Modell bilden die Erhaltung der Masse, der Energie und des Impulses. Die notwendigen Vereinfachungen werden im Folgenden dargestellt. Diese vereinfachten Erhaltungssätze werden auf ein Kontrollvolumen, das den Mischer umschließt, angewendet.

Die Massenerhaltung

Die zeitliche Änderung der Masse in einem abgeschlossenen raumfesten Gebiet ist gleich der in der Zeiteinheit durch die Gebietsgrenzen transportierten Masse und der innerhalb dieses Gebietes „entstehenden“ oder „verschwindenden“ Masse. (Euler)

$$\int_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \oint_A (\rho \vec{v}) d\vec{A} = \int_V \mu dV \quad \text{Gl. 3.1}$$

Mit Hilfe des Transporttheorems und des Gauß'schen Satzes ergibt sich folgender Zusammenhang:

$$\int_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) - \mu \right) dV = 0. \quad \text{Gl. 3.2}$$

Bei der Annahme, dass im betrachteten Mischer keine Massenquellen und -senken auftreten, die Strömung stationär sei und angenommen wird, dass der Strömungsvektor senkrecht zur durchströmten Fläche steht, vereinfacht sich die Gleichung folgendermaßen.

$$- \int_{A_{ein}} \rho_{ein} v_{ein} dA + \int_{A_{aus}} \rho_{aus} v_{aus} dA = 0 \quad \text{Gl. 3.3}$$

Mit Hilfe des Mittelwertsatzes der Integralgleichung und geeigneter Mittelwertbildung ergibt sich die verwendete Gleichung für die Massenerhaltung.

$$\rho_{ein} v_{ein} A_{ein} = \rho_{aus} v_{aus} A_{aus} \quad \text{Gl. 3.4}$$

Die Impulserhaltung

Die zeitliche Änderung des Impulses in einem abgeschlossenen raumfesten Gebiet ist gleich der Summe aus den äußeren Kräften, dem Impulsfluss durch die Gebietsgrenzen hindurch und dem in der Zeiteinheit innerhalb dieses Gebietes „entstehenden“ oder „verschwindenden“ Impuls. (Euler)

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{v}) dV = \int_V \bar{F} \rho dV - \oint_A p d\bar{A} + \oint_A \bar{\tau} d\bar{A} - \oint_A \bar{v} (\rho \bar{v}) d\bar{A} + \int_V \bar{\eta} \rho dV \quad \text{Gl. 3.5}$$

Bei der stationären Betrachtung der Strömung und den Annahmen, dass keine Impulsquellen oder -senken innerhalb des Gebietes auftreten, Massenkräfte vernachlässigbar sind und Reibung nur innerhalb des Gebietes auftritt, vereinfacht sich die Gleichung folgendermaßen.

$$0 = - \oint_A p d\bar{A} - \oint_A \bar{v} (\rho \bar{v}) d\bar{A} \quad \text{Gl. 3.6}$$

Bei der Annahme, dass der Strömungsvektor senkrecht zur durchströmten Fläche steht, vereinfacht sich die Gleichung weiter.

$$\rho_{ein} v_{ein}^2 A_{ein} - \rho_{aus} v_{aus}^2 A_{aus} = p_{aus} A_{aus} - p_{ein} A_{ein} \quad \text{Gl. 3.7}$$

Dieser Impulssatz wurde in axialer und radialer Richtung angesetzt. Auf die Betrachtung der Impulserhaltung in Umfangsrichtung musste der Aufwendigkeit halber verzichtet werden.

Die Energieerhaltung

Die zeitliche Änderung der Energie in einem abgeschlossenen raumfesten Gebiet ist gleich der Summe aus der von den äußeren Kräften geleisteten Arbeit, dem Energiefluss durch die Gebietsgrenzen hindurch und der in der Zeiteinheit innerhalb dieses Gebietes „entstehenden“ oder „verschwindenden“ Energie. (Euler)

$$\frac{d}{dt} \int_{G(t)} \rho \left[e + \frac{v^2}{2} \right] dV = \int_{G(t)} \rho \bar{F} \bar{v} dV - \oint_{A(t)} p \bar{v} d\bar{A} + \oint_{A(t)} \bar{v} (S \bar{T} d\bar{A}) + \int_{G(t)} \rho (q + w) dV \quad \text{Gl. 3.8}$$

Es wird angenommen, dass die Massenkräfte vernachlässigbar sind, die Vernachlässigung der Reibung das Ergebnis nicht übermäßig verfälscht und die Reibungsarbeit an der Oberfläche vernachlässigbar ist. Weiterhin wird das Transporttheorem verwendet und es werden folgende Gleichungen eingesetzt.

$$h = e + \frac{p}{\rho} \quad H = h + \frac{v^2}{2} \quad \text{Gl. 3.9}$$

Damit ergibt sich folgende Gleichung.

$$\oint_{A(t)} \rho H \bar{v} d\bar{A} = \int_{G(t)} \rho \frac{\partial}{\partial t} \left[e + \frac{v^2}{2} \right] dV + \int_{G(t)} \rho (q + w) dV \quad \text{Gl. 3.10}$$

Bei Betrachtung einer stationären Strömung vereinfacht sich der Energieerhaltungssatz weiter zu folgender Gleichung.

$$\oint_{A(t)} H(\rho \bar{v} d\bar{A}) = \oint_{A(t)} \left(h + \frac{v^2}{2} \right) (\rho \bar{v} d\bar{A}) = \int_{G(t)} \rho (q + w) dV = Q + W \quad \text{Gl. 3.11}$$

Bei der Annahme, dass von außen weder mechanische Arbeit noch Wärme zu- oder abgeführt wird und die Größen über der Oberfläche konstant sind, ergibt sich die folgende einfache und bekannte Form des Energieerhaltungssatzes.

$$\dot{m}H = \text{const.} \quad \text{Gl. 3.12}$$

3.1.2 Das Mischermodell

Das Mischermodell besteht aus der Berechnung eines Mischerkanals mit anschließender Düse mit Hilfe der Erhaltungssätze. Hiermit sollen die Prozesse bei der Mischung simuliert werden. Für den Mischer wird von einer konstanten Querschnittsfläche ausgegangen. Die folgende Abbildung verdeutlicht das Modell.

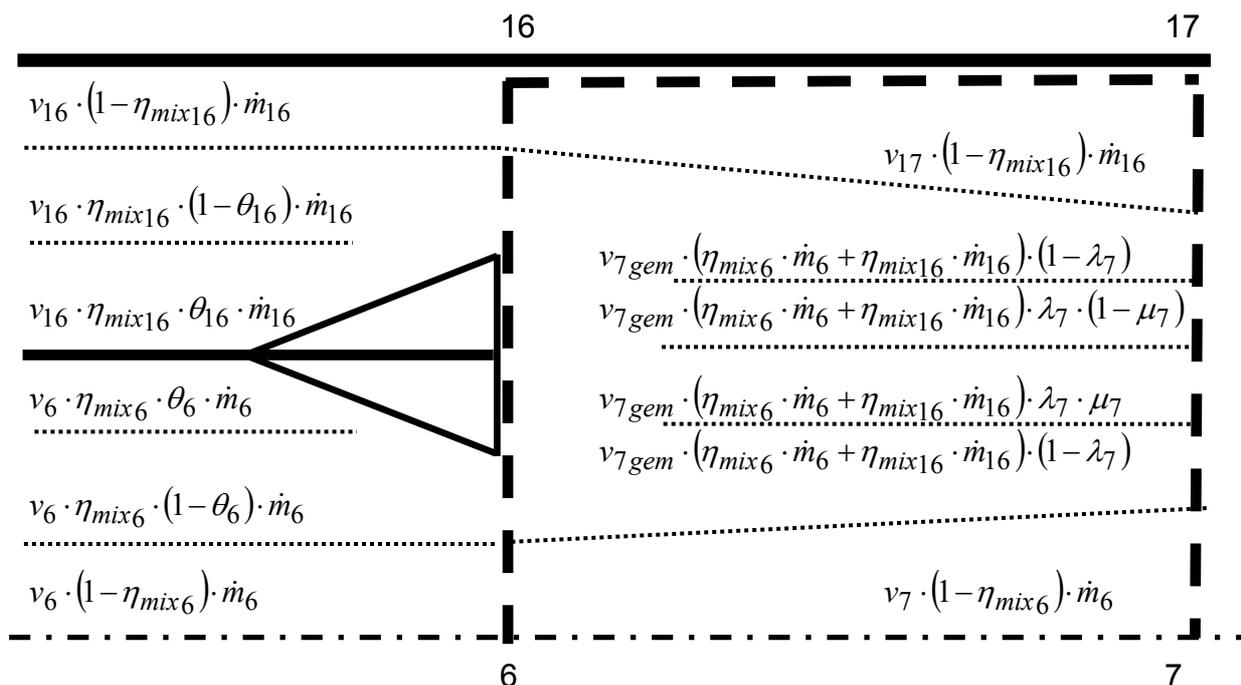


Abb. 3.1: Darstellung des Mischermodells

- $\eta_{mix16}; \eta_{mix6}$ Mischungsgrad: Anteil der Strömung, die an der Mischung beteiligt ist ($\eta_{mix16;6}=1$ bedeutet eine vollständige Mischung)
- $\theta_{16}; \theta_6$ Wichtungsfaktor für die an der Mischung beteiligte Strömungsmenge, die der Mischungskontur $\alpha_{16;6}$ folgt ($\theta_{16;6}=1$ bedeutet, dass die gesamte Strömung der Blütenkontur folgt)
- λ_7 Wichtungsfaktor für die an der Mischung beteiligte Strömungsmenge, die durch Dissipation am Mischeraustritt axial ist ($\lambda_7=1$ bedeutet, dass der axiale Anteil null ist)

μ_7 Wichtungsfaktor für die an der Mischung beteiligte Strömungsmenge, die am Mischeraustritt im Winkel α_7 oder α_{17} zur Triebwerksachse strömt
($\mu_7=1$ bedeutet, dass die gesamte Strömung mit einem Winkel α_7 strömt)

Der Mischer hat die Aufgabe den Kern- und den Nebenstrom zu vermischen, sodass eine Strömung entsteht, die idealerweise vollständig homogen ist. Da er eine vollständige Mischung jedoch nicht immer erzeugen kann, soll dies im Modell berücksichtigt werden. Hierfür wird der Mischungsgrad $\eta_{\text{mix}6,16}$ eingeführt. Er gibt an, wie viel Prozent der Strömung gemischt werden. Der Rest bleibt ungemischt erhalten. Im Modell wird dies am Mischungskanalaustritt dadurch realisiert, dass am Ende des Mischungsprozesses (Ebenen 7 und 17) drei Strömungen berücksichtigt werden können. Dies sind zum einen der vollständig gemischte Anteil der Strömung und zum anderen die nicht gemischten Anteile der Kern- und Nebenströmung.

Die Ebenen 6 und 16 kennzeichnen die Bereiche am Ende des Mischerblechs bevor der Mischungsprozess zwischen beiden Strahlen einsetzt. Die zweistelligen Ebenenkennzeichnungen geben im Modell immer den Nebenstrom und die einstelligen den Kernstrom an. Die Strömungen, die an der Mischung teilnehmen, sind in den Ebenen 6 und 16 dadurch gekennzeichnet, dass sie dem Mischerwinkel $\alpha_{6,16}$, der im Allgemeinen um 20° liegt, folgen sollen. Da jedoch aufgrund der Reichweite des Mischerblechs in beide Strahlen oft nicht die komplette Strömung beider Strahlen diesen Winkeln folgen, kann mit Hilfe des Wichtungsfaktors $\Theta_{6,16}$ angegeben werden, wie viel Prozent der jeweiligen Strömung, die an der Mischung teilnimmt, dem Mischerwinkel folgt. Der Rest wird nicht abgelenkt und folgt seiner ursprünglichen Richtung von idealerweise 0° .

Die Ebenen 7 und 17 kennzeichnen die Bereiche, in denen der Mischungskanal endet beziehungsweise die Düse beginnt. Ab hier wird der Mischungsprozess als beendet betrachtet. Wie bereits dargelegt, können hier die drei oben erwähnten Strömungen berücksichtigt werden. Für die Strömung, die an der Mischung teilnimmt, gibt es die Möglichkeit durch Dissipation schon wieder axial oder noch in einem Winkel ungleich null zu strömen. Der Wichtungsfaktor λ_7 quantifiziert dies, indem er angibt wie viel der an der Mischung beteiligten Strömung am Mischerkanalaustritt wieder axial strömt. Der Anteil, der nicht axial strömt, wird idealerweise als einem Winkel α_7 oder einem Winkel α_{17} zugehörig betrachtet. Hierbei kann durch den Wichtungsfaktor μ_7 noch angegeben werden, wie viel dieser Strömung dem Winkel α_7 oder α_{17} folgt.

Die Winkel am Mischereintritt $\alpha_{6,16}$ sind wichtige Parameter, da durch sie der Mischungsprozess gekennzeichnet ist. Die Winkel $\alpha_{7,17}$ zeigen direkte Auswirkungen auf den Schub, da der Strömungsanteil der nicht axial strömt nur entsprechend dem Winkel als Cosinus-Komponente zum Schubgewinn beiträgt.

Für die Bestimmung der thermodynamischen Größen wurden einige Randbedingungen eingeführt. So ist der statische Druck über der Querschnittsfläche des Mischereintritts und -austritts konstant. Es wird angenommen, dass die Stromlinien keine Krümmung aufweisen. Weiterhin soll der Strömungsquerschnitt des Primärstroms und des Sekundärstroms zusammen die Gesamtquerschnittsfläche ergeben.

Im Folgenden werden die Formeln angegeben, die zur Berechnung der Mischung notwendig sind.

Mit Hilfe des Energiesatzes wird die Gesamttemperatur des gemischten Strahls T_{7gem} berechnet.

$$T_{7gem} = \frac{\eta_{mix16} \cdot \dot{m}_{16} \cdot c_{p7-16} \cdot T_{16} + \eta_{mix6} \cdot \dot{m}_6 \cdot c_{p7-6} \cdot T_6}{\eta_{mix16} \cdot \dot{m}_{16} \cdot c_{p7-16} + \eta_{mix6} \cdot \dot{m}_6 \cdot c_{p7-6}} \quad \text{Gl. 3.13}$$

Aus der axialen Impulserhaltung kann die Geschwindigkeit des gemischten Stromes v_{7gem} mit folgender Gleichung bestimmt werden.

$$\begin{aligned} & (1 - \eta_{mix16}) \cdot \dot{m}_{16} \cdot v_{16} + (1 - \eta_{mix6}) \cdot \dot{m}_6 \cdot v_6 + \eta_{mix16} \cdot (1 - \theta_{16}) \cdot \dot{m}_{16} \cdot v_{16} + \eta_{mix6} \cdot (1 - \theta_6) \cdot \dot{m}_6 \cdot v_6 + \dots \\ & \dots + \eta_{mix16} \cdot \theta_{16} \cdot \dot{m}_{16} \cdot v_{16} \cdot \cos \alpha_{16} + \eta_{mix6} \cdot \theta_6 \cdot \dot{m}_6 \cdot v_6 \cdot \cos \alpha_6 - (1 - \eta_{mix16}) \cdot \dot{m}_{16} \cdot v_{17} - \dots \\ & \dots - (1 - \eta_{mix6}) \cdot \dot{m}_6 \cdot v_7 - (1 - \lambda_7) \cdot v_{7gem} \cdot (\eta_{mix16} \cdot \dot{m}_{16} + \eta_{mix6} \cdot \dot{m}_6) - \dots \\ & \dots - \lambda_7 \cdot v_{7gem} \cdot (\eta_{mix16} \cdot \dot{m}_{16} + \eta_{mix6} \cdot \dot{m}_6) \cdot [\mu_7 \cdot \cos \alpha_7 + (1 - \mu_7) \cos \alpha_{17}] = (p_7 - p_6) \cdot A_{x_2} \end{aligned}$$

Gl. 3.14

Aus der radialen Impulserhaltung am Mischereintritt folgt der Wichtungsfaktor θ_{16} folgendermaßen.

$$\theta_{16} = - \frac{\eta_{mix6} \cdot \theta_6 \cdot \dot{m}_6 \cdot v_6 \cdot \sin \alpha_6}{\eta_{mix16} \cdot \dot{m}_{16} \cdot v_{16} \cdot \sin \alpha_{16}} \quad \text{Gl. 3.15}$$

Aus der radialen Impulserhaltung am Mischeraustritt folgt der Austrittswinkel α_7 .

$$\alpha_7 = \arcsin \left(- \frac{(1 - \mu_7) \sin \alpha_{17}}{\mu_7} \right) \quad \text{Gl. 3.16}$$

Nachdem diese Größen über die Erhaltungssätze bestimmt sind, ergeben sich die restlichen Größen über recht einfache thermodynamische Gesetze.

3.1.3 Das Mischerprogramm

Bei dem Mischerprogramm soll ein Triebwerk zugrunde gelegt werden. Es ist wünschenswert, dass bei der Ebene 0 vor dem Triebwerk mit allgemeinen Flugdaten wie der Flugmachzahl und den Umgebungsbedingungen begonnen werden kann, da diese wichtige Randwerte sind, die oft zur Verfügung stehen. Die Daten vor dem Mischer sollen sich dann aus diesen und weiteren triebwerksrelevanten Parametern wie Bypassverhältnis, Fandruckverhältnis etc. ergeben. Zur Bestimmung der Eingangsgrößen des Mixers wird nun über die in Abb. 3.2 gegebenen Ebenen gerechnet. Dies wird im Weiteren näher erläutert.

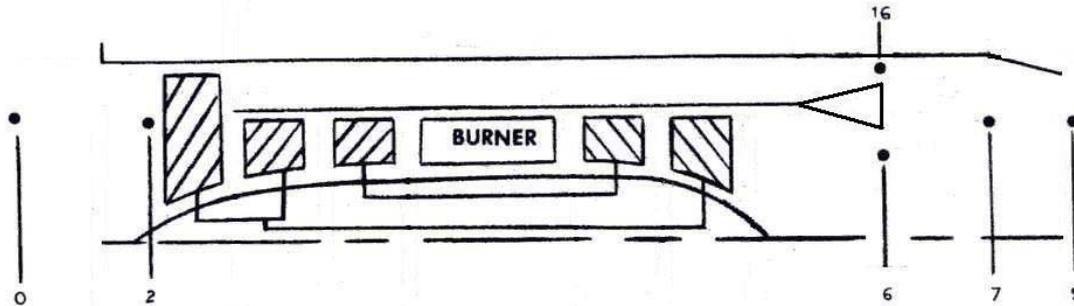


Abb. 3.2: Berechnete Stationen im Mischerprogramm

Zum Beginn der Rechnung müssen die Randbedingungen der Ebene 0 angegeben werden. Diese sind die statische Temperatur t_0 , der statische Druck p_0 und die Flugmachzahl M_0 .

Zur Berechnung der Ebene 2 muss zu den Ergebnissen aus Ebene 0 noch die Machzahl der Ebene 2 M_2 und der Strömungsquerschnitt A_{2x} angegeben werden. Weiterhin wird angenommen, dass sich der Einlauf ideal verhält.

Für die Ebene 16 kann entweder der Strömungsquerschnitt A_{16x} oder die Machzahl M_{16} vorgegeben werden. Weiterhin wird eine Angabe zum Gesamtmassenstrom \dot{m}_2 , zum Bypassverhältnis BPR, zum Fandruckverhältnis Π_{Fan} und zum Fanwirkungsgrad η_{Fan} verlangt.

Eingangsparameter für die Ebene 6 sind der statische Druck p_{16} , der Gesamtmassenstrom, der Sekundärmassenstrom und die Querschnittsflächen A_{16x} und A_{2x} . Weiterhin muss als Randbedingung die Gesamttemperatur T_6 angegeben werden. Die Parameter der Ebene 6 werden nun mit Hilfe der Ergebnisse von Ebene 16 bestimmt. Es gilt die Randbedingung, dass der statische Druck über dem Mischereintritt konstant ist und dass die Flächen des Primär- und des Sekundärstroms zusammen die Gesamtquerschnittsfläche A_{2x} ergeben müssen.

Im weiteren Verlauf des Programms wird die Mischung berechnet und damit die Parameter der Ebene 7. Hierbei gilt, dass die Gesamtgrößen für die Strömungsanteile, die nicht an der Mischung teilnehmen, gleich bleiben und nicht den herrschenden Irreversibilitäten unterliegen. Die Gesamttemperatur des gemischten Anteils der Strömung wird mit Hilfe des Energiesatzes wie oben angegeben (Gl. 3.13) berechnet. Dann werden, wie ebenfalls oben dargestellt, der Wichtungsfaktor θ_6 und der Winkel α_7 mit Hilfe der radialen Impulserhaltung (Gl. 3.15 und 3.16) bestimmt. Des weiteren kann mit Hilfe des axialen Impulssatzes die Geschwindigkeit des gemischten Anteils der Strömung bestimmt werden (Gl. 3.14).

Weiter stromab erfolgt von Ebene 7 nach Ebene 9 die Expansion in der Düse. Eingangsgrößen für die Ebene 9 sind zusätzlich zu den Werten der Ebene 7 der Düsenwirkungsgrad η_D . Die Düse stellt eine angepasste Lavaldüse dar. Außerdem sollen die radialen Strömungsanteile des Mischeraustritts über der Düse konstant bleiben. Das bedeutet, dass sich die Strömungswinkel mit der Beschleunigung verringern.

Zur Schubbestimmung werden im axialen Impulssatz mit angepasster Düse die axialen Geschwindigkeiten der Ebene 9, die Massenströme und die Mischungsgrade

verwendet. Über eine weitere Berechnung des Schubes ohne Mischung lässt sich ein Schubgewinn berechnen, der sich aus dem Quotienten des Schubes mit und ohne Mischung zusammensetzt.

Der Programmaufbau kann detailliert im Flussdiagramm, welches im Anhang A1 zu finden ist, nachvollzogen werden.

Das Programm wurde in der Programmiersprache Fortran 90 geschrieben.

3.1.4 Ergebnisse

Das Mischerprogramm ist Beschränkungen bezüglich der Eintrittsmachzahl des Aussenkreises unterworfen. Es kann nur sinnvoll im folgenden Bereich angewendet werden: $0.235 < M_{16} < 0.5$. Dies liegt zum einen an der Verletzung der Randbedingungen am Mischereintritt durch die Überschreitung der Schallgeschwindigkeit durch M_6 , welche im Programm berechnet wird und nicht frei wählbar ist. Zum anderen liegt es am ungünstigen Einfluss des Modells und seiner Randbedingungen auf den Gesamtdruck P_6 und den daraus resultierenden Folgen bei Geschwindigkeiten von $M_{16} > 0.5$. Da die realistisch in Mischern vorkommenden Eintrittsmachzahlen jedoch innerhalb des berechenbaren Bereiches liegen, stellt diese Begrenzung keine grobe Einschränkung dar.

Es wurden diverse Rechnungen durchgeführt. Hierbei wurden die Randwerte folgendermaßen gesetzt.

Gaskonstante für Luft	R	=	287	J/kg K
Fanwirkungsgrad	η_{Fan}	=	0.85	
Bypassverhältnis	BPR	=	6 oder variiert	
Statischer Druck	p_0	=	22632	N/m ²
Statische Temperatur	t_0	=	216.65	K
Machzahl	M_0	=	0.8	
Querschnittsfläche	A_{2x}	=	3	m ²
Düsenwirkungsgrad	η_D	=	0.96	
Machzahl	M_2	=	0.45	
Fandruckverhältnis	Π_{Fan}	=	1.8	
Gesamtemperatur	T_6	=	784.35	K
Mischungsgrade	$\eta_{mix16} = \eta_{mix6}$	=	1 oder variiert: 0.1 – 1.0	
Winkel	α_{16}	=	0° oder 30° oder variiert	
Winkel	α_6	=	0° oder 30° oder variiert	
Winkel	α_{17}	=	0° oder variiert	
Wichtungsfaktor	λ_7	=	0 oder 1 oder variiert	
Wichtungsfaktor	Θ_6	=	0 oder 0.5 oder variiert	
Wichtungsfaktor	μ_7	=	0.5 oder variiert	
Machzahl	M_{16}	=	0.3 oder variiert	

In diesen Rechnungen zeigte sich, dass der maximale Schubgewinn bei vollständiger Mischung und bei optimalen Bedingungen bezüglich des Gesamtdruck- und Machzahlverhältnisses 5% beträgt. Zu diesem Wert kamen auch *Paerson, 1962* und *Frost, 1966* in ihren analytischen Berechnungen. Diese optimalen Bedingungen bedeuten zum einen ein Gesamtdruckverhältnis der Eintrittsgesamtdrücke P_{16}/P_6 von

nahezu eins. Des weiteren wurde diese Berechnung mit identischen Eintrittsmachzahlen in den Mischer von $M_{16} = M_6 = 0.28$ durchgeführt. Die folgende Abbildung stellt dies graphisch dar.

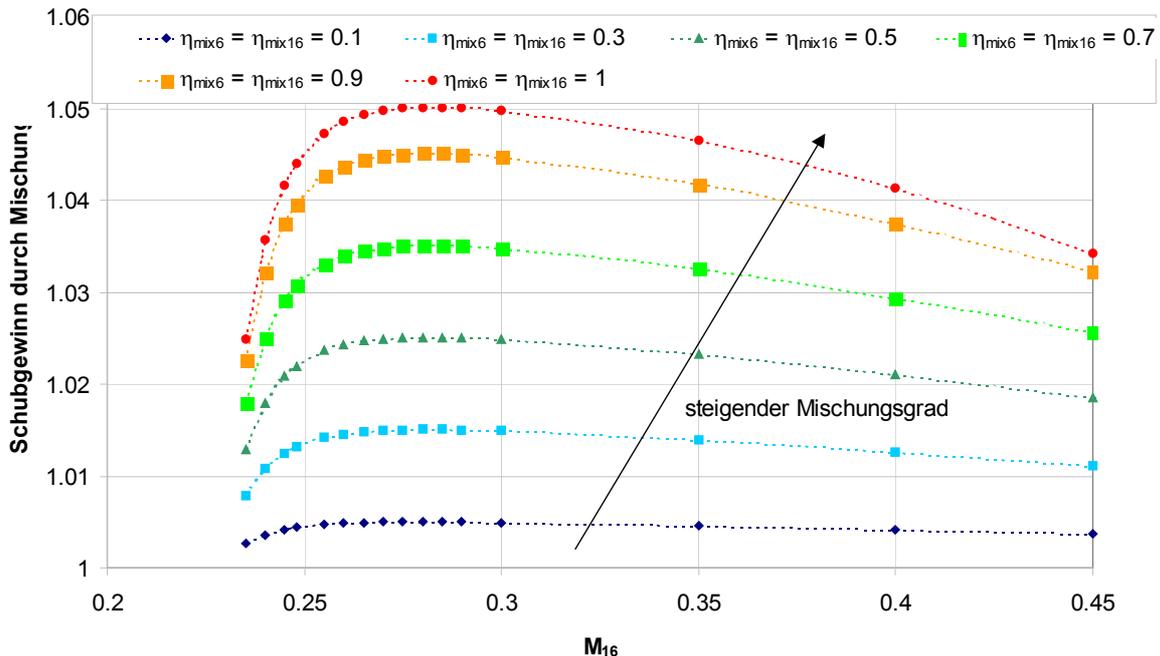


Abb. 3.3: Einfluss der Machzahl des Bypassstrahls auf den Schubgewinn

Es zeigte sich, dass diese optimalen Bedingungen nicht von dem Mischungsgrad abhängen. Das bedeutet, dass unabhängig vom Mischungsgrad diese optimalen Bedingungen immer zum jeweiligen maximalen Schubgewinn führen, wenn beide Mischungsgrade η_{mix16} und η_{mix6} gleich sind. Auch wenn nur 10% der Ströme jeweils an der Mischung teilnehmen, ergibt sich noch ein Schubgewinn von 0.5%.

Weiterhin wurde untersucht, welchen Einfluss das Bypassverhältnis auf die Schubsteigerung besitzt. Es wurden hierfür bei variierendem Mischungsgrad das Bypassverhältnis variiert. Es zeigte sich, wie in der Abbildung 3.4 dargestellt, dass bei gegebener Konfiguration die Schubsteigerung ein Maximum für ein BPR = 2.25 besitzt. Weiterhin zeigte sich, dass auch hier das Maximum keine Funktion des Mischungsgrades ist, da zwar mit steigenden Mischungsgraden der maximale Schubgewinn steigt, aber bei BPR = 2.25 bleibt. Hierbei erreichen die Schubgewinne bei dem optimalen Bypassverhältnis und weiterhin optimalen Randbedingungen bis zu 6.4% bei vollständiger Mischung. Erklären lässt sich dieses Maximum, da mit steigendem Bypassverhältnis sich auch der Massenstrom im Sekundärkreis erhöht. Auf ihn kann die Energie des Primärstromes verteilt werden, womit der Schub steigt. Mit weiter steigendem Nebenstrom muss die Energie jedoch auf einen immer größeren Massenstrom verteilt werden. Die Folge ist, dass der Schub wieder sinkt. Ebenso nimmt mit steigendem Mischungsgrad der Anteil beider Massenströme zu, die an der Mischung teilnehmen. Dadurch kommt es zu einer besseren Durchmischung und mehr Energie wird vom Primärstrom auf den Sekundären übertragen. Der Schubgewinn steigt.

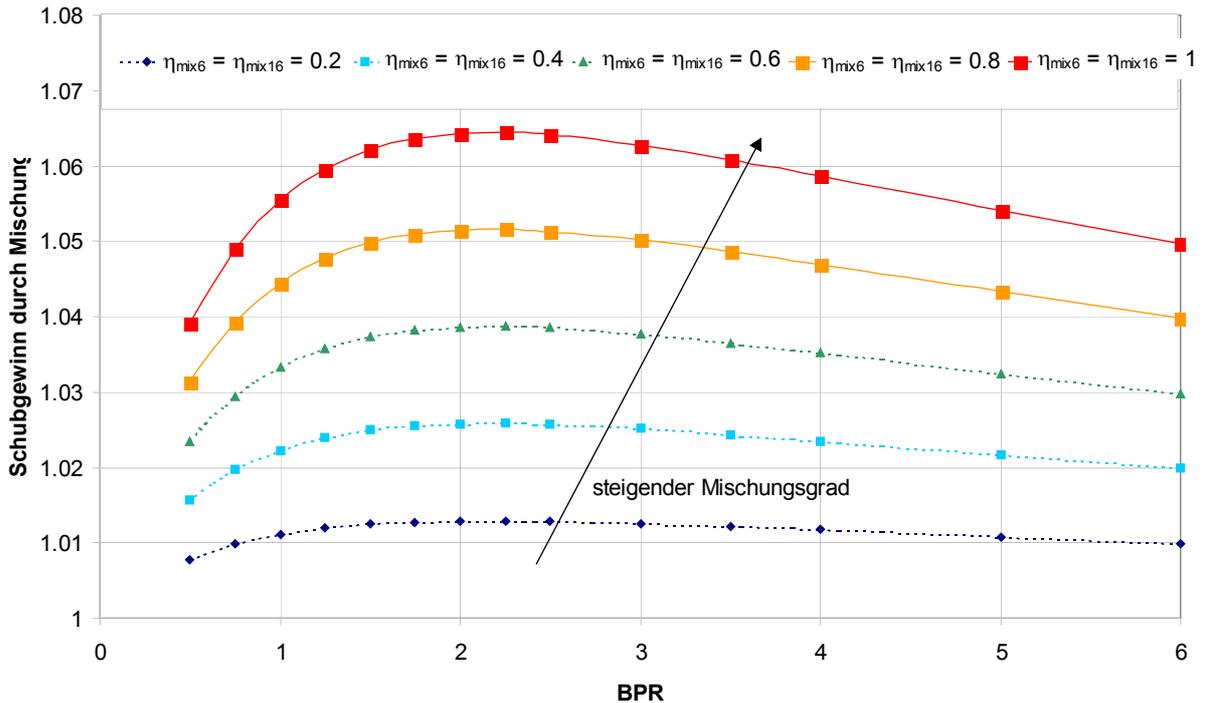


Abb. 3.4: Einfluss des Bypassverhältnisses auf den Schubgewinn

Dieses optimale Bypassverhältnis wurde bereits von *Bräunling, 2001* in seinen vorgestellten Mischerberechnungen in seinem Standardwerk zur Triebwerkstechnik angegeben.

Bei der Variation der Mischungsgrade wurde untersucht, welcher Mischungsgrad der dominanter ist, d.h. welche Strömung von Kern- und Nebenströmung also eher optimiert an der Mischung teilnehmen sollte. Die folgende Abbildung zeigt hierzu die Rechenergebnisse.

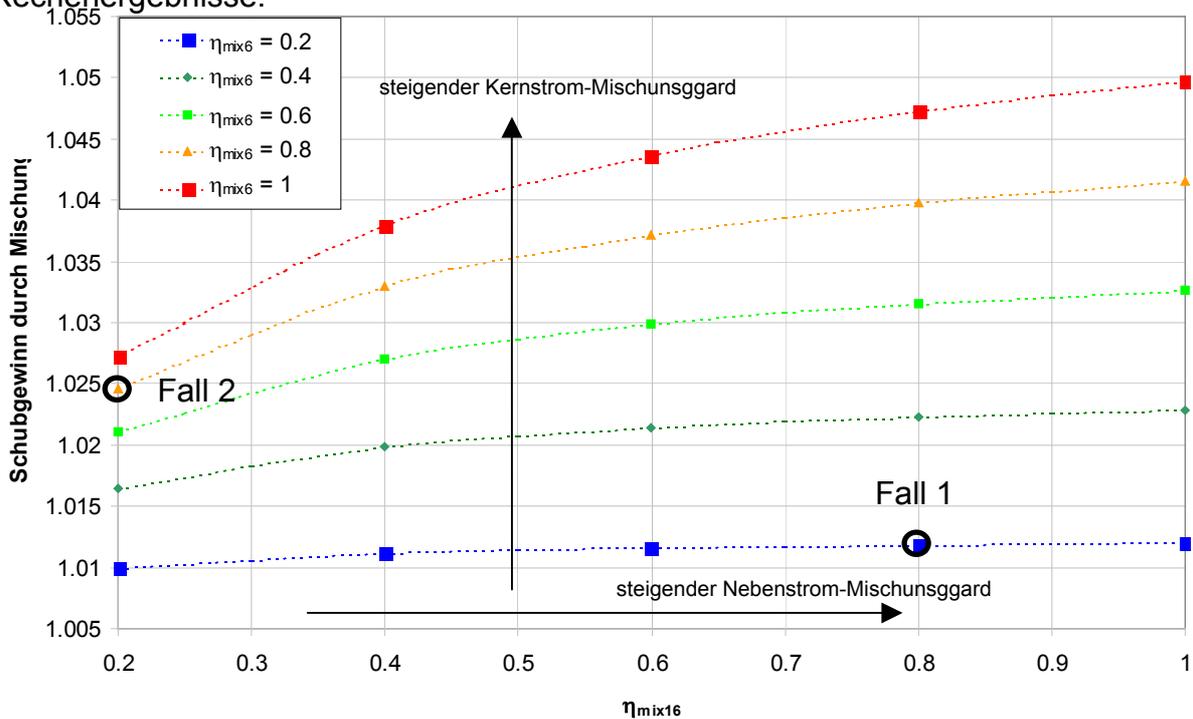


Abb. 3.5: Einfluss des Mischungsgrades auf den Schubgewinn

Zur Verdeutlichung sind zwei Fälle ins Diagramm eingetragen. Fall 1 besitzt einen 80%igen Mischungsgrad des Nebenstroms und einen 20%igen des Kernstromes. Hieraus ergibt sich ein Schubgewinn von 1.18%. Fall 2 hingegen besitzt einen 20%igen Mischungsgrad des Nebenstroms und einen 80%igen des Kernstromes. Hieraus ergibt sich ein Schubgewinn von 2.45%. Damit zeigt sich, dass im betrachteten Bereich die Mischungseffizienz vom Mischungsgrad des Kernstromes dominiert wird. Für eine gute Mischungseffizienz sollte also ein möglichst großer Anteil des Primärstromes an der Mischung teilnehmen.

3.2 Definition des Mischungsgrades, Druckverlustes und Schubgewinns

3.2.1 Definition des Mischungsgrades

Da in Blütenmischern die Energie vom heißen auf den kalten Strahl übertragen werden soll und für die Energie die zugehörige Größe die Gesamttemperatur ist, ist eine Mischungsgraddefinition, welche über die Gesamttemperatur definiert wird, am sinnvollsten. Als Temperatur-Mischungsgrad wurde die folgende Definition nach *Strecker, 2003* verwendet.

$$\eta_{mix} = \frac{1}{A} \int_A \left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{Kern} - T}{T_{Kern} - T_{mix}} \text{ für } : T \geq T_{mix} \\ \frac{T - T_{Neben}}{T_{mix} - T_{Neben}} \text{ für } : T < T_{mix} \end{array} \right\} dA. \quad \text{Gl. 3.17}$$

Hierbei wird die ausgemischte Temperatur T_{mix} über die Energieerhaltung berechnet:

$$T_{mix} = \frac{BPR}{BPR+1} T_{Neben} + \frac{1}{BPR+1} T_{Kern}. \quad \text{Gl. 3.18}$$

Da diese Definition nur bei Strahlen mit unterschiedlichen Temperaturen wie zum Beispiel am Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal Anwendung finden kann, wurde für die Beurteilung der Strömung am Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal, wo beide Strahlen die gleiche Temperatur besitzen, eine Definition über die strömungsgerichtete Geschwindigkeit als Maß für den Massentransport gewählt. Bei diesem sogenannten Geschwindigkeits-Mischungsgrad wurde jedoch die gleiche mathematische Struktur verwendet:

$$\eta_{mix} = \frac{1}{A} \int_A \left\{ \begin{array}{l} \frac{v_{x,schnell} - v_x}{v_{x,schnell} - v_{x,mix}} \text{ für } : v_x \geq v_{x,mix} \\ \frac{v_x - v_{x,langsam}}{v_{x,mix} - v_{x,langsam}} \text{ für } : v_x < v_{x,mix} \end{array} \right\} dA. \quad \text{Gl. 3.19}$$

Hierbei wird die ausgemischte strömungsgerichtete Geschwindigkeit über die Impulserhaltung berechnet:

$$v_{x,mix} = \frac{BPR}{BPR+1} v_{x,langsam} + \frac{1}{BPR+1} v_{x,schnell} \cdot \quad \text{Gl. 3.20}$$

Bei beiden Definitionen ergeben Axialgeschwindigkeiten bzw. Gesamttemperaturen, die den Eintrittswerten entsprechen, einen Mischungsgrad von null und die, welche dem ausgemischten Zustand entsprechen, einen von eins. Durch Bildung über der Fläche wird der Mischungsgrad der Messebene bestimmt.

Beim Betrachten der Definitionen fällt die Fallunterscheidung auf. Deren Notwendigkeit soll im Folgenden anhand des Temperatur-Mischungsgrades mit Hilfe einer Mischungsgraddefinition ohne Fallunterscheidung (Gl. 3.21) erläutert werden. Die folgenden Betrachtungen gelten analog auch für den Geschwindigkeits-Mischungsgrad.

Für einen ungemischten Fall sollte eine Mischungsgraddefinition unabhängig vom Temperatur-, Geschwindigkeits- oder Bypassverhältnis einen konstanten Wert liefern, der den ungemischten Zustand charakterisiert. Dieser Wert muss nicht notwendigerweise null sein, obgleich der Wert null diesen Zustand am besten charakterisieren würde.

Durch Variation des Geschwindigkeits-, Temperatur- oder Bypassverhältnisses ergibt sich bei den Mischungsgraden mit geschlossenen Ausdrücken, also ohne Fallunterscheidung, das Phänomen der „Nullmischung“. Hierbei handelt es sich um ein rein mathematisches Phänomen, bei dem der Mischungsgrad für den ungemischten Fall abhängig vom Geschwindigkeits-, Temperatur- oder Bypassverhältnis verschiedene Werte annimmt. Hierdurch erhalten alle Ergebnisse einen sogenannten Offset. Aufgrund dieser Tatsache lassen sich die Ergebnisse nicht mehr ohne weiteres vergleichen.

Als Beispiel für einen geschlossenen Ausdruck soll folgende Mischungsgraddefinition dienen:

$$\eta_{mix} = \frac{1}{A} \int_A \frac{T - T_{mix}}{T_{Kern} - T_{Neben}} dA \cdot \quad \text{Gl. 3.21}$$

Die ausgemischte Temperatur T_{mix} berechnet sich auch hier mit Hilfe der Energieerhaltung. Für den ungemischten Fall, d.h. es werden im Messquerschnitt nur Eintrittskern- oder Eintrittsnebenstromtemperaturen gemessen, ergibt sich für einen Messpunkt mit

$$\begin{array}{ll} T = T_{Kern}: & T = T_{Neben}: \\ \eta_{mix} = \frac{BPR}{BPR+1} & \eta_{mix} = -\frac{1}{BPR+1} \cdot \end{array} \quad \text{Gl. 3.22}$$

Mit dem Zusammenhang, dass die Kernstrom- und die Nebenstromfläche zusammen die Gesamtfläche bilden, kann für den ungemischten Zustand die Mischungsgraddefinition nach Gleichung 3.21 folgendermaßen umgeschrieben werden:

$$\eta_{mix,0} = \frac{A_{Kern}}{A} \left(\frac{BPR}{BPR+1} \right) - \frac{A_{Neben}}{A} \left(\frac{1}{BPR+1} \right) \cdot \quad \text{Gl. 3.23}$$

Die Abbildung 3.6a zeigt diesen Zusammenhang und bestätigt, dass diese Mischungsgraddefinition vom Bypassverhältnis abhängt. Die Mischungsgraddefinition so umzustellen, dass durch einen zusätzlichen vom Bypassverhältnis abhängigen Vorfaktor diese Abhängigkeit beseitigt wird, scheitert daran, dass die Umstellung mathematisch nicht möglich ist.

Da darüber hinaus das Bypassverhältnis, wie Gleichung 3.24 zeigt, vom Geschwindigkeitsverhältnis abhängt, würde bei konstantem Bypass- und Dichteverhältnis eine Änderung des Geschwindigkeitsverhältnisses zu einer Änderung des Flächenverhältnisses und damit auch zu einer Änderung des Mischungsgrades im ungemischten Fall in Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsverhältnis führen.

$$BPR = \frac{\rho_{Neben} v_{Neben} A_{Neben}}{\rho_{Kern} v_{Kern} A_{Kern}} \quad \text{Gl. 3.24}$$

Weiterhin ist das Bypassverhältnis auch vom Temperaturverhältnis abhängig, weshalb der Mischungsgrad für den ungemischten Fall auch eine Abhängigkeit vom Temperaturverhältnis zeigt, was in der Abbildung 3.6b dargestellt ist.

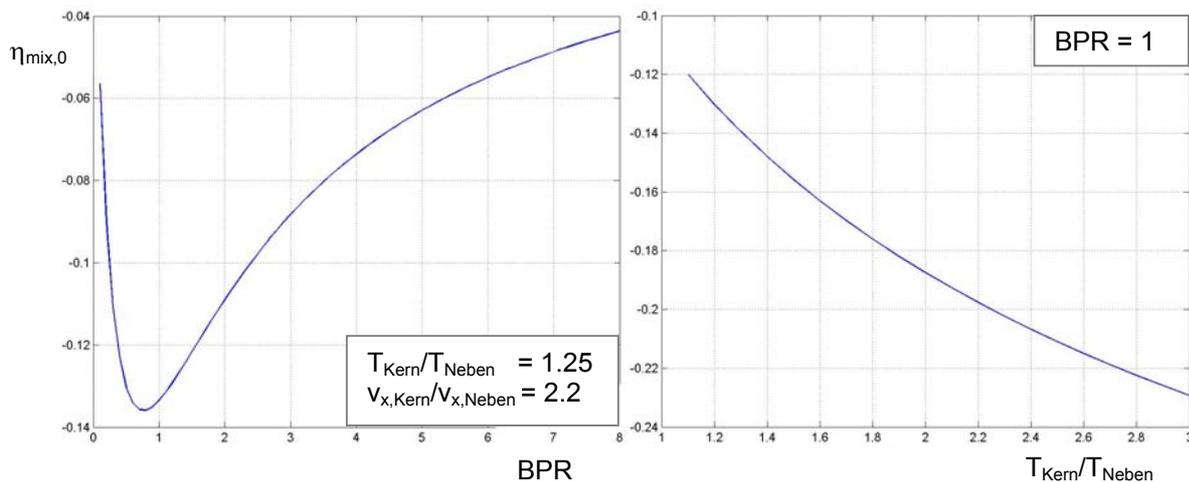


Abb. 3.6 a (links) : Nullmischung in Abhängigkeit des Bypassverhältnisses
 b (rechts) : Nullmischung in Abhängigkeit des Temperaturverhältnisses

Durch die Fallunterscheidung wird sichergestellt, dass der Mischungsgrad sich grundsätzlich im Bereich von 0 für ungemischt bis 1 für voll ausgemischt bewegt.

Da für die Messungen am Hochgeschwindigkeitskanal beide Mischungsgraddefinitionen (Gl. 3.17, 3.19) anwendbar sind, sollen sie im Folgenden dort miteinander verglichen werden. Die Abbildung 3.7 zeigt diesen Vergleich für die Messungen am abgewickelten Blütenmischer mit Mischungsverstärker.

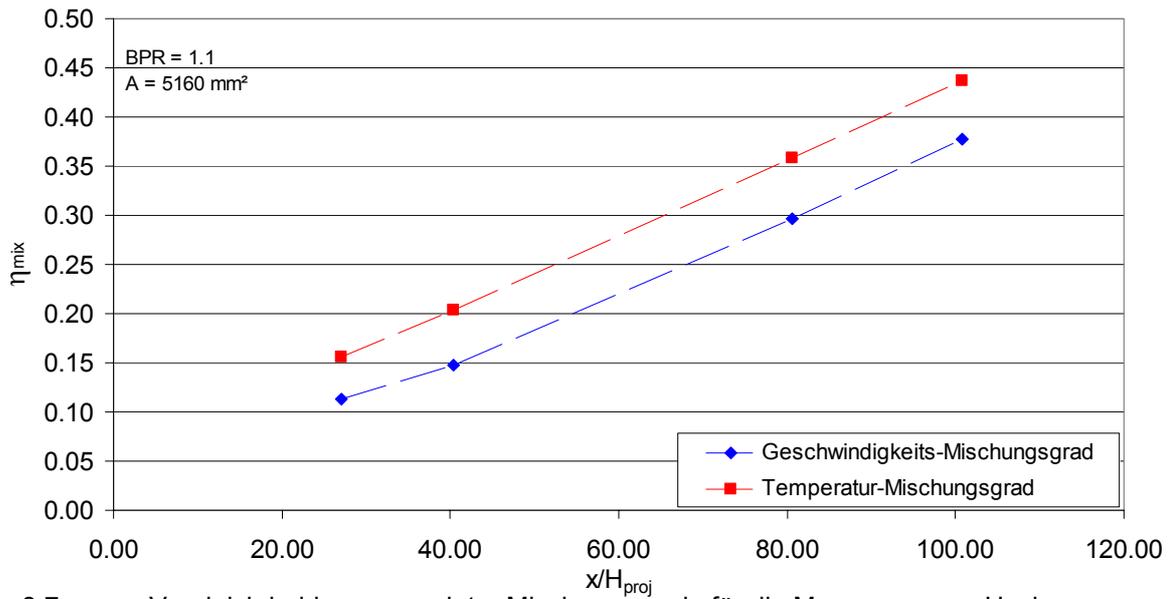


Abb. 3.7: Vergleich beider verwendeter Mischungsgrade für die Messungen am Hochgeschwindigkeitskanal mit abgewickeltem Blütenmischer mit Mischungsverstärker

Es ist deutlich zu erkennen, dass der Geschwindigkeits-Mischungsgrad recht konstant unter dem durch die Temperatur gebildeten liegt. Der Grund hierfür ist der Unterschied in der Ausbildung der Temperatur- bzw. Geschwindigkeitsscherschicht. Abbildung 3.8 zeigt für die vorliegenden Messungen und für Fälle aus der Literatur, dass die Temperaturscherschicht immer breiter ist als die der Geschwindigkeit.

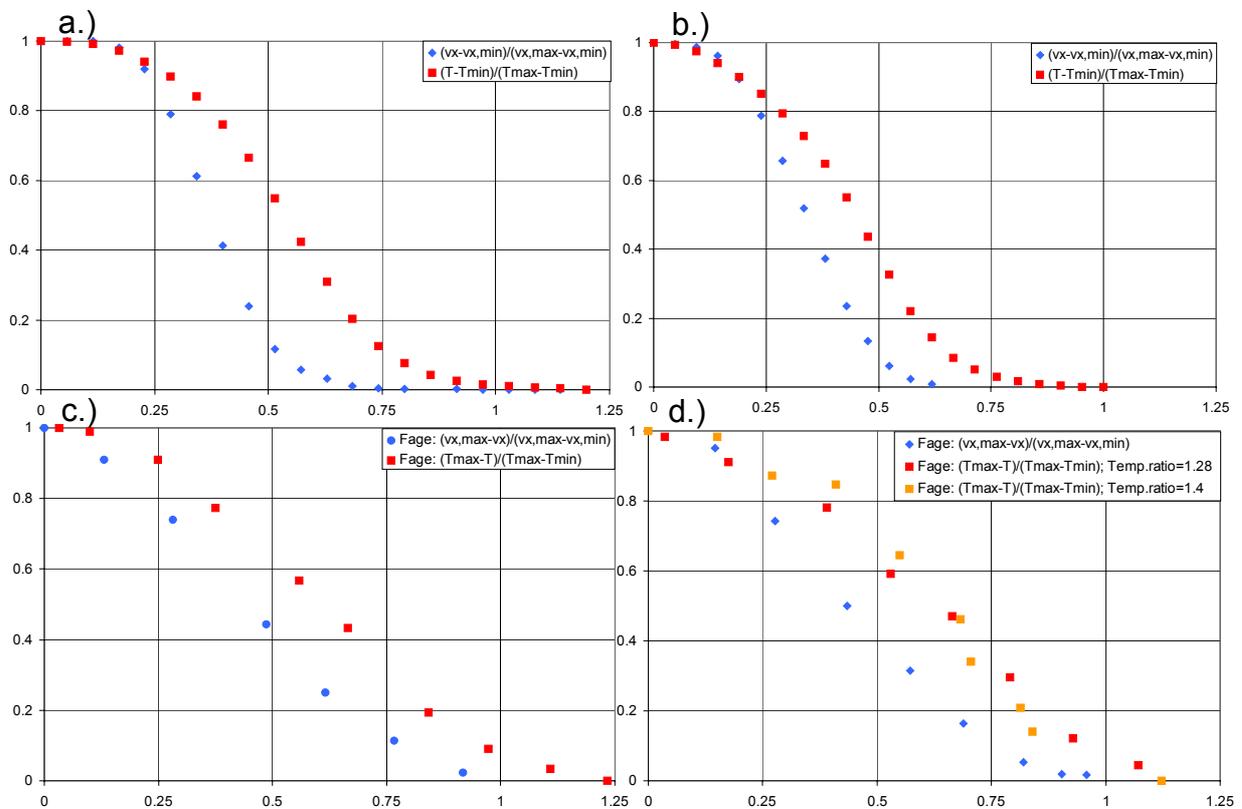


Abb. 3.8: Geschwindigkeits- und Temperaturscherschichten über einem normierten Querschnitt
 (a: Messung am Hochgeschwindigkeitskanal im Abstand von 200 mm
 b: Messung am Hochgeschwindigkeitskanal im Abstand von 250 mm
 c: Fage & Falkner, 1932: Nachlaufmessungen stromab eines länglichen Körpers
 d: Fage & Falkner, 1932: Nachlaufmessungen stromab eines Zylinders

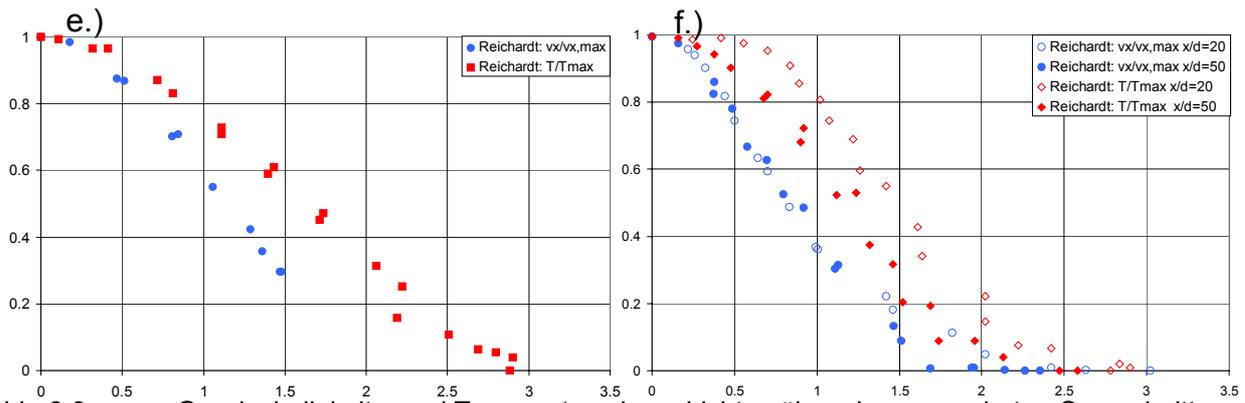


Abb. 3.8: Geschwindigkeits- und Temperaturschersichten über einem normierten Querschnitt
 e: Reichardt, 1944: ebener Freistrah
 f: Reichardt, 1944: Stabnachlauf)

Schlichting, 1964 schreibt, dass für eine Gleichheit der Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht für eine turbulente Plattenströmung neben der Prandtl-Zahl der molekularen Transportvorgänge Pr auch die turbulente Prandtl-Zahl Pr_t eins sein muss. $Pr_t = 1$ bedeutet, dass für den Impulsaustausch und den Wärmeaustausch der selbe Mechanismus gilt. Sie ist definiert als $Pr_t = A_\tau / A_q$. Hierbei sind A_τ und A_q die Austauschgrößen für den Impuls und die Wärme. Pr_t lässt sich nach *Schlichting, 1964* aus gleichzeitigen Messungen der Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung ermitteln. In sorgfältigen Untersuchungen wurde in den 30 – 50er Jahren begonnen die turbulente Prandtl-Zahl zu bestimmen. *A. Fage & V.M. Falkner, 1932* haben im Nachlauf eines Kreiszyllinders und *H. Reichardt, 1944* hat im freien Strahl Werte um $A_q / A_\tau = 1 / Pr_t = 2$ gemessen.

Bei der turbulenten Durchmischung, bei der die Eigenschaften des strömenden Mediums quer zur Hauptströmungsrichtung ausgetauscht werden, wird zum einen der Impuls der Hauptbewegung erfasst und zum anderen werden auch substantielle Beimischungen wie zum Beispiel Schwebstoffe und Wärme transportiert. Hierbei werden die sogenannten Austauschgrößen als Maß für die Stärke der Übertragung der jeweiligen Eigenschaften durch die turbulente Querbewegung verwendet. Da die Austauschmechanismen für den Impuls und die Wärme nicht identisch sind, sind deren Austauschgrößen in der Regel verschieden, wenn auch in besonderen Fällen eine Gleichheit existieren kann. Dies steht in Übereinstimmung mit der Wirbeltransporttheorie von G.I. Taylor, wonach bei der turbulenten Mischbewegung nicht der Impuls, sondern die Wirbelstärke ausgetauscht wird. Die ersten experimentellen Nachweise zur Verschiedenartigkeit dieser Austauschmechanismen veröffentlichten *Fage & Falkner (Anhang von G.I. Taylor, 1932)*. Hierbei zeigten sie, dass die Temperaturnachlaufprofile von beheizten Stäben breiter sind als deren Geschwindigkeitsnachlaufprofile (Abb. 3.8 c und d). Auch *Gran Olsson, 1936* kam zu dem Schluss, dass die Wärme schneller als die Geschwindigkeit ausgetauscht wird. Später behandelte auch *Reichardt, 1944* das Problem der Wärmeausbreitung bei freier Turbulenz theoretisch und experimentell (Abb. 3.8 e und f). *Reichardt, 1944* beschäftigte sich eingehend mit dem Problem der Errechnung der Temperaturscherschicht aus der Geschwindigkeitsscherschicht in freier Turbulenz. Hierfür konnte er einen Zusammenhang finden. Dieser (Gleichung 3.25) gilt jedoch nur für zweidimensionale Scherschichten. Durch eine Anwendung auf die vorliegenden dreidimensionalen Scherschichten könnte versucht werden für den Niedergeschwindigkeitswindkanal ein Temperatur-Mischungsgrad aus dem Geschwindigkeits-Mischungsgrad zu errechnen, da der Temperatur-Mischungsgrad

der ist, welcher beim Blütenmischer von Interesse ist. Hierbei entstehen jedoch zum Teil Fehler von bis zu 40%. Diese großen Abweichungen entstehen dadurch, dass der Faktor A_r/A_q über dem Blütenmischer nicht konstant ist. Auch *Reichardt, 1944* hatte schon dieses Problem der sich ändernden Hochzahl erkannt. Aus diesem Grund wird an dieser Stelle von dem Gebrauch abgesehen.

$$\frac{T}{T_{\max}} = \left(\frac{v_x}{v_{x,\max}} \right)^{\frac{A_r}{A_q}} \quad \text{Gl. 3.25}$$

Um dennoch einen rechnerischen Temperatur-Mischungsgrad für den Niedergeschwindigkeitswindkanal zu erhalten, könnte einfach ein Verschiebungsfaktor aus Abbildung 3.7 bestimmt werden. Da dieser Faktor jedoch zum Beispiel auch vom Verhältnis Scherschicht – zu – Gesamtfläche abhängt, kann dieser Faktor nicht einfach auf den Niedergeschwindigkeitswindkanal übertragen werden.

Aus diesem Grund wird für den Niedergeschwindigkeitswindkanal immer der etwas geringere Geschwindigkeits-Mischungsgrad angegeben. Dieser zeigt die gleichen Phänomene und Tendenzen wie der der Temperatur. Die Messungen im Niedergeschwindigkeitskanal zeigen damit die minimale Mischung im Blütenmischer. Diese würde im realen Fall, in dem es auf die Übertragung der Energie ankommt, etwas höher liegen. Da im Niedergeschwindigkeitswindkanal jedoch nur Mischungsverstärker untereinander verglichen werden sollen, stellt dies keine Einschränkung dar.

Im Folgenden soll erläutert werden, wie die Berechnung der Mischungsgrade in beiden Windkanälen erfolgt ist. Hierbei ist für die Vergleichbarkeit der Messreihen wichtig, dass in den Windkanälen jeweils konstante Strömungsquerschnitte, Breiten der Messausschnitte und Bypassverhältnisse an den ausgewerteten Messbereichen herrschten.

Da wie im Versuchsaufbau beschrieben, die Konstruktion des Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanals so beschaffen ist, dass die gekreuzte Scherschicht nur in einem beschränkten dreiecksförmigen Bereich existiert, der darüber hinaus noch um die Scherschichtwinkel verkleinert wird, können die Messungen nicht beliebig weit stromab durchgeführt werden. Da sich, wie später noch eingehend beschrieben wird, die sich durch die Mischungsverstärker bildende sogenannte Omegastruktur auch noch sehr schnell seitlich aus dem Bereich der Scherung heraus bewegt und sie dazu noch größer wird, muss für die unterschiedlichen Stromabentfernungen die Querbewegung dieser Omegastruktur berücksichtigt werden. Dies führte dazu, dass gerade bei den größeren Stromabentfernungen nicht die komplette Struktur aufgenommen werden konnte. Die Abbildung 3.9 zeigt, welche Bereiche der Omegastruktur für alle Messebenen im Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal komplett erfasst wurden.

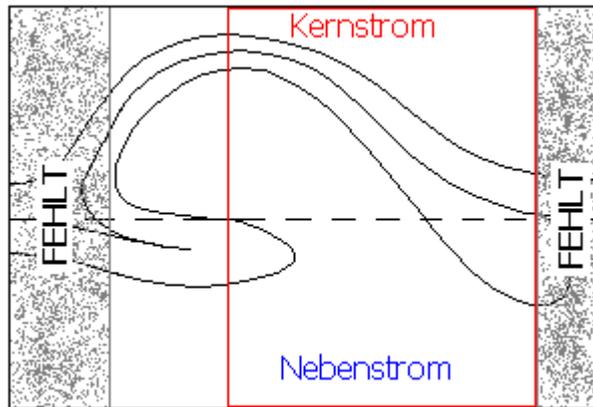


Abb. 3.9: Erfasster Teil der Omegastruktur in Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal

Aufgrund von Untersuchungen der Omega-Struktur in den ersten Stromabentfernungen zeigte sich, dass diese geometrische Ähnlichkeit besitzt, weshalb aufgrund der Vergleichbarkeit der Ebenen zur Auswertung aller Ebenen aller Mischungsverstärker der Bereich der Omega-Struktur zwischen ihren beiden Extrempunkten (rot umrandeter Bereich) herangezogen wurde, da dieser eindeutig zu identifizieren ist. Er umfasst 54-55% der Breite der vollständigen Omegastruktur. Damit wird sichergestellt, dass die für die Parameterstudie nötige Vergleichbarkeit gewährleistet ist.

Um bei den Messebenen eine konstante Breite zu gewährleisten, wurde an dem rot umrandeten Bereich aus der Abbildung 3.9 jeweils die zugehörige ungestörte Scherschicht angefügt.

Der Niedergeschwindigkeitswindkanal wies bei den durchgeführten Messungen ein Bypassverhältnis von $BPR = 0.5$ und einen Strömungsquerschnitt der Messebenenausschnitte von $A = 12660 \text{ mm}^2$ auf.

Bei den Messungen im Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal wurde jeweils eine halbe Blüte inklusive der vollständigen Omegastruktur erfasst. Das Bypassverhältnis war $BPR = 1.1$ und der Strömungsquerschnitt hatte Ausmaße von $A = 5160 \text{ mm}^2$.

3.2.2 Definition des Druckverlustes

Nach der ausführlichen Beschreibung des Mischungsgrades soll jetzt die Definition des Druckverlustbeiwertes vorgestellt werden. Hierbei soll eine leicht modifizierte Variante der Definition nach *Kreskovsky, 1984* verwendet werden.

$$c_p = \frac{\int_A \frac{P_{Kern} - P}{P_{Kern} - p_0} \rho v dA}{\int_A \rho v dA} \quad \text{Gl. 3.26}$$

Der Unterschied dieser Definition zu der von *Kreskovsky, 1984* besteht darin, dass *Kreskovsky* als Nenner des Zählers statt $(P_{Kern} - p_0)$ den dynamischen Druck $(\rho_{Kern} v_{Kern}^2 / 2)$ einsetzte. Die Definition bleibt jedoch inhaltlich gleich. Diese Variation

wurde vorgenommen, weil in den Messungen zur vorliegenden Arbeit die Drücke direkt gemessen wurden.

Bei der Suche nach einer geeigneten Definition des Druckverlustbeiwertes wurde in Betracht gezogen, dass dieser am sinnvollsten den ausgemischten Gesamtdruck P_{mix} enthalten sollte. Hierbei wäre eine vorstellbare Definition die unter Gleichung 3.26 angegebene, bei welcher der Kernstromgesamtdruck P_{Kern} durch den ausgemischten Druck ersetzt wird. Problematisch an dieser Definition ist jedoch der Zähler. Da die Druckverluste innerhalb der Scherschicht liegen, ist sie für die Berechnung die interessante. In ihr liegt jedoch für einen Großteil der Punkte der gemessene Gesamtdruck sehr nah am ausgemischten Druck. Hierdurch können diese Unterschiede in gleicher Größenordnung mit den Messfehlern liegen. Aus diesem Grund wurde auf die wesentlich weniger fehleranfällige Definition nach *Kreskovsky* zurückgegriffen.

Für die Bestimmung des Druckverlustbeiwertes der Messebenen gelten bezüglich des ausgewählten Messebenenausschnitts für die Messungen in beiden Windkanälen die im vorangegangenen Abschnitt zum Mischungsgrad gemachten Annahmen. Des weiteren weisen die ungestörten Bereiche von Kern- und Nebenstrom einer Messebene keinen Druckverlust auf, obwohl sie unterschiedliche Gesamtdrücke haben. Im betrachteten Messebenenausschnitt wird ihnen deshalb kein Druckverlust zugeordnet.

3.2.3 Definition des Schubgewinns

Da der Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal keine direkte Möglichkeit der Schubmessung bietet, wurde der Schub berechnet.

Mit Hilfe der Impulserhaltung lässt sich der Schub F bei angepasster Düse allgemein nach Gleichung 3.27 berechnen. Hierbei wird der Düsenaustritt nach ARP 1257 als Ebene 9 bezeichnet.

$$F = \dot{m}v_9 - \dot{m}_{\text{Neben}}v_{\text{Neben}} - \dot{m}_{\text{Kern}}v_{\text{Kern}} \quad \text{Gl. 3.27}$$

Hieraus kann der spezifische Schub nach Gleichung 3.28 mit Hilfe des Bypassverhältnis hergeleitet werden.

$$\frac{F}{\dot{m}} = v_9 - \frac{BPR}{BPR+1}v_{\text{Neben}} - \frac{1}{BPR+1}v_{\text{Kern}} \quad \text{Gl. 3.28}$$

Durch Teilen durch eine geeignete Schallgeschwindigkeit entsteht der dimensionslose Schub nach Gleichung 3.29.

$$F_{\text{dim}} = \frac{F}{\dot{m}a_{T,\text{Neben}}} = \frac{1}{A} \int_A M_{T,9} \sqrt{\frac{T_9}{T_{\text{Neben}}}} dA - \frac{BPR}{BPR+1} M_{T,\text{Neben}} - \frac{1}{BPR+1} M_{T,\text{Kern}} \sqrt{\frac{T_{\text{Kern}}}{T_{\text{Neben}}}} \quad \text{Gl. 3.29}$$

Da die Gesamtmachzahl und die Gesamttemperatur über dem Messebenenquerschnitt nicht konstant sind, wird der Schub aus der Integration über den Messebenenquerschnitt A bestimmt.

Des Weiteren fordert die Schubformel die Kenntnis über die Verteilung der Gesamtmachzahl und Gesamtgeschwindigkeit hinter der Düse. Da die Versuchsanlage jedoch keine besitzt, wird hierfür eine Düse am Ende des Kanals simuliert. Die Berechnung erfolgt analog zu den Düsenberechnungen des in Kapitel 3.1 vorgestellten analytisch-numerischen Modells mit dem Unterschied, dass es sich hierbei um eine konvergente Düse handelt, die immer so eingestellt wird, dass am Düsenaustritt $M=1$ herrscht. Als $\eta_{\text{Düse}}$ wird hier der übliche Wert 0.97 gewählt.

Darüber hinaus bietet die Schubformel nach Gleichung 3.29 die Möglichkeit, unter Nutzung der Messwerte, eine Variation der Kernstromtemperatur vorzunehmen. Hierbei werden einerseits die Gesamttemperatur des Kernstroms als auch die Messwerte angepasst. Hiermit kann dann auf eine triebwerkähnliche Temperaturdifferenz extrapoliert werden.

Um den Schubgewinn zu berechnen, der durch die Mischungsverstärker erzielt wurde, wird der dimensionslose Schub für beide Fälle, also abgewickelter Blütenmischer mit und ohne Mischungsverstärker, berechnet und dann wird der prozentuale Schubgewinn des Falls mit Mischungsverstärker gegenüber dem Fall ohne nach Gleichung 3.30 bestimmt.

$$F_{\text{dim}_{\text{Gewinn_durch_MV}}} [\%] = \frac{F_{\text{dim}_{\text{mit_MV}}} - F_{\text{dim}_{\text{ohne_MV}}}}{F_{\text{dim}_{\text{ohne_MV}}}} \cdot 100\% \quad \text{Gl. 3.30}$$

4. Grundlegende Betrachtungen zu den Mischungsverstärkern

4.1 Ähnlichkeitskennzahl

Die folgenden Ähnlichkeitsbetrachtungen werden speziell für die verwendeten Mischungsverstärker durchgeführt. Aus diesem Grund werden zu Beginn einige Mischungsverstärkerparameter näher erläutert.

Es handelt sich bei den Mischungsverstärkern, wie die Abbildung 4.1 zeigt, um kleine dreieckige und angestellte Störkörper. Diese sind in der Literatur als sogenannte Tabs bekannt.

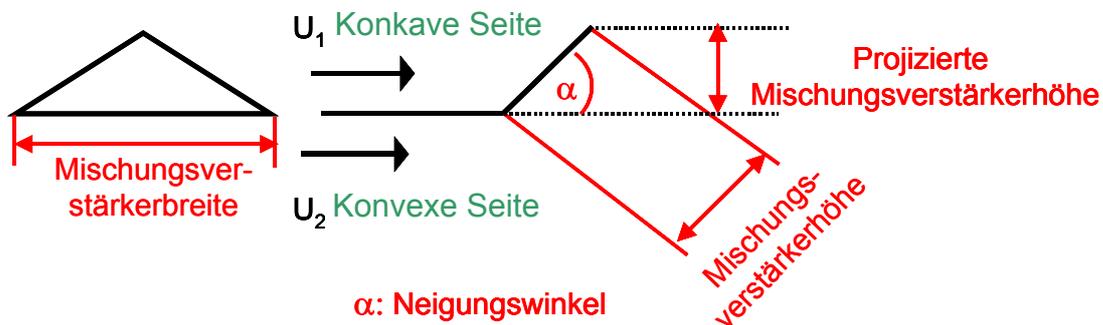


Abb. 4.1: Bezeichnungen am Mischungsverstärker

Die theoretische Basis zur Größe der Vorticity wurde 1858 von Helmholtz gelegt.

Die Vorticity ist definiert als $\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v}$. Sie ist ein reibungsfreies Phänomen, wobei die Reibung jedoch für die Diffusion der Vorticity verantwortlich ist. Sie entsteht aufgrund der Wandhaftung in der Grenzschicht.

Nach *Hourmouziadis, 1990* kann eine Vorticitytransportgleichung für allgemeine Fluide definiert werden. Diese stammt aus dem Impulssatz und bringt die Vorticity mit anderen Parametern der Strömung in Bezug. Sie beinhaltet alle wichtigen physikalischen Gesetze zur Vorticitybildung und lautet für allgemeine Fluide:

$$\rho \frac{D\left(\frac{\vec{\omega}}{\rho}\right)}{Dt} = (\vec{\omega} \nabla) \vec{v} + \nabla \times \vec{F} + \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho) \times (\nabla p) + \frac{1}{\rho} \nabla \times \left(\nabla \overline{ST} \right) - \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho) \times \left(\nabla \overline{ST} \right). \quad \text{Gl. 4.1}$$

Bei Einschränkung auf ein konservatives Kraftfeld und stationären Bedingungen, kann die Formel umgeformt werden zu:

$$0 = (\vec{\omega} \nabla) \vec{v} + \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho) \times (\nabla p) - \frac{1}{\rho^2} (\nabla \rho) \times \left(\nabla \overline{ST} \right) + \frac{1}{\rho} \nabla \times \left(\nabla \overline{ST} \right). \quad \text{Gl. 4.2}$$

Um ähnliche Ergebnisse für diese Gleichung zu erhalten, werden die Parameter mit charakteristischen Werten normiert und dann hierdurch ersetzt. Diese neuen Parameter werden mit * bezeichnet.

$\rho = \rho_{ch} \cdot \rho^*$	ρ_{ch}	charakteristische Dichte
$\vec{v} = v_{\infty, konkav} \cdot \vec{v}^*$	$v_{\infty, konkav}$	Anströmung der Seite, in die der MV geneigt ist
$l = h_{proj.} \cdot l^*$	$h_{proj.}$	projizierte Höhe des MV
$p = p_{ch} \cdot p^*$	p_{ch}	charakteristischer Druck
$\vec{ST} = \frac{\mu_{ch} \cdot v_{\infty, konkav}}{\delta} \cdot \vec{ST}^*$	μ_{ch}	charakteristische Zähigkeit
$\bar{\omega} = \frac{v_{\infty, konkav}}{\delta} \cdot \bar{\omega}^*$	δ	Grenzschichtdicke

mit:

$$0 = \left\{ \frac{v_{\infty, konkav}^2}{\delta \cdot h_{proj.}} \right\} (\bar{\omega}^* \nabla^*) \vec{v}^* + \left\{ \frac{p_{ch}}{\rho_{ch} \cdot h_{proj.}^2} \right\} \frac{1}{\rho^{*2}} (\nabla^* \rho^*) \times (\nabla^* p^*) - \dots$$

$$\dots - \left\{ \frac{\mu_{ch} \cdot v_{\infty, konkav}}{\rho_{ch} \cdot h_{proj.}^2 \cdot \delta} \right\} \frac{1}{\rho^{*2}} (\nabla^* \rho^*) \times (\nabla^* \vec{ST}^*) + \left\{ \frac{\mu_{ch} \cdot v_{\infty, konkav}}{\rho_{ch} \cdot h_{proj.}^2 \cdot \delta} \right\} \frac{1}{\rho^*} \nabla^* \times (\nabla^* \vec{ST}^*)$$

Gl. 4.3

Diese Formel kann umgeformt werden zu:

$$0 = \left\{ \frac{h_{proj.}}{\delta} \right\} (\bar{\omega}^* \nabla^*) \vec{v}^* + \left\{ \frac{p_{ch}}{\rho_{ch} \cdot v_{\infty, konkav}^2} \right\} \frac{1}{\rho^{*2}} (\nabla^* \rho^*) \times (\nabla^* p^*) - \dots$$

$$\dots - \left\{ \frac{\mu_{ch}}{\rho_{ch} \cdot v_{\infty, konkav} \cdot \delta} \right\} \frac{1}{\rho^{*2}} (\nabla^* \rho^*) \times (\nabla^* \vec{ST}^*) + \left\{ \frac{\mu_{ch}}{\rho_{ch} \cdot v_{\infty, konkav} \cdot \delta} \right\} \frac{1}{\rho^*} \nabla^* \times (\nabla^* \vec{ST}^*)$$

Gl. 4.4

Hieraus folgt, dass Strömungen nur dann ähnlich sein können, wenn die Faktoren in den geschweiften Klammern gleich sind. Diese zeigen einige der bekannten Ähnlichkeitskennzahlen.

Reynoldszahl:
$$Re = \frac{v_{\infty, konkav} \cdot \delta \cdot \rho_{ch}}{\mu_{ch}}$$

Machzahl:
$$M \cong \frac{v_{\infty, konkav}}{\sqrt{\frac{p_{ch}}{\rho_{ch}}}} = \frac{v_{\infty, konkav}}{\sqrt{\kappa \cdot R \cdot t_{ch}}}$$

Mischungsverstärkerzahl:
$$Mz = \frac{h_{proj.}}{\delta}$$

Das bedeutet, dass, wie bei kompressiblen Phänomenen bekannt, die Machzahl und bei Relevanz der Reibung die Reynoldszahl eingehalten werden muss. Darüber hinaus muss bei der Auslegung der Mischungsverstärker die neu gefundene Kennzahl, die Mischungsverstärkerzahl, berücksichtigt werden, wenn die Streckung und Krümmung der Wirbellinien also das Verhalten der Wirbel ähnlich sein soll.

Bei der Auslegung der Mischungsverstärker wurde diese Mischungsverstärkerzahl M_z berücksichtigt. Die folgenden Tabellen geben die Werte hierzu an.

Mischungsverstärker in konstant gekreuzter Scherschicht

Mischungsverstärker	proj. Höhe [mm]	δ [mm]	M_z
MB03	31.82	24	1.326
MB06	6.364	5.14	1.238
MB07	6.364	5.14	1.238
MB08	6.364	5.14	1.238
MB09	4.243	5.14	0.825
MB10	8.485	5.14	1.651
MB11	4.870	5.14	0.947
MB12	24.042	24	1.002
MB13	19.799	24	0.825

Mischungsverstärker am Mischer im Niedergeschwindigkeitskanal

Mischungsverstärker	proj. Höhe [mm]	δ [mm]	M_z
MB09 Pos. 1	7.757	9.4	0.825
MB09 Pos. 2	5.742	6.96	0.825

Mischungsverstärker am Mischer im Hochgeschwindigkeitskanal

Mischungsverstärker	proj. Höhe [mm]	δ [mm]	M_z
MB09	2.475	3	0.825

Da wie im Stand der Forschung beschrieben, die Grenzschicht in einem Blütenmischer entlang der Abströmkante nicht konstant verläuft (Grenzschichtmaterial wandert in die Blütenmulden, weshalb die Grenzschicht von den Blüten spitzen zu den Blütenmulden zunimmt), ist die Grenzschichtdicke im Blütenmischer vom Ort abhängig. Dies wurde für den vorliegenden Blütenmischer im Kapitel 4.3 vermessen und dargestellt. Aufgrund der Komplexität der Grenzschichtdickenverteilung fehlen einfache Vergleichsdaten zur Grenzschichtdicke aus einem realen Blütenmischer. Vergleichsdaten aus der Literatur liegen jedoch vor und sollen im Folgenden angegeben werden.

Eckerle et al., 1990 geben Grenzschichtdicken für beide Strahlen vor Eintritt in den Blütenmischer von 3.07 mm an. *McCormick & Bennett, 1993* haben bei Geschwindigkeiten für beide Strahlen von 8.53 m/s bzw. 4.88 m/s Grenzschichtdicken direkt vor dem Mischer im laminaren Fall von 5.3 mm bzw. 6.4 mm und im turbulenten Fall von 11.4 mm bzw. 11.9 mm. Werden diese Grenzschichtdicken mit den hier in konstant gekreuzter Scherschicht vorgestellten Werten, die denen vor dem Blütenmischer sehr ähnlich sind, im gleichen Geschwindigkeitsbereich verglichen, zeigen sich gute Übereinstimmungen.

4.2 Auswahl der Mischungsverstärker

Im vorliegenden Kapitel soll die Auswahl und Auslegung der Mischungsverstärker erläutert werden. Hierbei handelt es sich, wie schon im Kapitel 4.1 dargestellt, um kleine dreieckige, angestellte Störkörper. Diese sind in der Literatur als sogenannte Tabs bekannt und das Strömungsverhalten um diese Tabs wurde, wie im Stand der Forschung dargestellt, in der parallelen Scherschicht in den letzten Jahren bereits untersucht.

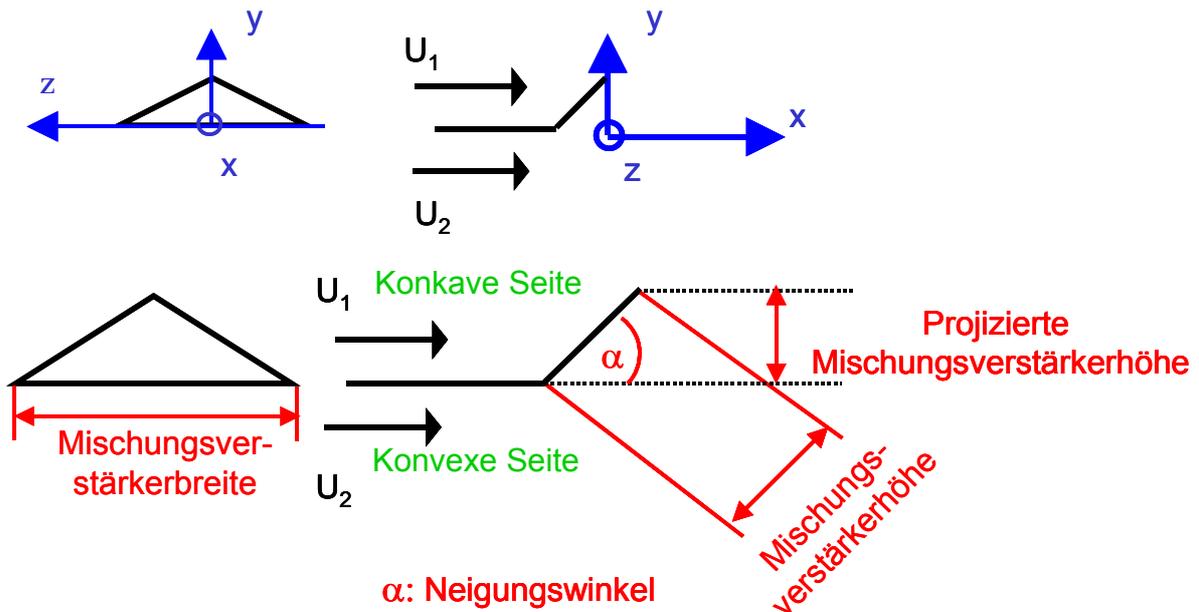


Abb. 4.2: Bezeichnungen am Mischungsverstärker

Wie zu sehen ist, liegt der Koordinatenursprung in der Mitte der Mischungsverstärkergrundseite mit seinem strömungsgerichteten Ursprung an der Mischungsverstärkerspitze. Des Weiteren sind in der Abbildung 4.2 die Definitionen der Begriffe konvex und konkav erläutert. Die Seite, in die der Mischungsverstärker geneigt ist, wird als die konkave Seite bezeichnet und die andere als die konvexe.

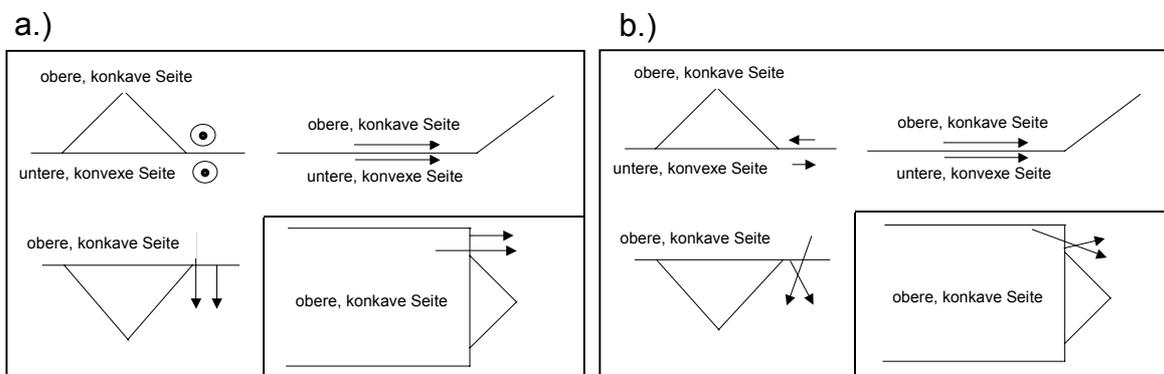


Abb. 4.3: Lage der Mischungsverstärker zur Strömung in gerader (a.) und gekreuzter (b.) Scherschicht

Abbildung 4.3a zeigt schematisch einen Mischungsverstärker in gerader Scherschicht. Beide Anströmrichtungen liegen orthogonal zur Mischungsverstärkergrundseite (Mischungsverstärker-Knicklinie). Abbildung 4.3b

hingegen zeigt einen Mischungsverstärker in gekreuzter Scherschicht. Hierbei ist zu erkennen, dass die Anströmrichtungen nicht mehr orthogonal zur Mischungsverstärkergrundseite liegen.

Des Weiteren wurde im Stand der Forschung von den Vorteilen von zusätzlich angebrachten sekundären Tabs im Falle der geraden Scherschicht berichtet. In der vorliegenden Arbeit wurde anhand von Visualisierungen im Wasserkanal untersucht, wie sich eine solche Anordnung in einer gekreuzten Scherschicht verhält. Hierbei sind die sekundären Mischungsverstärker bei gleichem Höhen-Breiten-Verhältnis wie die Primären halb so hoch. Der schematische Aufbau hierzu ist in der Abbildung 4.4 dargestellt.

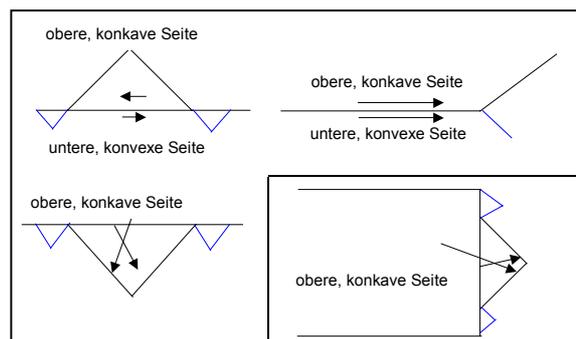


Abb. 4.4: Lage eines primären Mischungsverstärkers mit seinen zwei sekundären Mischungsverstärkern in gekreuzter Scherschicht

Bei der Betrachtung der Abbildungen 4.3b und 4.4 fällt auf, dass aufgrund der Kreuzung beider Strahlen die Anströmung unsymmetrisch zum Mischungsverstärker liegt. Daraus resultieren wie in den folgenden Kapiteln eingehend geschildert werden wird Unsymmetrien in der Strömung stromab des Mischungsverstärkers.

4.3 Auslegung der Mischungsverstärker

Bei der Größenauslegung der Mischungsverstärker ist eine sehr wichtige Größe die Angabe, welcher Anteil des Mischungsverstärkers aus der Grenzschicht der ankommenden Strömung heraus ragt, also die Mischungsverstärkerzahl M_z . Hierbei ergaben Untersuchungen von *Zaman, Reeder & Samimy 1994*, dass eine Mischungsverstärkerhöhe von ungefähr der oder etwas größer als die Grenzschichtdicke, also M_z um 1 oder etwas größer, eine signifikante Störung produziert. Wird die Mischungsverstärkerhöhe allerdings zu groß, steigen die Verluste durch den Mischungsverstärker an. Deshalb wurden viele Untersuchungen aus der Literatur mit Mischungsverstärkern durchgeführt, deren Höhe innerhalb der Grenzschicht blieb. Aus diesem Grund wurden in der vorliegenden Untersuchung Mischungsverstärkerhöhen gewählt, die innerhalb und außerhalb der Grenzschicht liegen. Zur Größenauslegung der Mischungsverstärker wurde die Grenzschichtdicke der ankommenden Strömung ermittelt.

Da die vorhandene Traversiervorrichtung der Sonde keine Kippmöglichkeit, sondern nur die drei translatorischen Bewegungsmöglichkeiten besitzt, wurde ein Hitzdraht sehr dicht stromab der Trennplatte bzw. des Mischers verfahren. Dies ist möglich, da nur die Grenzschichtdicke der gesuchte Parameter ist. Die Messdaten wurden auch bezüglich der Grenzschichtparameter δ_1 , δ_2 und H_{12} ausgewertet. Bei der Betrachtung dieser Werte muss jedoch berücksichtigt werden, dass ca. 1-2mm

stromab der Hinterkante gemessen werden musste. Aus diesem Grund existiert dort bereits ein Nachlauf, der sich allerdings gerade erst gebildet hat. Für die Auswertung wurde auf die Trennplattendicke zurückgerechnet.

4.3.1 Grenzschichtparameter der konstant gekreuzten Scherschicht

Es wurden vier Grenzschichtmessungen jeweils bei den Geschwindigkeiten 10, 20 und 30 m/s durchgeführt. Es wurde jeweils an verschiedenen Positionen mit gleicher Stromabentfernung der Trennplatte gemessen, um die Gleichförmigkeit der Grenzschicht zu überprüfen. Es zeigte sich, dass diese gegeben ist, da die Ergebnisse für alle Positionen unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit gleich waren.

In der folgenden Tabelle sind die Grenzschichtparameter dargestellt.

ebene Platte							
Messung	v [m/s]	Kanal	GS-Dicke [mm]	δ_1 [mm]	δ_2 [mm]	H_{12}	Re_2
1	10	oberer	5.14	1.29	0.74	1.75	496.64
1	10	unterer	6.8	1.51	0.78	1.92	523.49
2	20	oberer	24	3.23	2.38	1.36	3194.63
2	20	unterer	17.7	2.1	1.53	1.38	2053.69
3	30	oberer	24	3.12	2.3	1.35	4630.87
3	30	unterer	19.8	2.32	1.72	1.35	3463.09

Tab. 4.1: Grenzschichtparameter der konstant gekreuzten Scherschicht

Bei 10 m/s ist die Grenzschicht laminar und bei 20 m/s und 30 m/s turbulent. Das kann in den Geschwindigkeitsprofilen in den Abbildungen 4.5 und 4.6 erkannt werden. Weiterhin weist der Formfaktor für die 20 und 30 m/s Messung mit 1.35-1.38 ganz klar auf eine turbulente Grenzschicht hin. Der Formfaktor für die 10 m/s weist auf eine laminare Grenzschicht hin, auch wenn er etwas klein ist. Die Grenzschicht wird von 20 auf 30 m/s etwas dicker, da sich hier mit steigender Geschwindigkeit der Transitionspunkt weiter stromauf verschiebt. Das stärkere Grenzschichtwachstum der turbulenten Grenzschicht kommt dabei immer früher zum Tragen und die Grenzschicht wird dicker.

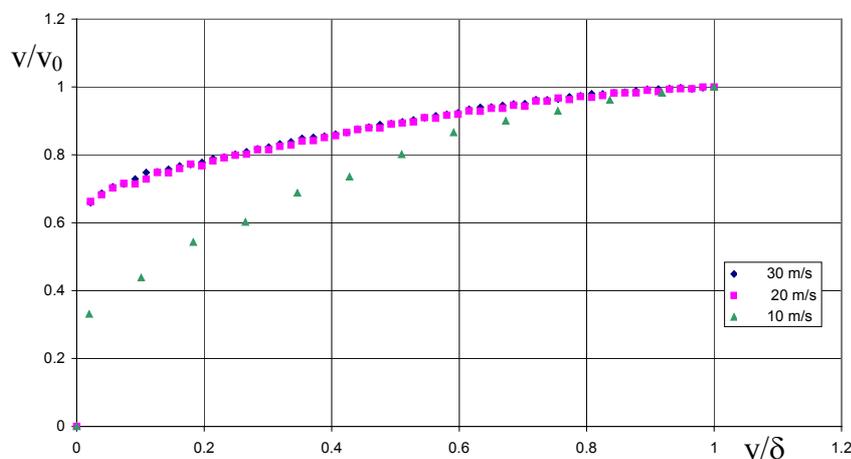


Abb. 4.5: Ähnlichkeitsdarstellung der Geschwindigkeitsprofile oberer Kanal

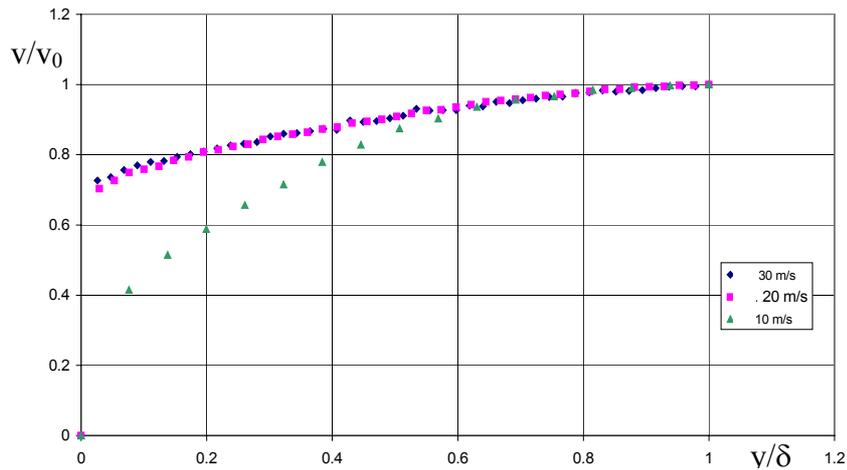


Abb. 4.6: Ähnlichkeitsdarstellung der Geschwindigkeitsprofile unterer Kanal

4.3.2 Grenzschichtparameter der Mischerkontur im Niedergeschwindigkeitskanal

Bei der Grenzschichtvermessung des abgewickelten Mischers musste beachtet werden, dass die Grenzschicht sich über dem abgewickelten Mischer ändert. Wie im Stand der Forschung beschrieben, verlagert sich die Grenzschicht in die Blütenmulden. Aus diesem Grund wurden 7 Positionen gewählt, an denen die Grenzschicht vermessen wurde. Abbildung 4.7 zeigt die gewählten Positionen.

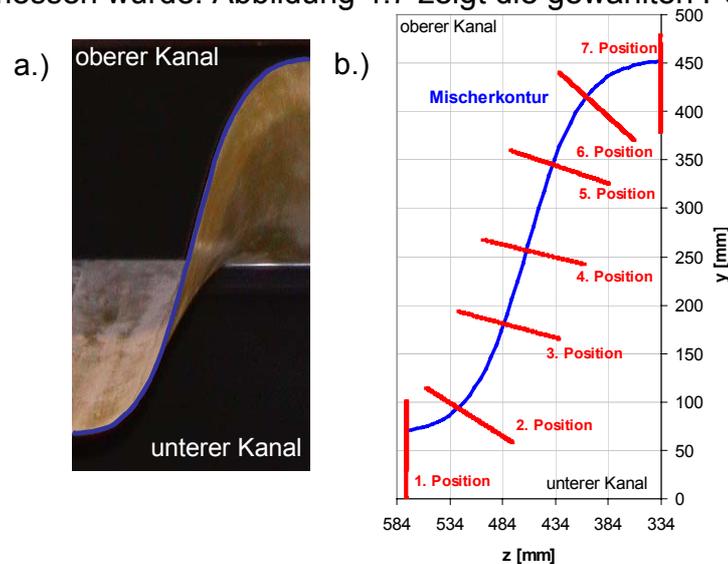


Abb. 4.7: Positionen bei der Grenzschichtvermessung am Mischer

Mischer										
Messung	v_{unten} [m/s]	v_{oben} [m/s]	Kanal	Position	GS-Dicke [mm]	δ_1 [mm]	δ_2 [mm]	H_{12}	Re_2	
1	5	10	oberer	2	21.7	2.8	1.95	1.43	1308.72	
1	5	10	oberer	3	13.1	2.1	1.33	1.59	892.62	
1	5	10	oberer	4	9.4	1.39	0.96	1.44	644.30	
1	5	10	oberer	5	5.66	0.96	0.6	1.59	402.68	
1	5	10	oberer	6	4	0.4	0.25	1.6	167.79	
1	5	10	oberer	7	3	0.3	0.2	1.53	134.23	
1	5	10	unterer	1	2.6	0.33	0.19	1.72	63.76	
1	5	10	unterer	2	2.9	0.3	0.18	1.73	60.40	
1	5	10	unterer	3	3	0.55	0.33	1.66	110.74	
1	5	10	unterer	4	8.3	1.14	0.75	1.52	251.68	
1	5	10	unterer	5	12	1.73	1.23	1.4	412.75	
1	5	10	unterer	6	15	1.83	1.33	1.37	446.31	

Tab. 4.2: Grenzschichtparameter des Mischers

Die Ergebnisse der Grenzschichtmessung sind in der Tabelle 4.2 dargestellt. Die Grenzschichtparameter und die Geschwindigkeitsprofile sind für die Muldenmessungen nicht dargestellt, da sich hier die Grenzschicht ansammelt und sehr dick und ungleichmäßig wird, beziehungsweise Schichten bildet. Der vermessene Bereich reichte hier nicht aus, um das Grenzschichtende zu erreichen.

Die folgenden 2 Diagramme zeigen die Geschwindigkeitsprofile für den oberen und unteren Kanal.

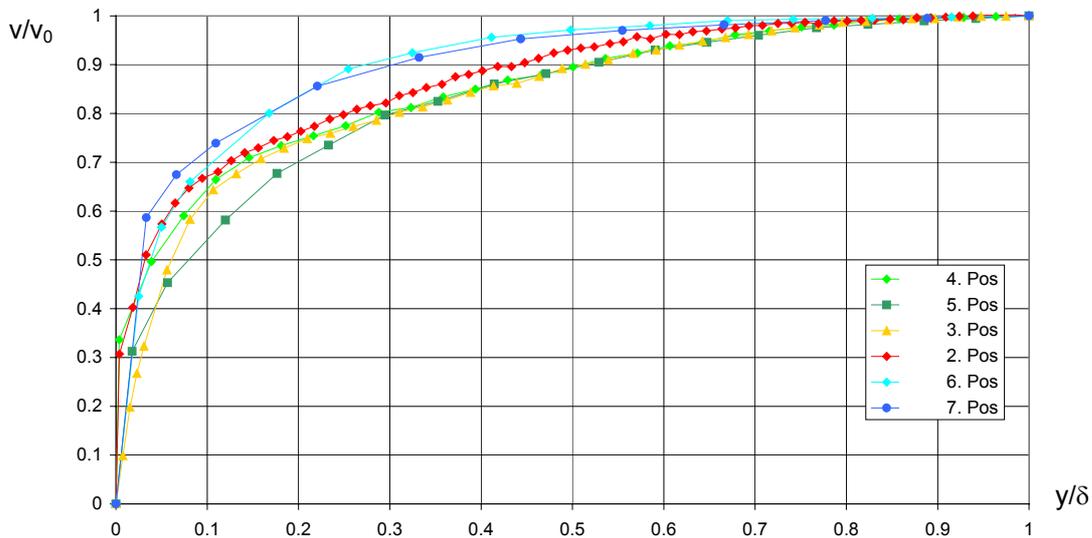


Abb. 4.8: Ähnlichkeitsdarstellung der Geschwindigkeitsprofile oberer Kanal

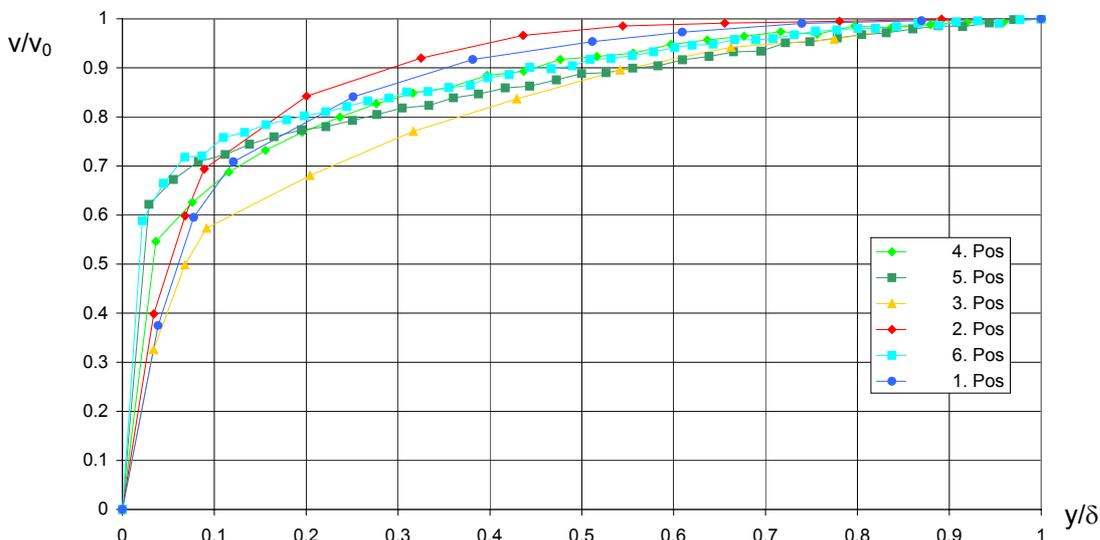


Abb. 4.9: Ähnlichkeitsdarstellung der Geschwindigkeitsprofile unterer Kanal

An den normierten Geschwindigkeitsprofilen und am Formfaktor kann gesehen werden, dass die Grenzschichten turbulent sind. Das war aufgrund der leicht rauen Oberfläche des laminierten Mischers zu erwarten.

4.3.3 Verwendete Mischungsverstärker

Bei der konstant gekreuzten Scherschicht wurden Messungen meist mit einem Geschwindigkeitsverhältnis von 2:1 durchgeführt, da dieses Geschwindigkeitsverhältnis auch bei einem Abgasmischer erwartet werden kann. Es

wurde aber auch ein Geschwindigkeitsverhältnis von 1:1 betrachtet. Hierbei wurden Messungen mit 10 bzw. 5 m/s und mit 30 bzw. 15 m/s durchgeführt. Die niedrigen Geschwindigkeiten wurden bei den Fünflochsondenmessungen verwendet, da die Sonde die entstehenden Gradienten bei den 30 m/s-Messungen nicht mehr auflösen kann. Die hohen Geschwindigkeiten wurden bei den Vorticitymetermessungen verwendet, da es sich bei Geschwindigkeiten von 10 bzw. 5 m/s aufgrund der inneren Reibung nicht dreht. Die folgende Tabelle zeigt die Auslegungsdaten der vermessenen Mischungsverstärker. Hierbei muss jedoch berücksichtigt werden, dass bei dem Neigungswinkel eine Fertigungstoleranz von ca. $\pm 2^\circ$ nicht zu unterschreiten war.

Mischungs-Verstärker-Nr.	Anströmgeschw. Konkav; [m/s]	Höhe [mm]	Mz	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]
MB3	30	45	1.326	33	45
MB6	10	9	1.238	18	45
MB7	10	9	1.238	15	45
MB8	10	9	1.238	10	45
MB9	10	6	0.825	12	45
MB10	10	12	1.651	24	45
MB11	10	13	0.947	26	22
MB12	30	34	1.002	68	45
MB13	30	28	0.825	56	45

Tab. 4.3: Auslegungsdaten der verwendeten Mischungsverstärker für die konstant gekreuzte Scherschicht

Im Folgenden werden die Größenangaben für die Mischungsverstärker im Blütenmischer des Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanals gemacht. Die Eintrittsbedingungen waren denen der konstant gekreuzten Scherschicht mit 10 m/s und 5 m/s Eintrittsgeschwindigkeiten für beide Strahlen gleich.

Mischungsverstärker-Nr.	Position	GS [mm]	Anströmgeschw. Konkav; [m/s]	Höhe [mm]	Mz	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]
MB09	4	9,4	10	10,97	0.825	22	45
MB09	4-5	6,96	10	8,12	0.825	16,2	45

Tab. 4.4: Auslegungsdaten der verwendeten Mischungsverstärker für die mischerähnliche Scherschicht im Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal

5. Ergebnisse

5.1 Strömungsvisualisierung um MV in gekreuzter Scherschchicht

Da das Verhalten der Strömung um einen Mischungsverstärker in gekreuzter Scherschchicht noch nicht untersucht ist, soll in diesem Kapitel ein erster Eindruck davon gegeben werden. Hierfür wurden recht umfangreiche Visualisierungen durchgeführt. Es wurden verschiedene Methoden verwendet. Einerseits wurde die ankommende Strömung im Windkanal mit Rauch versetzt, um deren Verlauf stromab des Mischungsverstärkers zu visualisieren. Weiterhin wurde das Streichlinienverfahren angewendet, um das Verhalten der Strömung auf und vor dem Mischungsverstärker im Windkanal zu untersuchen. Als dritte Methode wurden die gekreuzte Scherschchicht mit den Mischungsverstärkern in einem Flachwasserkanal simuliert und mit Farbe die Umströmung sichtbar gemacht. Als letzte Methode wurde die Laser-Lichtschnitt-Visualisierungsmethode angewendet.

Bei der Betrachtung der Visualisierung im Wasserkanal sind einige Unterschiede zur originalen Messstrecke im großen Zweistromkanal zu beachten. Erstens ist wie in Abbildung 5.1 dargestellt die Kreuzung der Winkel genau umgedreht. Hieraus werden sich zwangsläufig einige Änderungen im Strömungsbild ergeben. Damit kann durch Vergleich der grundlegenden Strömungseigenschaften zwischen dem Wind- und dem Wasserkanal auch dieser Effekt betrachtet werden.

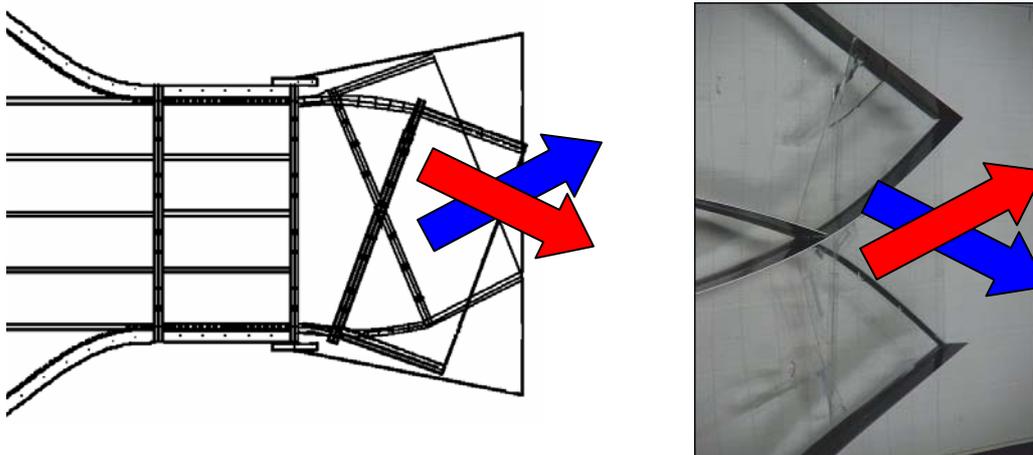


Abb. 5.1: Draufsicht: Scherschchicht-Kreuzungswinkel im Wasser – und Windkanal (rot: obere Strömung; blau: untere Strömung)

Zweitens gilt durch die einfache Aufteilung der Strömung hier immer $v_{\text{oben}}/v_{\text{unten}}=1$. Drittens müsste für eine direkte Übertragbarkeit der Ergebnisse aus dem Wasserkanal auf den Windkanal die Reynoldsähnlichkeit eingehalten werden. Dies war im vorhandenen Wasserkanal nicht möglich, da dann Strömungsgeschwindigkeiten des Wassers von mindestens 2 m/s hätten realisiert werden müssen. Diese Geschwindigkeiten sind im gegebenen Flachwasserkanal nicht zu verwirklichen. Somit entsteht ein Reynoldszahlenverhältnis von 1 : 40 (Wasser : Luft). Die Grenzschichtdicke am Ende der Trennplatte im Wasserkanal wurde nach Schlichting abgeschätzt. Es ergab sich

$$\delta_{99} = 5 \cdot \sqrt{\frac{v \cdot x}{v_{\infty}}} = 11 \text{ mm} .$$

Die im Wasserkanal verwendeten Mischungsverstärker hatten eine Breite und Höhe (zur Definition dieser Begriffe siehe Abbildung 4.2) von 20 mm und einen

Neigungswinkel von 45° . Damit haben sie eine Mischungsverstärkerzahl M_z von 1.28. Näheres zur Durchführung der Farbvisualisierung im Wasserkanal ist im Kapitel 2.1.3 enthalten. Zu den Abmessungen der Mischungsverstärker im Windkanal wird auf Tabelle 4.3 im Kapitel 4 verwiesen.

Für das Streichlinienverfahren wurde stromauf des Mischungsverstärkers Farbe aufgetragen. Hierbei wurde das Farbpulver mit Öl (Optima Schneidöl: Viskosität bei 50°C ca. 6 cST, Dichte ca. 0.0982 g/cm^3) vermischt.

Im weiteren soll aus Gründen der Übersichtlichkeit zwischen der Strömung stromab des Mischungsverstärkers und dem Strömungsverhalten stromauf und direkt auf dem Mischungsverstärker unterschieden werden.

5.1.1 Strömungsverhalten stromab eines Mischungsverstärkers

Das Verhalten der Strömung stromab eines Mischungsverstärkers in gerader Scherschicht, ist wie im Stand der Forschung dargestellt, recht gut untersucht. Dies soll im Folgenden aber trotzdem mit in die Betrachtung einbezogen werden, um Übereinstimmungen und Unterschiede zur gekreuzten Scherschicht aufzuzeigen.

Wird ein Mischungsverstärker in eine gerade Scherschicht eingebracht, so entsteht ein entgegengesetzt drehendes strömungsgerichtetes Wirbelpaar. Dies ist in der folgenden Abbildung zu sehen.

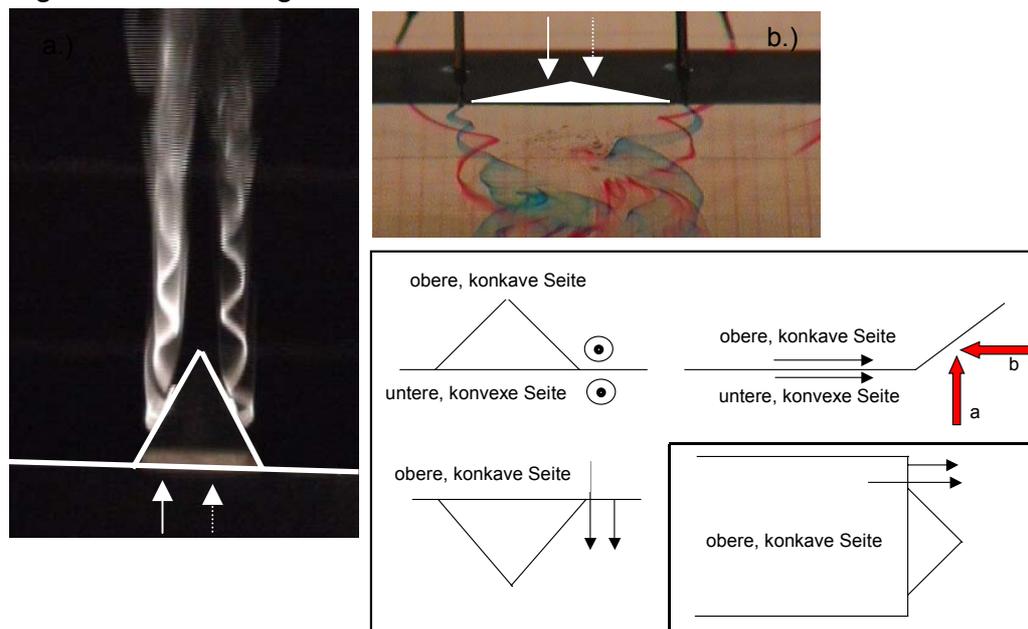


Abb. 5.2: Strömung stromab eines Mischungsverstärkers in gerader Scherschicht
a: Windkanalvisualisierung des Mischungsverstärkers MB03 mit Rauch;
b: Wasserkanalvisualisierung mit Farbe

Zur besseren Sichtbarkeit sind die Mischungsverstärker in Abbildung 5.2 mit weißer Farbe gekennzeichnet. Die Pfeile geben die Anströmungsrichtungen an, wobei der durchgezogene Pfeil die Strömungsseite angibt, in die der Mischungsverstärker geneigt ist und der gestrichelte Pfeil die andere Seite. Es ist deutlich in beiden Bildern das Paar entgegengesetzt drehender strömungsgerichteter Wirbel zu erkennen. Die Wirbel werden in den Mischungsverstärkerecken gebildet und nehmen die Strömung über die Kanten des Mischungsverstärkers mit in den Wirbel hinein. Dann bewegen sie sich orthogonal zur Trennplattenhinterkante stromab.

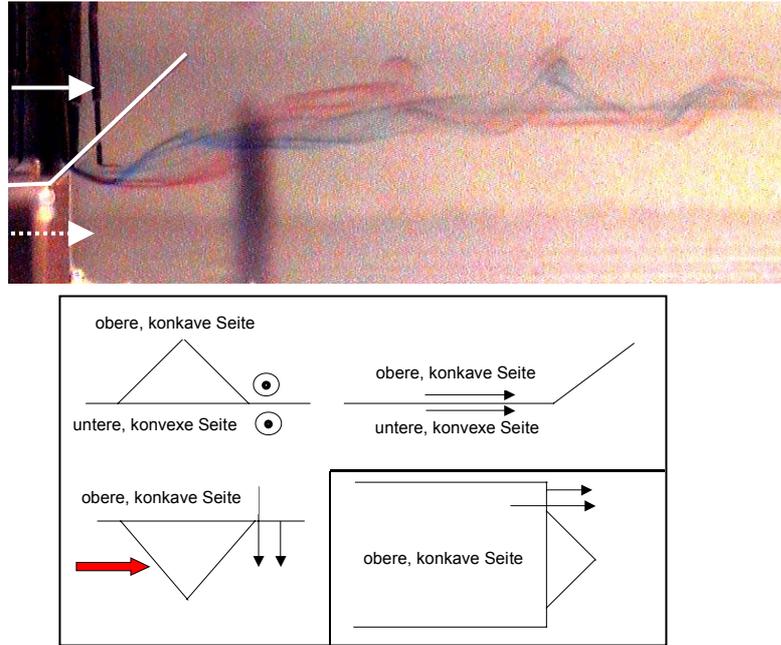


Abb. 5.3: Seitenansicht der Strömung stromab eines Mischungsverstärkers im Wasserkanal in gerader Scherschicht

In Abbildung 5.3 ist die Wirbelentwicklung in der Seitenansicht dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich die Wirbel in den Ecken bilden, dem Mischungsverstärker nach oben folgen und dann auf einer Höhe bleiben bis sie zerplatzen.

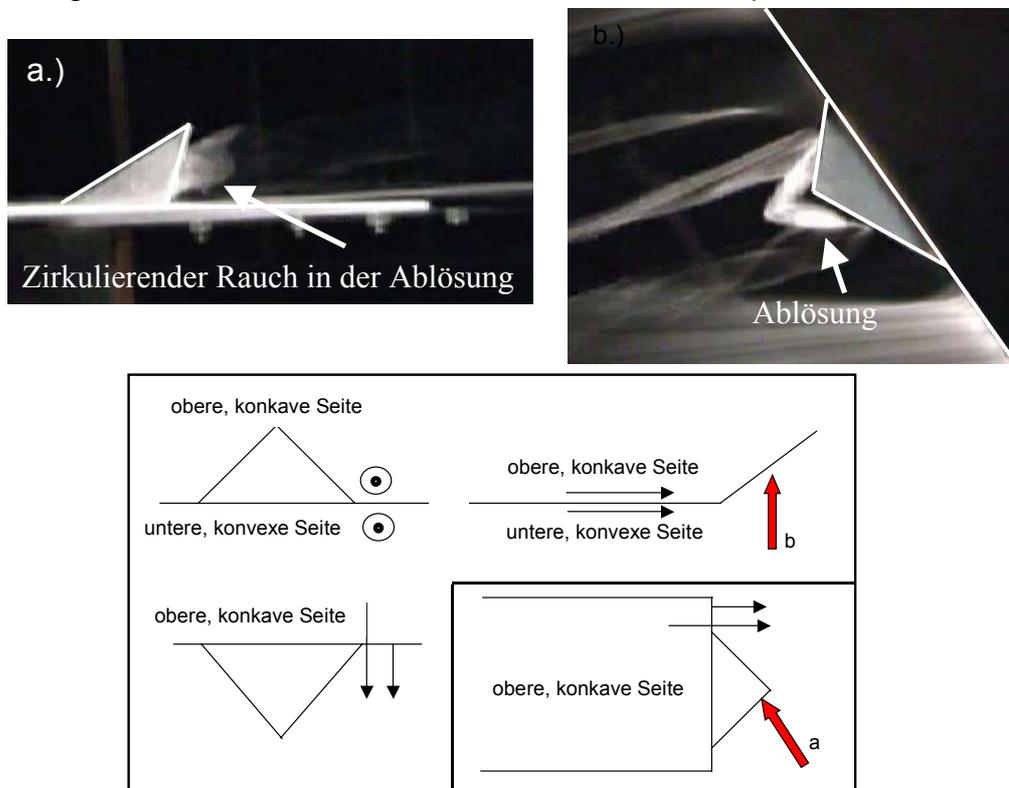


Abb. 5.4: Darstellung der Ablösung stromab eines Mischungsverstärkers im Windkanal mit Hilfe von Rauch (MB12)

Da die verwendeten Mischungsverstärker aus den im Stand der Forschung genannten Gründen eine gewisse Größe besitzen und einen Neigungswinkel von ca.

45° haben, wird sich eine Ablösung direkt stromab der Mischungsverstärker nicht vermeiden lassen. Diese ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Sie ist sehr einfach mit Rauch sichtbar zu machen, da in ihr der Rauch lange zirkuliert. Dieses Totwassergebiet befindet sich an der Knickkante von Trennplatte und Mischungsverstärker direkt unter dem Mischungsverstärker. Sie entsteht, da die Strömung dort an einer Art einseitigem Diffusor mit einem einseitigen Öffnungswinkel von ca. 45° entlang strömen soll.

Nachdem die Umströmung der Mischungsverstärker in gerader Scherschicht dargestellt wurde, soll im Folgenden auf die Umströmung in gekreuzter Scherschicht eingegangen werden. Hierzu zeigt die folgende Abbildung die Sichtbarmachung der Wirbel, die stromab eines Mischungsverstärkers entstehen.

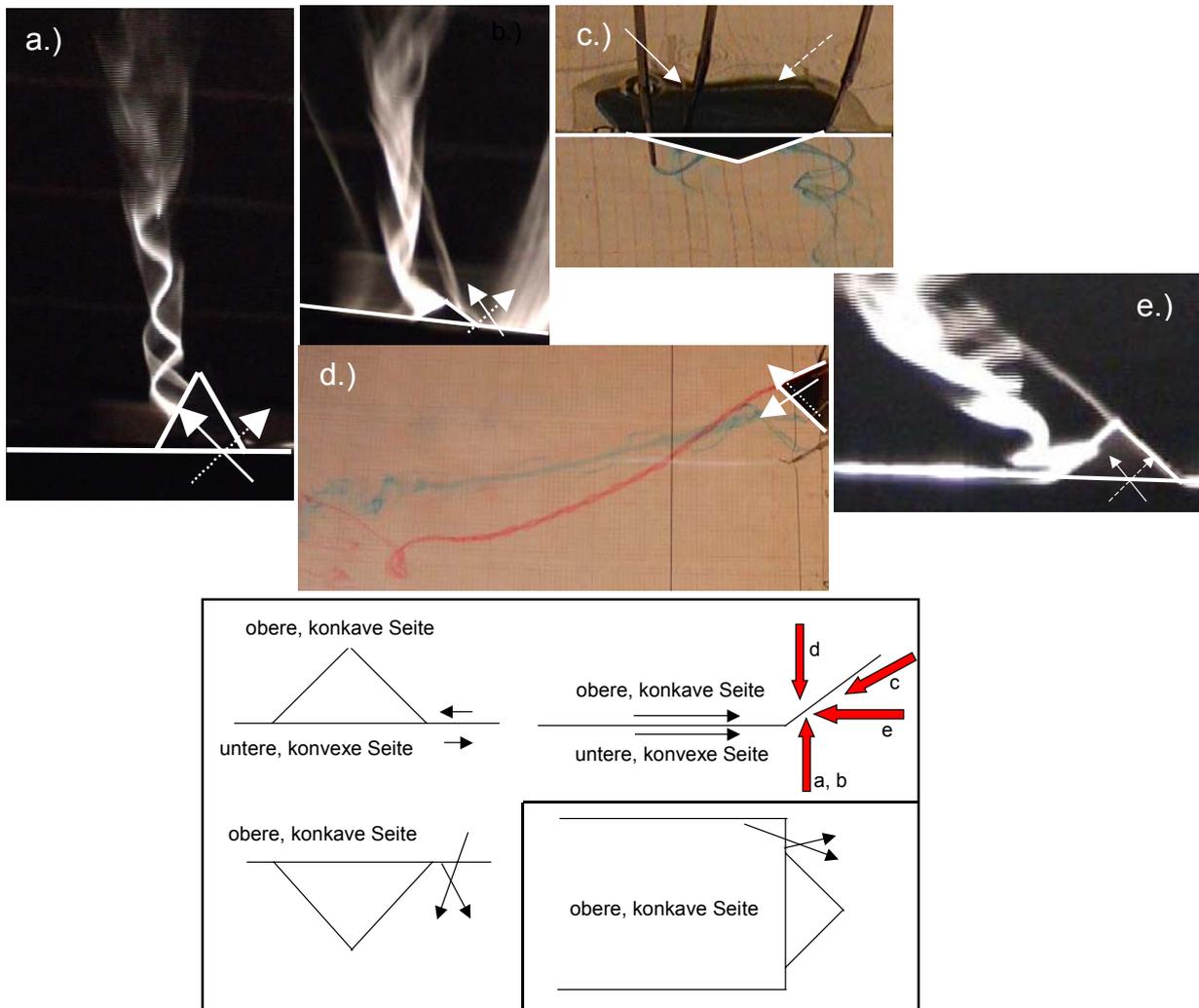


Abb. 5.5: Strömungssichtbarmachung von Mischungsverstärkern in gekreuzter Scherschicht
a: MB03 im Windkanal;
b+e: MB10 im Windkanal;
c+d: im Wasserkanal)

In den Bildern ist zu erkennen, dass die Wirbelbildung in der gekreuzten Scherschicht nicht mehr symmetrisch ist, das heißt, es sind hier die Wirbel nicht mehr beide gleich stark. Es entsteht viel mehr ein starker und ein schwacher strömungsgerichteter Wirbel, die entgegengesetzt drehen. Der schwache Wirbel war in der Visualisierung zu sehen, war jedoch so schwach, dass er auf vielen Bildern nicht mehr zu erkennen ist – so auch im Bild a von Abbildung 5.5. Wie in den Bildern

sichtbar gemacht, ist immer der Wirbel der starke, der auf der Seite des Mischungsverstärkers liegt, in welche die ankommende Strömung der konkaven (oberen) Seite strömt. Wie oben bereits angesprochen, war die Kreuzung für den Wind- und Wasserkanal genau entgegengesetzt. Bild a aus dem Windkanal ist eine Aufnahme von unten und es ist damit erkennbar, dass hier der positiv drehende Wirbel der starke ist, da die Wirbel über dem Mischungsverstärker von der Oberseite zur Unterseite drehen. Bild c hingegen aus dem Wasserkanal ist eine Aufnahme von schräg oben. Hier wird der negativ drehende Wirbel verstärkt. Das liegt daran, dass in beiden Fällen die Mischungsverstärker jeweils in Strömungen geneigt wurden, die zwar beide einen Kreuzungswinkel von 40° und zur x-Achse von 20° besaßen, aber aus unterschiedlichen Richtungen kamen.

Bild a und c zeigen sehr schön den starken Wirbel. Darüber hinaus zeigt Bild c noch, dass die Strömung von der Unterseite des Mischungsverstärkers offensichtlich zum Großteil in den starken Wirbel läuft. Die Strömung muss an der Unterseite also umgelenkt werden. Dies passiert aufgrund der statischen Druckverteilung an der konvexen, unteren Seite des Mischungsverstärkers. Die Bilder b und d zeigen, dass der schwache Wirbel von dem starken beeinflusst wird. Er verläuft sehr viel schräger und bewegt sich über oder unter dem starken hinweg. Abbildung 5.6 geht hierauf näher ein.

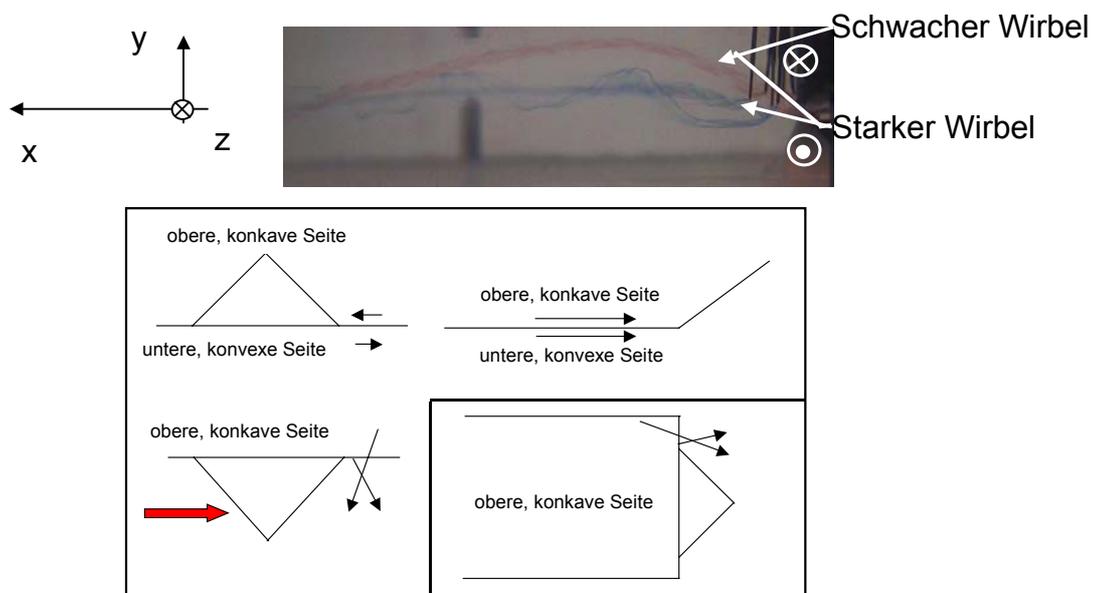


Abb. 5.6: Seitenansicht einer Strömung

Es ist zu sehen, dass der schwache Wirbel über dem starken hinweg läuft und dann von diesem eingedreht wird. Dieses Phänomen konnte auch in den numerischen Berechnungen beobachtet werden. Das bedeutet, dass die Wirbel sich im Fall der gekreuzten Scherschicht aus ihrer Entstehungs- x-z-Ebene unterschiedlich herausbewegen und damit die Mischung zusätzlich verbessern.

Im Folgenden sollen Visualisierungen aus dem Wasserkanal gezeigt werden, in denen das Strömungsverhalten eines primären Mischungsverstärkers mit zwei sekundären, je einen links und einen rechts, untersucht wurde. Hierbei haben die sekundären Mischungsverstärker bei gleichem Höhen-Breiten-Verhältnis wie die primären eine halbe Höhe. Des weiteren sind sie mit betragsmäßig gleichem Neigungswinkel in die entgegengesetzte Strömung geneigt. Ziel dieser Untersuchungen war eine mögliche Verstärkung der primären Wirbel durch die

zusätzlichen sekundären. Abbildung 5.7 zeigt eine Darstellung der Anordnung der Mischungsverstärker im Wasserkanal.

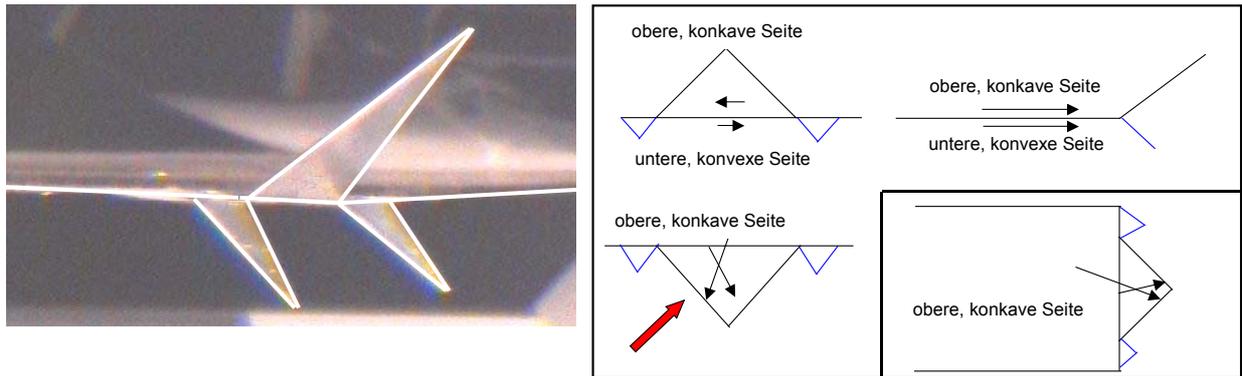


Abb. 5.7: Anordnung des primären Mischungsverstärkers mit zwei sekundären im Wasserkanal

Mit einer solchen Anordnung von Mischungsverstärkern ergibt sich folgendes Strömungsbild.

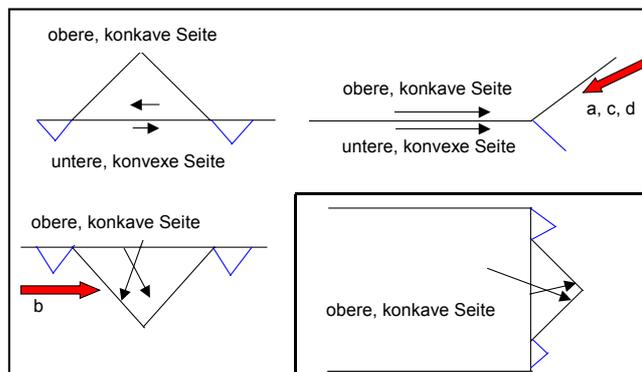
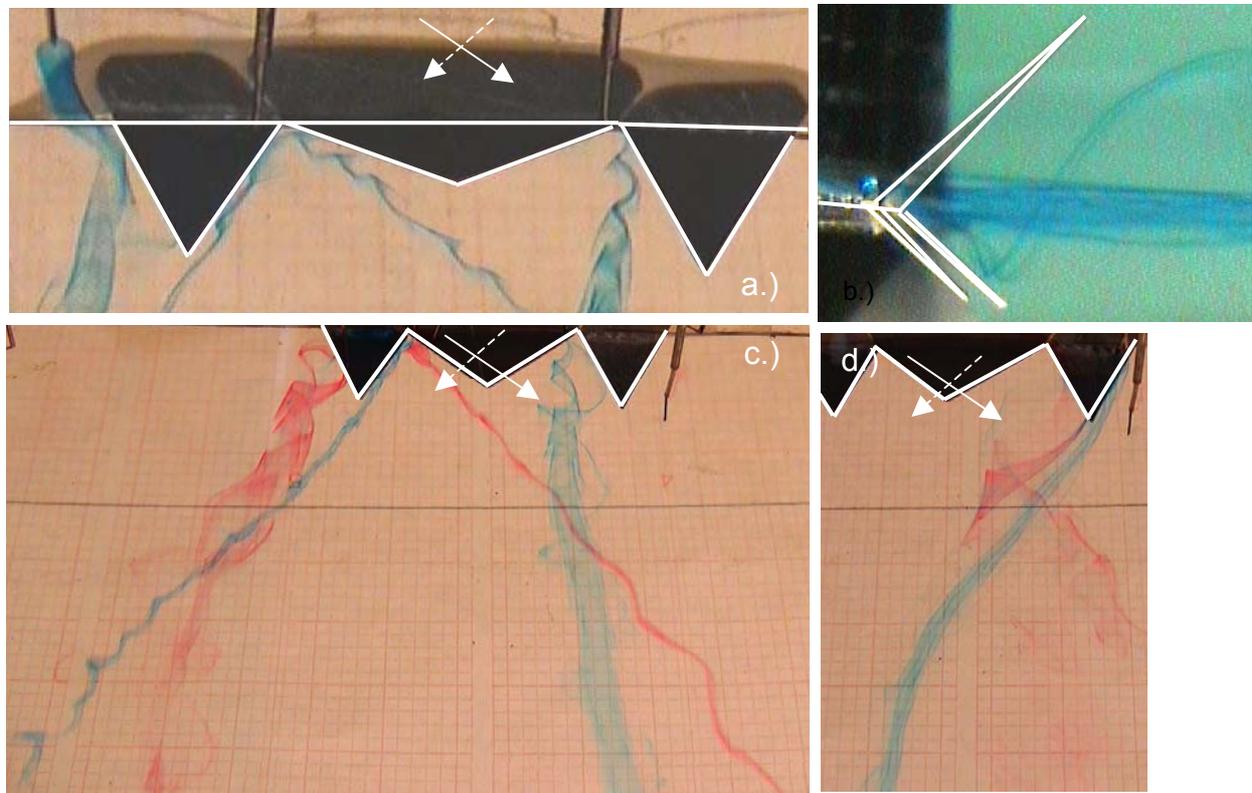


Abb. 5.8: Strömungsvisualisierung eines primären Mischungsverstärkers mit zwei sekundären im Wasserkanal

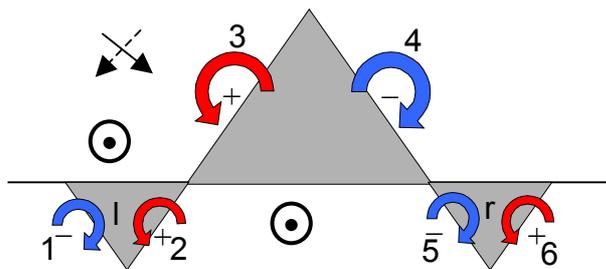


Abb. 5.9: Wirbelverteilung ohne gegenseitige Beeinflussung

Ohne die Betrachtung einer gegenseitigen Beeinflussung der Wirbel würde sich das nebenstehende Wirbelbild ergeben. Hierbei sind, wie oben beschrieben, wieder die negativ drehenden die stärkeren Wirbel. Interessant ist nun das Verhalten der benachbarten gleich drehenden Wirbel. Wie in der Abbildung 5.8 zu erkennen ist, schließen sich die negativ drehenden Wirbel (Wirbel 4 und 5) zu

einem zusammen. Die positiv drehenden Wirbel (Wirbel 2 und 3) hingegen laufen im ca. 90° Winkel auseinander. Dieser Zusammenhang ist besonders gut in Bild a zu sehen, da hier im Bereich der positiv drehenden Wirbel nur eine Kanüle benutzt wurde. Damit zeigt sich, dass am gleichen Ort zwei Wirbel entstehen, die jedoch auseinander laufen. Der sich ganz außen befindliche positiv drehende Wirbel (Wirbel 6) des rechten sekundären Mischungsverstärkers war sehr schwach und deshalb sehr schwierig zu visualisieren. In den Bildern a und c fehlt er, ist dafür aber separat im Bild d gezeigt. (Der andere in Bild d rot dargestellte Wirbel ist der zugehörige starke Wirbel.)

Des Weiteren zeigen die Strömungsbilder wieder, dass sich der schwache Wirbel um seinen jeweiligen starken herum bewegt. Dabei läuft der schwache beim primären Mischungsverstärker wieder über seinem starken hinweg und bei den sekundären laufen die schwachen aufgrund der entgegengesetzten Neigung unter ihrem starken hinweg. Damit breitet sich im Falle mit sekundären Mischungsverstärker der Einflussbereich in der Höhe (in y-Richtung) sogar noch weiter aus als das schon bei den einzelnen Mischungsverstärkern in gekreuzter Scherschicht der Fall war.

5.1.2 Strömungsverhalten stromauf und auf dem Mischungsverstärker

Im Folgenden soll mit Hilfe der Streichlinienteknik die Oberflächenströmung auf den Mischungsverstärkern gezeigt werden. Hierbei ist es besonders wichtig, dass das Ölgemisch an die jeweiligen Strömungsbedingungen angepasst ist. Das Gemisch muss dickflüssig genug sein, damit es nicht gleich beim Anfahren des Windkanals weggetragen wird. Andererseits muss es auch flüssig genug sein, um sich an die gegebenen Strömungsbedingungen optimal anzupassen. Die Streichlinien zeigen dann, welche Kräfte auf die Farbe gewirkt haben. Als wirkende Kräfte kommen Druckkräfte, Wandschubspannungen τ_w , Fliehkräfte und die Schwerkraft in Frage. Da im vorliegenden Fall nichts rotiert, ist keine Fliehkraft wirksam. Darüber hinaus kann im vorliegenden Fall die Schwerkraft vernachlässigt werden. Es bleiben zwei Kräfte übrig. Im Falle einer Ablösung als Beispiel wird die Wandschubspannung gering und die Streichlinien werden allein durch die Druckkräfte bestimmt.

Als erstes wird wieder auf den Fall der Mischungsverstärker in gerader Scherschicht eingegangen. Abbildung 5.10 zeigt die Streichlinien einer konkaven und konvexen Seite eines Mischungsverstärkers in gerader Scherschicht. Aufgrund der Bildqualität verdeutlichen schwarze Pfeile die Strömungsrichtung auf der konkaven Seite.

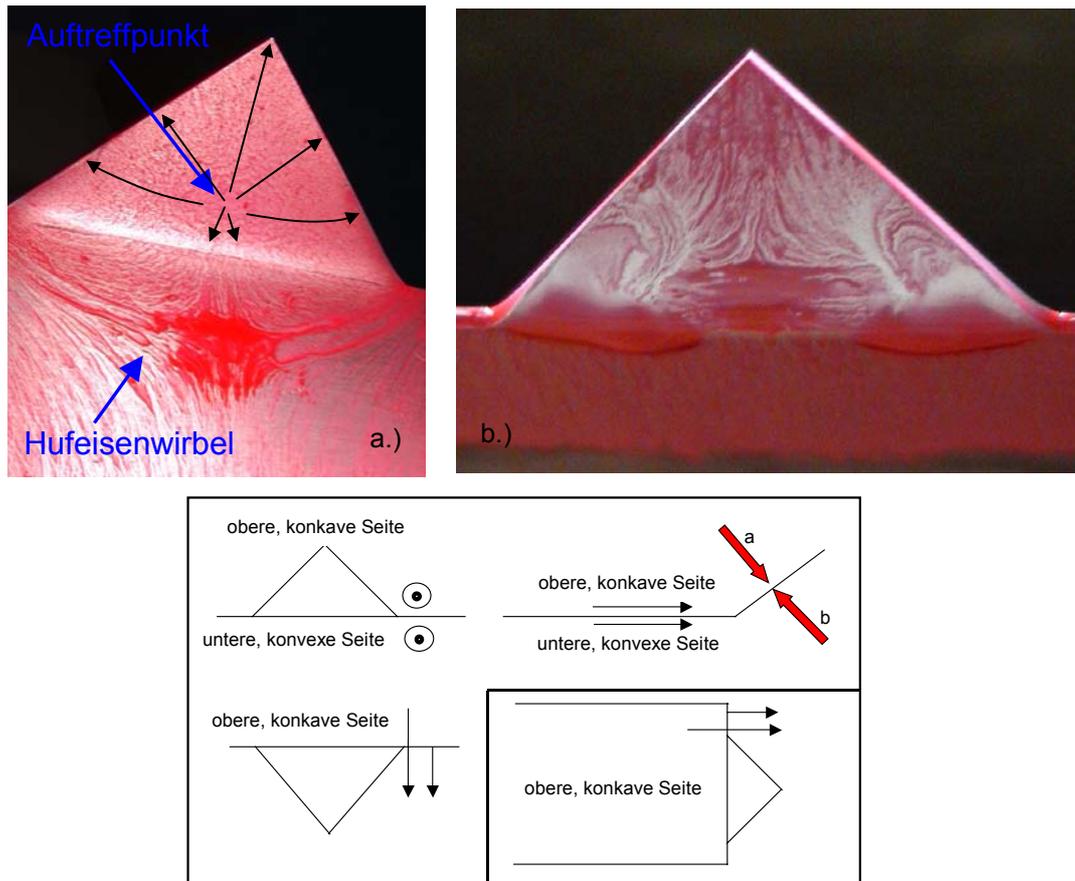


Abb. 5.10: Streichlinienvisualisierung in gerader Scherschicht (MB12,13)
a: konkave Seite; b: konvexe Seite

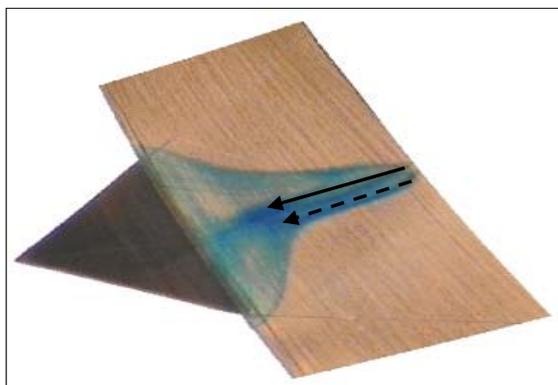


Abb. 5.11: Draufsicht bei gerader Scherschicht im Wasserkanal (Wandnahe Stromlinien)

Bei der Betrachtung der konkaven Seite des Mischungsverstärkers ist ein symmetrisches Bild zu sehen. Die Strömung trifft mittig auf den Mischungsverstärker und strömt über alle Seiten ab. Weiterhin bildet sich auch ein Hufeisenwirbel stromauf des Mischungsverstärkers. Er kann entstehen, wenn die Grenzschicht auf ein Hindernis trifft. Die Strömung außerhalb der Grenzschicht hat genug Bewegungsenergie den strömungsgerichteten Druckgradienten, der aufgrund des Hindernisses entsteht, zu überwinden. Die Grenzschichtströmung mit weniger Bewegungsenergie kann diesen lokalen Druckgradienten nicht überwinden

und löst ab. Dadurch entsteht eine Rückströmung direkt vor dem Hindernis und führt zur Bildung des Wirbelsystems. Dieser Hufeisenwirbel ist sehr schön im Bild a der Abbildung 5.10 zu sehen. Weiterhin zeigt Abbildung 5.11 die zugehörige konkave Seite im Wasserkanal. Es ist zu erkennen, dass die Störung der Strömung aufgrund des Mischungsverstärkers symmetrisch ist und dass der Mischungsverstärker symmetrisch zu beiden Seiten mit Fluid umströmt wird.

Beim Betrachten des Bildes b der Abbildung 5.10 zeigt sich das Verhalten der konvexen Seite. Da sich wie in Abbildung 5.4 bereits gezeigt wurde, eine relativ

ausgeprägte Ablöseblase direkt unter dem Mischungsverstärker bildet, zeigt die Visualisierung hier die Bewegungen im Totwassergebiet der Ablösung. Die Strömung strömt den Mischungsverstärker von seiner Spitze zu seiner Grundseite entlang und wird dann anscheinend in zwei schwache Wirbel innerhalb des Totwassergebietes gesaugt, die druckgesteuert sind.

Nachdem das Strömungsverhalten in gerader Scherschicht gezeigt wurde, soll im weiteren auf das Strömungsverhalten in gekreuzter Scherschicht eingegangen werden. Hierzu sind in der Abbildung 5.12 die Streichlinien von drei verschiedenen Mischungsverstärkern dargestellt.

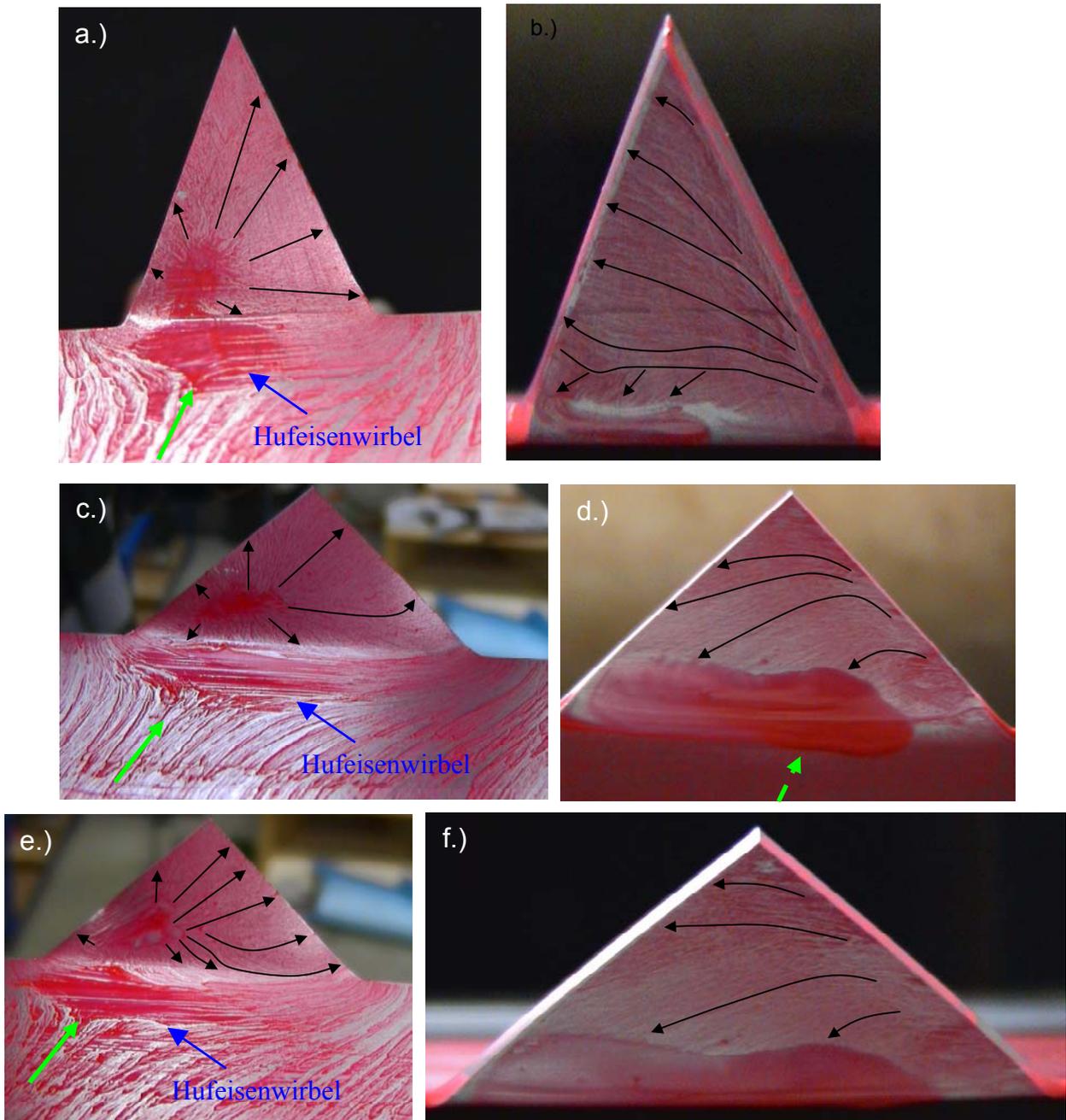


Abb. 5.12a: Streichlinien verschiedener Mischungsverstärker (grüne Pfeile: Anströmung)
a: MB03 – konkave Seite; b: MB03 – konvexe Seite;
c: MB12 – konkave Seite; d: MB12 – konvexe Seite;
e: MB13 – konkave Seite; f: MB13 – konvexe Seite

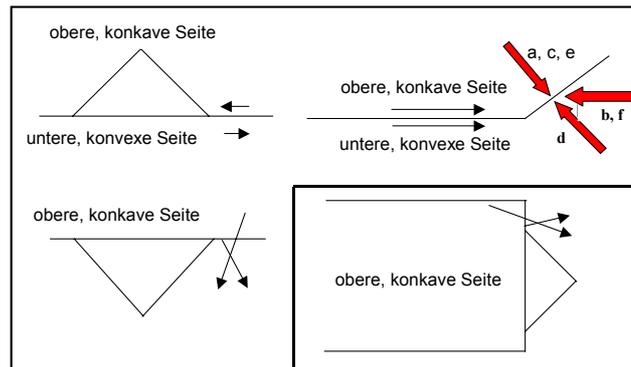


Abb. 5.12b: Streichlinien verschiedener Mischungsverstärker (grüne Pfeile: Anströmung)
a: MB03 – konkave Seite; b: MB03 – konvexe Seite;
c: MB12 – konkave Seite; d: MB12 – konvexe Seite;
e: MB13 – konkave Seite; f: MB13 – konvexe Seite

Beim Betrachten der konkaven Seiten zeigt sich bei allen drei Mischungsverstärkern das gleiche Verhalten, welches auch dem Verhalten in gerader Scherschicht sehr ähnlich ist. Es bildet sich vor dem Mischungsverstärker der Hufeisenwirbel und auf dem Mischungsverstärker trifft die Strömung auf und strömt von da in alle Richtungen ab. Der Unterschied zur geraden Scherschicht ist, dass hier der Hufeisenwirbel und der Auftreffpunkt der Strömung aufgrund der 20°-Anströmung nicht mittig liegen, sondern entsprechend der Anströmung verschoben. Das Strömungsbild ist

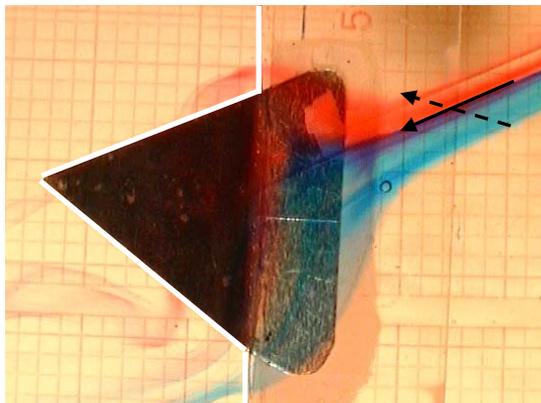


Abb. 5.13: Draufsicht bei gekreuzter Scherschicht im Wasserkanal (Wandnahe Stromlinien)

asymmetrisch. Hierzu zeigt die Abbildung 5.13 ebenso wie bei der geraden Scherschicht die wandnahe Stromlinien im Wasserkanal. Es zeigt sich, dass die Strömung in schrägem Winkel auf den Mischungsverstärker trifft. Die Strömungsseite, die den stärkeren Wirbel ausbildet (Seite mit blauer Farbe) erhält mehr Strömung. Des weiteren ist auch in der Abbildung 5.13 der Hufeisenwirbel sehr schwach zu erkennen. Es ist zu sehen, dass direkt vor dem Mischungsverstärker die Farbe nicht ganz an den Mischungsverstärker heran reicht. Das liegt daran, dass dort die Rückströmung vom

Hufeisenwirbel einsetzt – diese Strömung, die von oben vom Mischungsverstärker her strömt ist nicht eingefärbt.

Eine interessante Frage ist nun, ob der unerwünschte Hufeisenwirbel bei allen untersuchten Mischungsverstärkern auftritt oder ob es einen Mischungsverstärker gibt, der keinen Hufeisenwirbel ausbildet. Hierzu sind in der folgenden Abbildung die konkaven Seiten der anderen Mischungsverstärker dargestellt. Ihre Visualisierung mit Streichlinien war schwieriger, da sie mit nur 10 m/s angeströmt werden. Damit benötigen sie aus den eingangs erwähnten Gründen dünnere Farbe, die wiederum nach dem Abschalten des Kanals recht schnell verschwimmt.

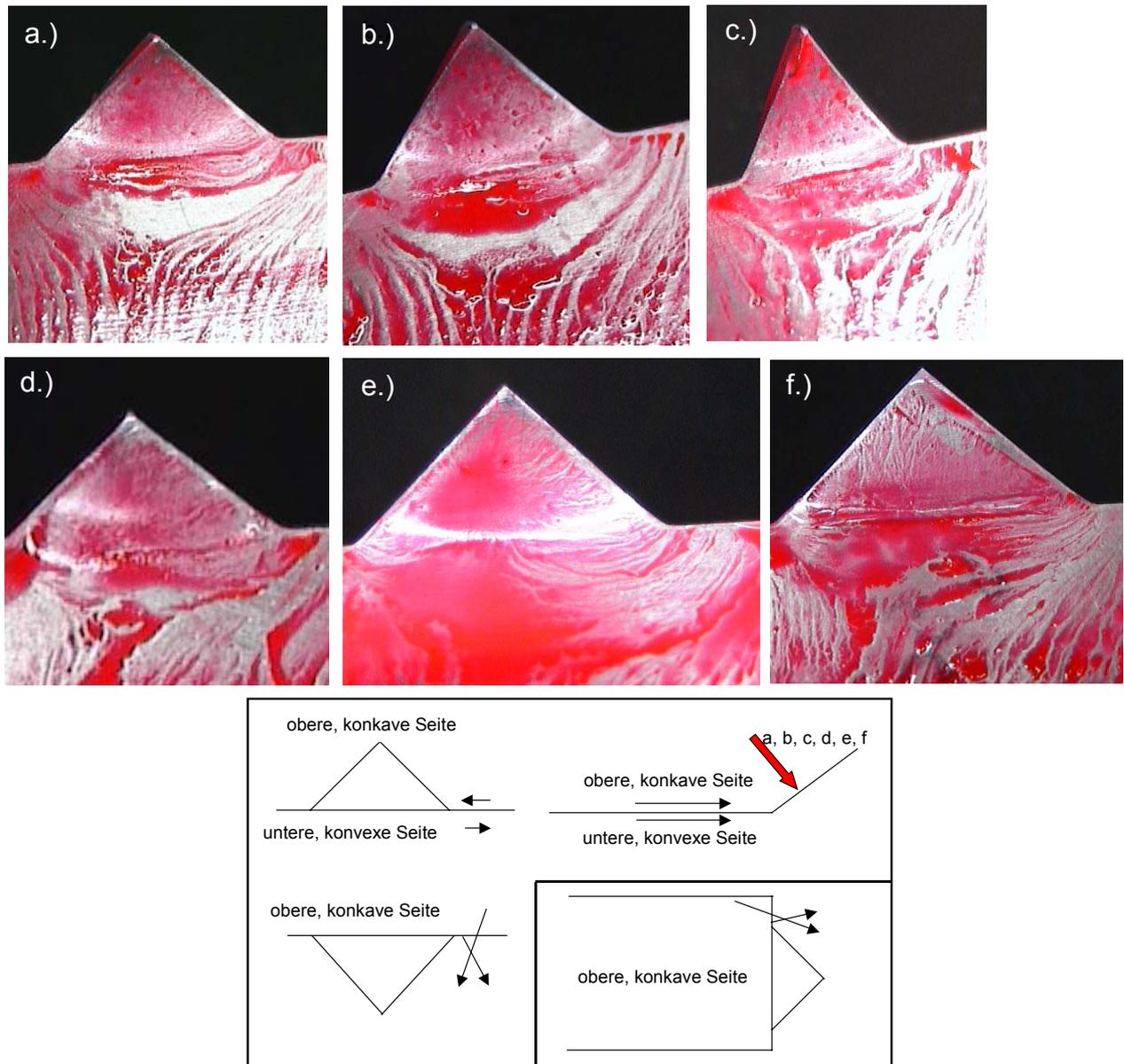


Abb. 5.14: Streichlinien verschiedener Mischungsverstärker auf der konkaven Seite (a: MB06; b: MB07; c: MB08; d: MB09; e: MB10; f: MB11)

Bei allen Mischungsverstärkern ist mehr oder weniger gut der Hufeisenwirbel zu identifizieren. Hierbei zeigt auch der kleinste Mischungsverstärker MB09, der 18% innerhalb der Grenzschicht ist, einen Hufeisenwirbel. Das zeigt, dass in allen Fällen der Druckgradient aufgrund der Hinderniswirkung des Mischungsverstärkers für die Grenzschicht zu groß ist. Da der Hufeisenwirbel den sich bildenden Wirbeln entgegengerichtet ist, von ihnen eingesaugt wird und diese damit etwas schwächt, ist er, obgleich er recht schwach ist, unerwünscht. Er könnte nur verhindert werden, wenn entweder der Neigungswinkel des Mischungsverstärkers verringert wird oder durch geeignete Maßnahmen wie beispielsweise einer allmählichen Neigungswinkelerhöhung der Druckanstieg moderater gestaltet wird.

Beim Betrachten der Streichlinien der konvexen (unteren) Seiten in der Abbildung 5.12 fällt ein etwas unterschiedliches Verhalten bei den drei Mischungsverstärkern auf. Exemplarisch ist in der Abbildung 5.12 im Bild d die Anströmung der konvexen

Seite eingetragen. Diese Anströmrichtung gilt auch für die anderen beiden. Sie können dort aus perspektivischen Gründen nur nicht eingetragen werden.

Auch im Fall der gekreuzten Scherschicht löst die Strömung unter dem Mischungsverstärker ab, da sie einem einseitigen Öffnungswinkel von 45° nicht folgen kann. Damit bildet sich eine Rückströmung, deren Streichlinien nicht mehr von der Wandschubspannung, sondern vom lokalen Druckgradienten auf dem Mischungsverstärker bestimmt werden.

5.1.3 Strömungsverhalten stromab eines Mischungsverstärkers in einem Abgasblütenmischermodell

Nachdem die Mischungsverstärker in einer konstant gekreuzten Scherschicht sehr eingehend visualisiert worden sind, sollen im Folgenden Ergebnisse einer Laser-Lichtschnitt-Visualisierung eines Mischungsverstärkers in einem abgewickelten Abgasblütenmischermodell vorgestellt werden. Diese Visualisierungen fanden im Blütenmischermodell am Niedergeschwindigkeitswindkanal statt. Hierbei soll der Mischungsverstärker MB09 dargestellt werden, da dieser auch bei den quantitativen Messungen am eingehendsten untersucht worden ist. Dieser wurde einzeln und im Feld von dreien an unterschiedlichen Stromabentfernungen untersucht. Die folgende Abbildung zeigt den Mischungsverstärker einzeln für vier verschiedene Stromabentfernungen.

Entfernung stromab der Hinterkante:

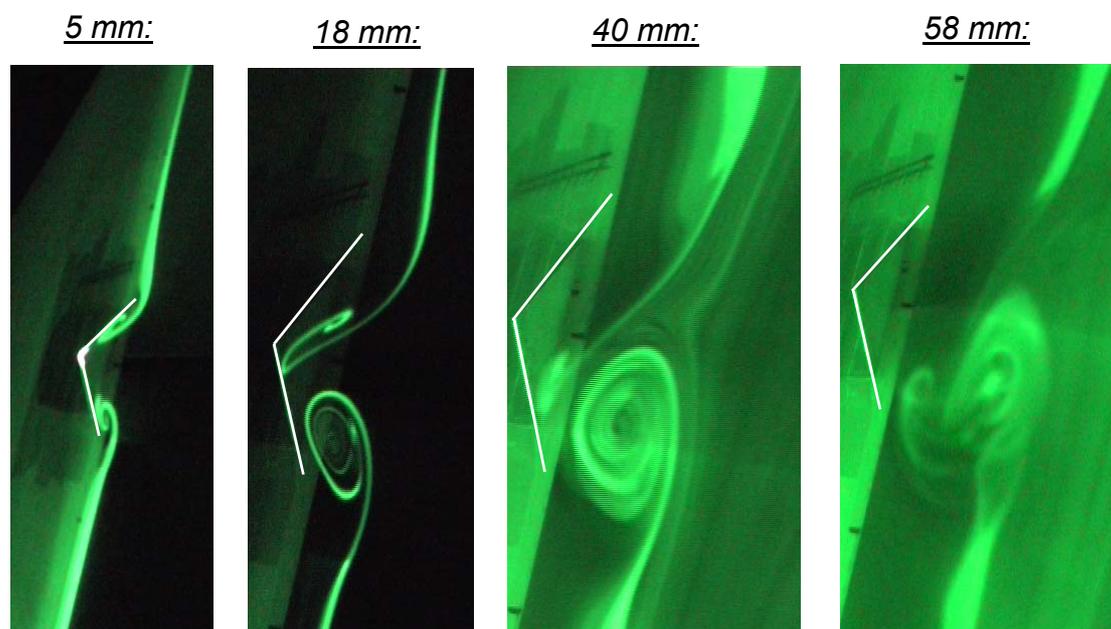


Abb. 5.15 Mischungsverstärker MB09 im Blütenmischermodell bei verschiedenen Stromabentfernungen

Die Abbildung zeigt deutlich die beiden Wirbel, die sich stromab des Mischungsverstärkers bilden. Darüber hinaus zeigt sich, was auch schon die Visualisierung im Wasserkanal und die numerischen Berechnungen gezeigt haben. Der schwache Wirbel wandert um den starken herum in der Drehrichtung des starken Wirbels. Bildlich kann dies dargestellt werden wie zwei Zahnräder eines Planetengetriebes, wobei das schnellere der beiden das langsamere um sich dreht.

Die folgende Abbildung zeigt ein Feld von drei Mischungsverstärkern MB09. Hierbei haben die Mischungsverstärker jeweils einen Abstand ihrer Spitzen zueinander von 1.5-facher Mischungsverstärkerbreite.

Entfernung stromab der Hinterkante:

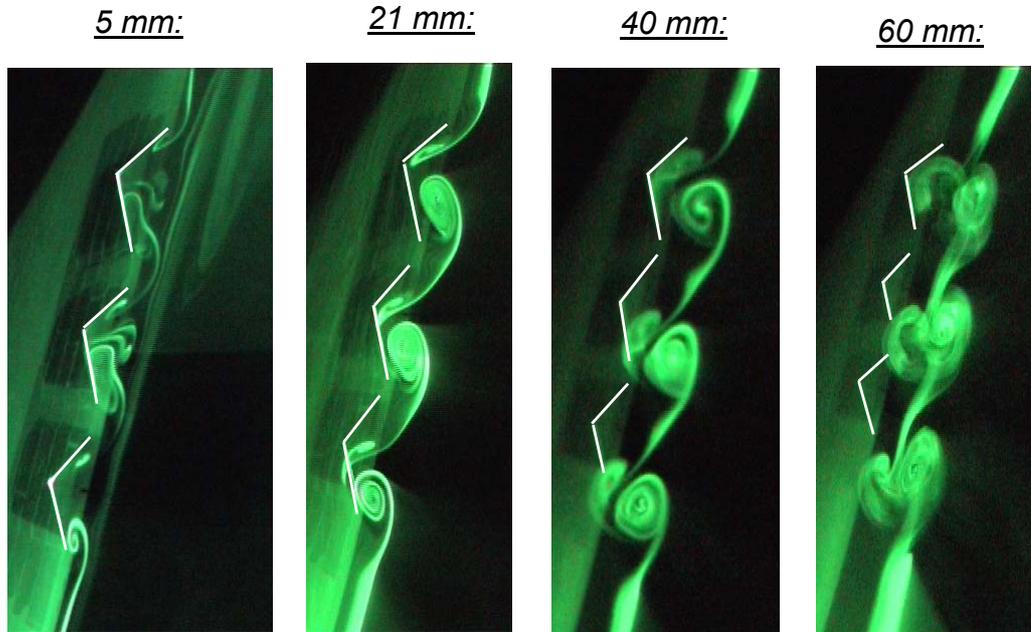


Abb. 5.16 Mischungsverstärker MB09 im Blütenmischermodell bei verschiedenen Stromabentfernungen

Auch hier wandern die schwachen Wirbel um ihre starken. Es kann hierbei keine Änderung zu dem einzelnen Mischungsverstärker festgestellt werden. Bis 60 mm stromab, was einem Abstand von $10 \times h_{\text{Mischungsverstärker}}$ entspricht, ist keine Wechselwirkung zwischen den Wirbeln der drei Mischungsverstärker zu erkennen. Darüber hinaus ist hier im ersten Bild (5 mm stromab) noch Nebel in der Ablöseblase zu sehen. Dieser wird in den starken Wirbeln eingedreht. Damit läuft das Material aus der Ablöseblase in den starken Wirbel. Dieses Phänomen kann auch im Fall des einzelnen Mischungsverstärkers beobachtet werden.

In der Literatur wird bei einem Feld von Mischungsverstärkern in gerader Scherschicht von einer Verstärkung der einzelnen Wirbel durch eine Wechselwirkung zwischen den Wirbeln gesprochen. Diese kann hier nicht festgestellt werden. Allerdings kann diese weiter stromab noch eintreten. Da 60 mm stromab in einem Triebwerk noch weit vor der Düse ist, könnte diese Wechselwirkung sich vorteilhaft auf die Mischung und damit auf den Schub auswirken.

5.2 Experimentelle Ergebnisse der konstant gekreuzten Scherschicht mit Mischungsverstärkern

Im Folgenden sollen Mischungsverstärker in einer konstant gekreuzten Scherschicht quantitativ untersucht werden. In der Literatur ist sowohl die gerade Scherschicht mit Mischungsverstärker als auch die konstant gekreuzte Scherschicht ohne Mischungsverstärker bekannt. Die vorliegende Untersuchung soll die Veränderung des Verhaltens zeigen, wenn sich die Mischungsverstärker in gekreuzter Scherschicht befinden.

5.2.1 Verhalten der Strömung

Im Folgenden sollen beide bekannten Strömungskonfigurationen kurz vorgestellt werden.

Zur Erzeugung der konstant gekreuzten Scherschicht wurde im bereits beschriebenen Niedergeschwindigkeits-Zweistromkanal ein Kreuzungswinkel von 40° eingestellt, so dass beide Strömungen im Winkel von 20° zur Kanallängsachse strömen. Dies wurde bereits von Schröder, 2000 untersucht und beschrieben.

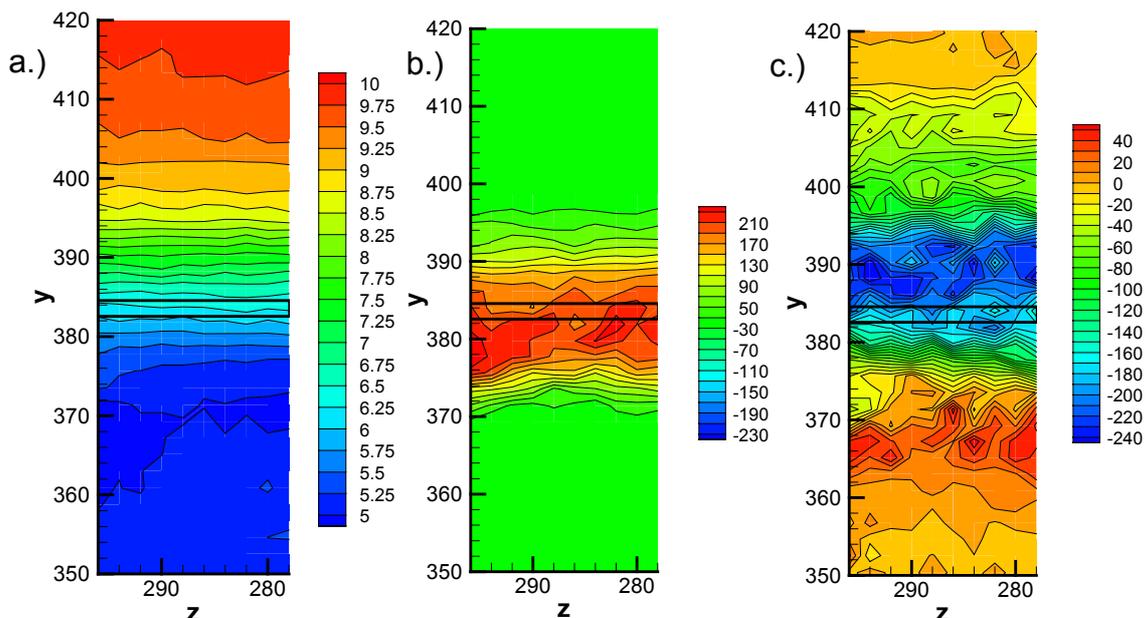


Abb. 5.17: gekreuzte Scherschicht mit $v_o = 10$ m/s und $v_u = 5$ m/s 140 mm stromab der Trennplatte (a: Geschwindigkeit in x-Richtung [m/s]; b: strömungsgerichtete Vorticity [1/s]; c: normale Vorticity [1/s])

In der Abbildung 5.17 zeigt sich das typische Verhalten einer gekreuzten Scherschicht mit einem Geschwindigkeitsverhältnis von $r = v_{\text{oben}}/v_{\text{unten}} = 2$. Das Koordinatensystem ist hierbei das in Kapitel 4.2 angegebene, nur ohne Mischungsverstärker. Schröder, 2000 zeigte, dass die Ausbreitungseigenschaften und die charakteristischen Parameter der gekreuzten Scherschicht vom Grenzschichtzustand an der Abströmkante weitgehend unabhängig sind. Weiterhin erkannte er, dass sich die strömungsgerichtete Vorticity der helikalen Strukturen über der gesamten Lauflänge ungestört neben der normalen Vorticity, die den gleichsinnig drehenden Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten entsprechen, entwickelt. Er zeigte, dass es zu keiner Bildung neuer Wirbelstrukturen aufgrund einer Wechselwirkung kommt.

Aus denen im Stand der Forschung dargelegten Gründen wurde gerade in den letzten Jahren damit begonnen Mischungsverstärker in gerader Scherschicht zu untersuchen. Das Verhalten der Strömung und die grundlegenden Strömungsphänomene wurden im Stand der Forschung eingehend erläutert. Die folgende Abbildung zeigt eine solche Umströmung. Das Koordinatensystem entspricht dem in Kapitel 4.2 angegebenen.

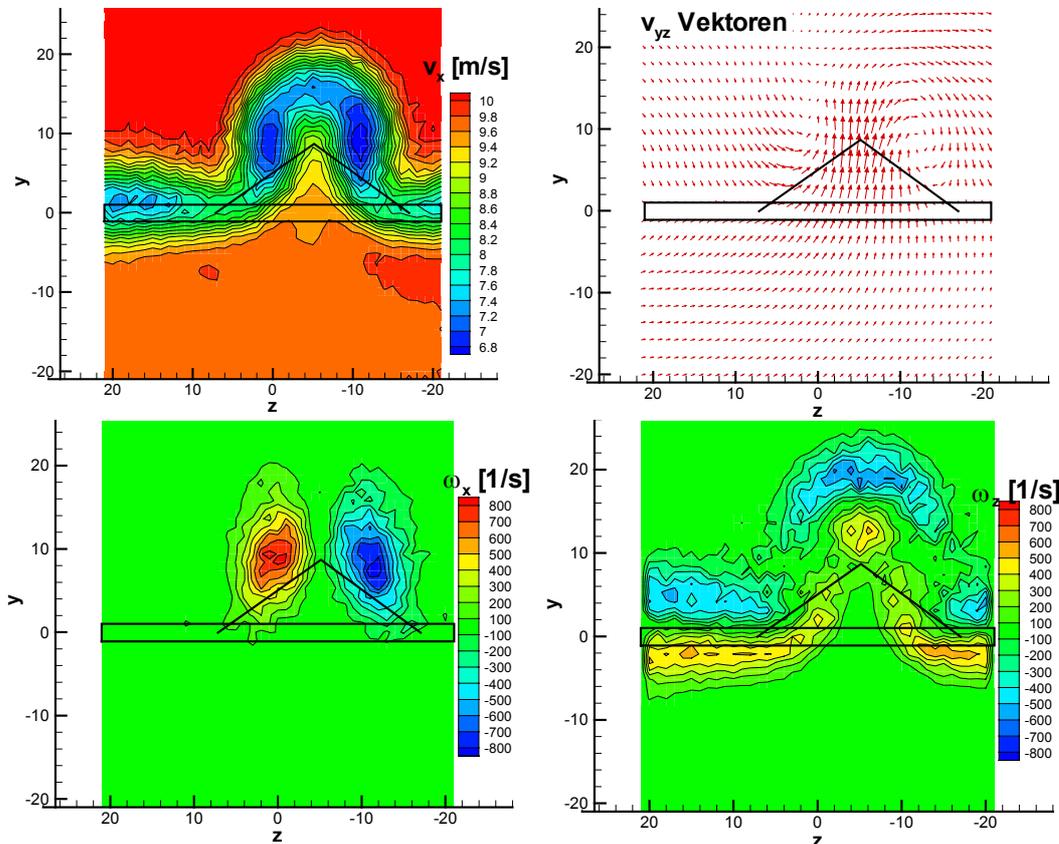


Abb. 5.18: Mischungsverstärker MB10 in gerader Scherschicht 48 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze mit $v_o = 10$ m/s und $v_u = 10$ m/s

Es lässt sich in der Abbildung 5.18 der auffälligste Effekt, den ein Mischungsverstärker in einer Scherschicht hervorruft, erkennen. Die Mischungsschicht wird aufgewölbt in den Bereich der Strömung, in die der Mischungsverstärker geneigt ist und die Strömung des unteren Strahls strömt in diesen Bereich nach oben nach. Zu beiden Seiten dieses Bereiches strömt das Fluid der oberen Seite nach unten. Dies zeigt sehr schön das Bild der Geschwindigkeitsvektoren der Abbildung 5.18. Diese sich bildende Struktur wird häufig als Omega-Struktur bezeichnet. Sie ist, wie im Bild zu erkennen, in einer geraden Scherschicht symmetrisch. Damit bewirkt die Omega-Struktur eine Verlängerung der Scherschicht. Des weiteren lassen sich anhand der Geschwindigkeitsverläufe und der strömungsgerichteten Vorticity das Paar entgegengesetzt drehender strömungsgerichteter Wirbel erkennen.

Weiterhin existiert auch in diesem Fall, wie üblich, normale Vorticity (Vorticity in z-Richtung) und aufgrund der Umlenkung durch den Mischungsverstärker Vorticity in y-Richtung.

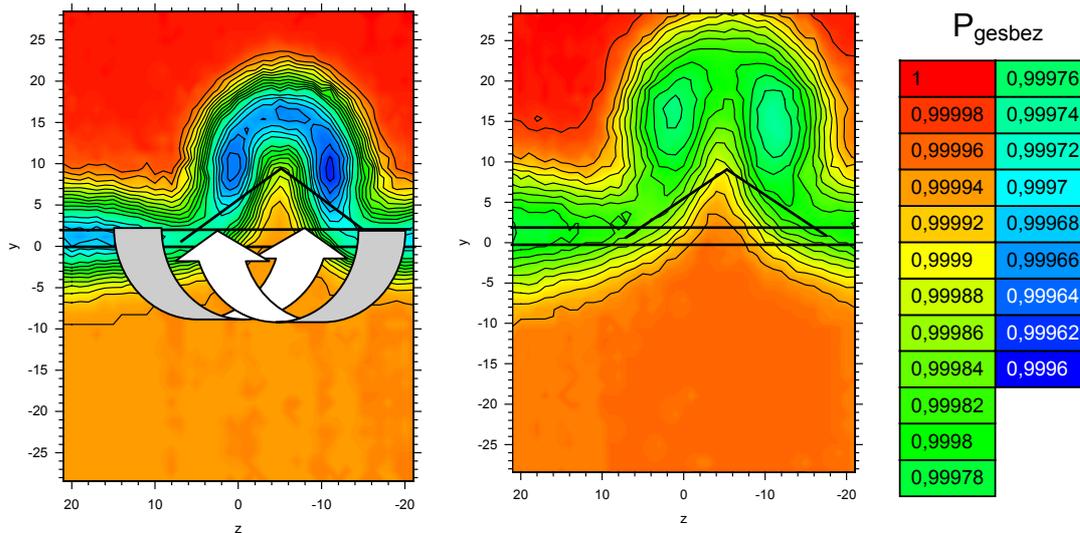
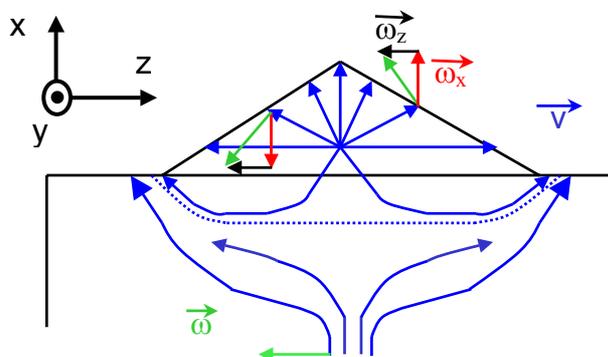


Abb. 5.19: Mischungsverstärker MB10 in gerader Scherschicht 48 mm und 105 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze mit $v_o = 10$ m/s und $v_u = 10$ m/s

Die Abbildung 5.19 zeigt den eben beschriebenen Mischungsverstärker und dessen Strömungsentwicklung für den auf den Eintrittsgesamtdruck bezogenen Gesamtdruck. Die im ersten Bild eingezeichneten Pfeile zeigen die Drehrichtung beider Wirbel. Hierbei ist zu sehen, dass beide Wirbel gerade so drehen, dass ihre Wirkung den anderen der beiden nach oben schiebt. Aus diesem Grund wandern die Wirbel, wie im zweiten Bild zu sehen, mit steigender Stromabentfernung nach oben. Der Grund ist die gegenseitige Beeinflussung der Wirbel, jeder befindet sich im Drehfeld des anderen.

Darüber hinaus zeigt die Abbildung auch, dass die Wirbel weiter stromab schwächer und größer werden. Sie diffundieren mit steigender Stromabentfernung.

Die folgende Darstellung zeigt schematisch wie sich die Wirbel bilden. Der Vorticityvektor der ankommenden Strömung steht orthogonal zum Geschwindigkeitsvektor. Damit besitzt diese Strömung in der geraden Strömung nur eine Vorticitykomponente in z-Richtung, also Normalvorticity. Ohne Mischungsverstärker bilden sich aus diesem Grund stromab der Trennplatte die normalen Wirbel (Kelvin-Helmholtz-Wirbel). Durch die Wirkung des Mischungsverstärkers wird der Vorticityvektor neu ausgerichtet und stromab des



Mischungsverstärkers existiert normale und strömungsgerichtete Vorticity. Deshalb lassen sich stromab auch strömungsgerichtete und normale Wirbel finden. Da der Mischungsverstärker symmetrisch zur ankommenden Strömung liegt, ist die Strömung um ihn auch symmetrisch und damit sind auch beide Wirbel gleich stark.

Abb. 5.20: Bildungsmechanismen der Wirbel in der geraden Scherschicht

Im Folgenden soll anhand des Mischungsverstärkers MB9 das Verhalten in gekreuzter Scherschicht gezeigt werden. Hierbei wird zuerst der Fall mit $r = 1$ und danach der Fall mit $r = v_{\text{oben}} / v_{\text{unten}} = 2$ gezeigt.

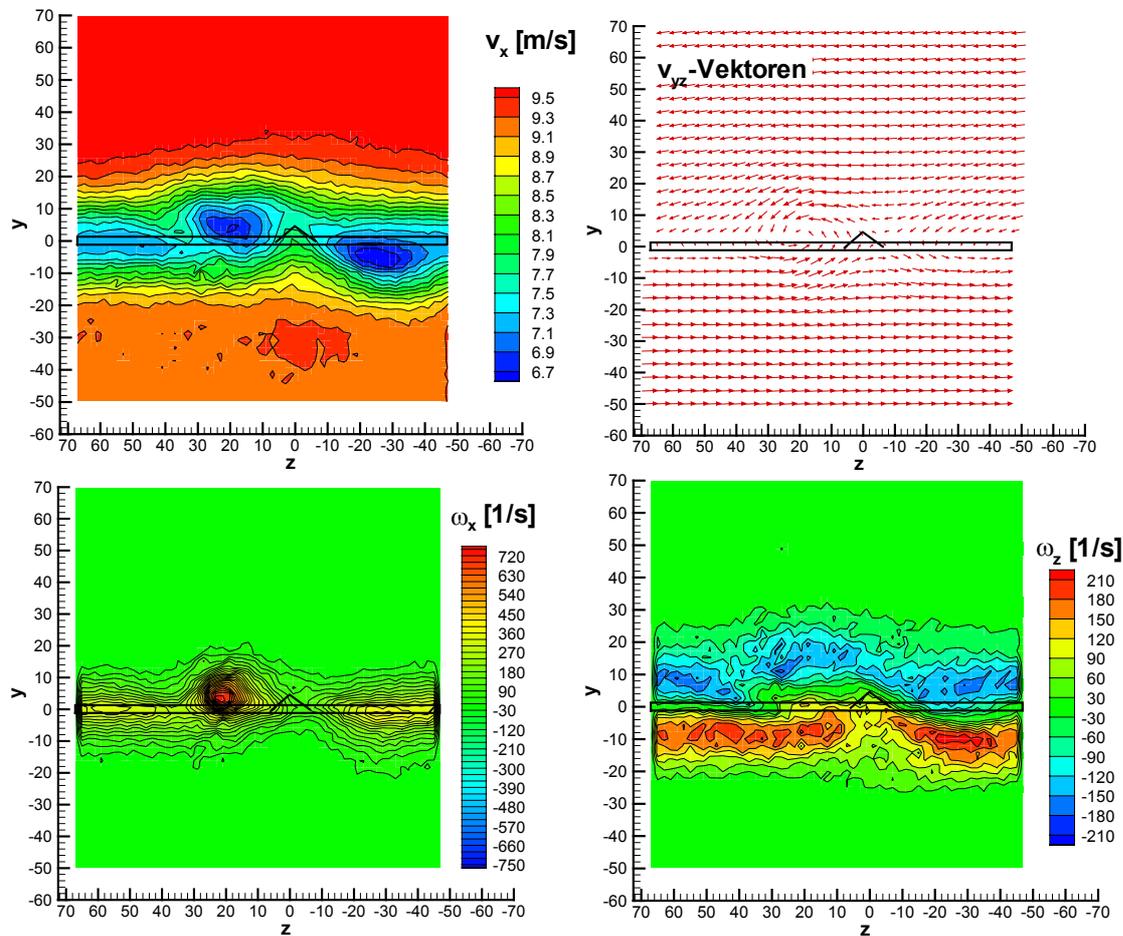


Abb. 5.21: Mischungsverstärker MB9 in gekreuzter Scherschicht 140 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze mit $v_o = 10$ m/s und $v_u = 10$ m/s

Beim Betrachten der Abbildung 5.21 lässt sich erkennen, dass zum Teil deutliche Unterschiede zwischen den Mischungsverstärkern in gerader und gekreuzter Scherschicht, die auch schon in den Visualisierungen zu sehen waren, bestehen.

Es zeigt sich, dass durch die Wirkung des Mischungsverstärkers die Struktur der Scherschicht aufgebrochen wird. Es ist deutlich der starke strömungsgerichtete Wirbel zu sehen, der die Scherschicht unterteilt. Der schwache Wirbel wird nicht aufgelöst, da der Mischungsverstärker zu klein und damit der Wirbel zu schwach und das Messgitter mit 1mm x 1mm Abständen zu grob war. Der starke Wirbel besitzt, wie der Verlauf der strömungsgerichteten Vorticity zeigt, eine circa doppelt so große Vorticity wie die gekreuzte Scherschicht. Diese ist sehr schön an der entstehenden strömungsgerichteten Vorticityschicht zu erkennen.

Der Mischungsverstärker im Falle der gekreuzten Scherschicht (Abb. 5.21) ist sehr viel kleiner als der im Falle der geraden Scherschicht (Abb. 5.18). Aus diesem Grund ist im Falle der gekreuzten Scherschicht die Omegastruktur bei weitem nicht so ausgeprägt. Sie existiert aber und ist in der Abbildung 5.21 besonders in dem Verlauf der z -Vorticity zu erkennen. Es ist zu sehen, dass sie nicht symmetrisch ist, sondern zu der Seite des stärkeren Wirbels abkippt.

Im Folgenden soll der selbe Mischungsverstärker bei gleicher Stromabentfernung für ein Geschwindigkeitsverhältnis von $r = 2$ gezeigt werden, da dies das interessante Geschwindigkeitsverhältnis darstellt. Es ist das, welches beim Abgasblütenmischer herrscht.

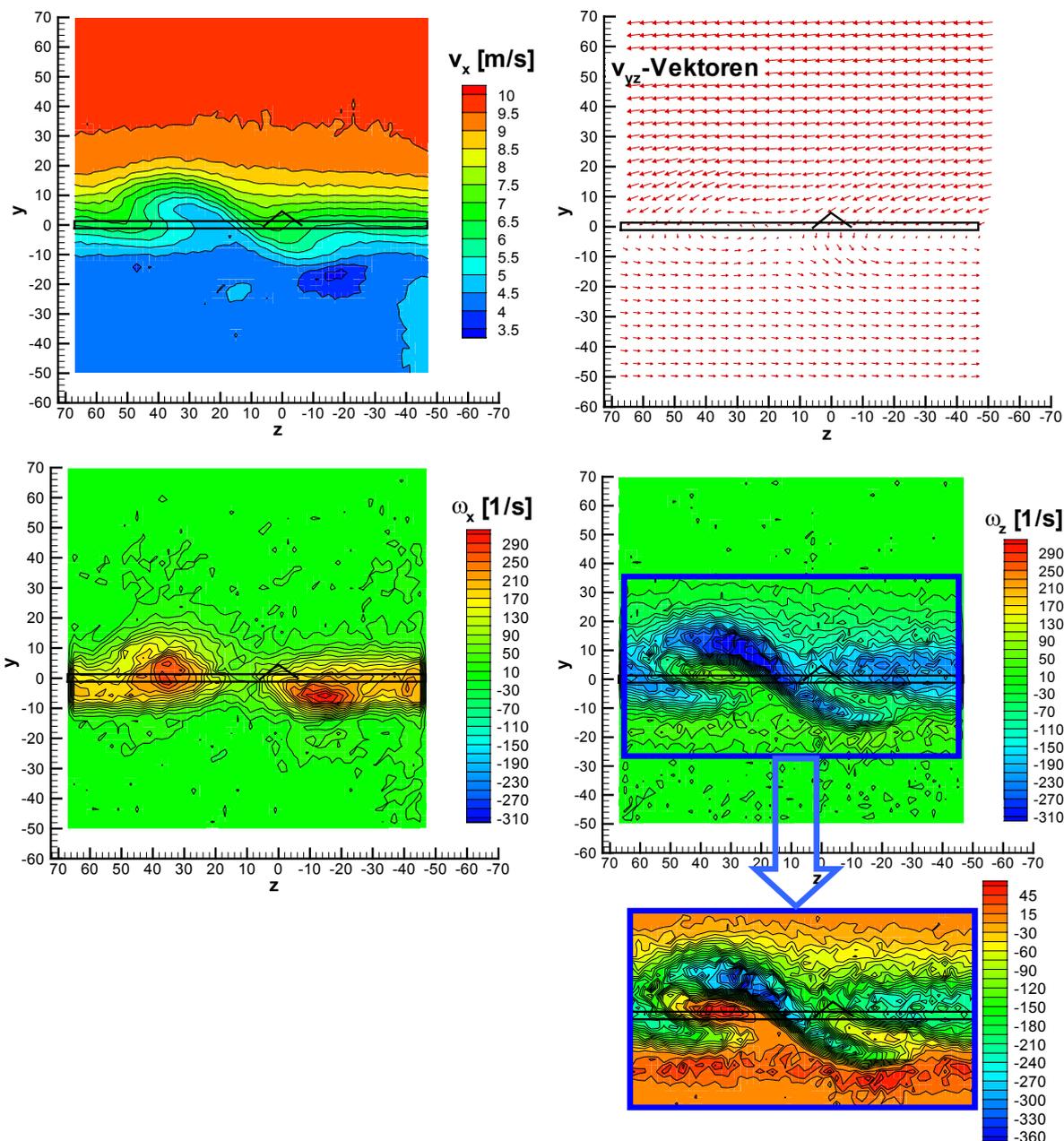


Abb. 5.22: Mischungsverstärker MB9 in gekreuzter Scherschicht 140 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze mit $v_o = 10$ m/s und $v_u = 5$ m/s

In Abbildung 5.22 ist das typische Verhalten einer Strömung mit Mischungsverstärker und einem Geschwindigkeitsverhältnis von 2 dargestellt. Hierbei ist gerade in der strömungsgerichteten Geschwindigkeit und der normalen Vorticity wieder die Omegastruktur zu sehen. Sie ist jedoch stark verzerrt. Der gewölbte Bereich, der sich in der schnelleren Seite befindet, neigt sich auch in Richtung der schnelleren Strömung und die Teile der Struktur, die in die langsamere Strömung ragen, werden in deren Richtung gedrückt.

Es zeigt sich, dass in diesem Fall durch die kleinere Geschwindigkeit des unteren Strahls die strömungsgerichtete Vorticity des starken Wirbels nur noch die gleiche Größenordnung besitzt wie der Wirbel, der sich in der Scherschicht an ihrer Aufbruchstelle durch die Omegastruktur bildet. Der sehr viel schwächere negative Wirbel wird hier wieder nicht aufgelöst. Dieser konnte erst bei Untersuchungen mit sehr viel höheren Eintrittsgeschwindigkeiten und größeren Mischungsverstärkern aufgelöst werden.

Auch hier soll im Folgenden der Bildungsmechanismus erläutert werden, der zu den strömungsgerichteten Wirbeln führt.

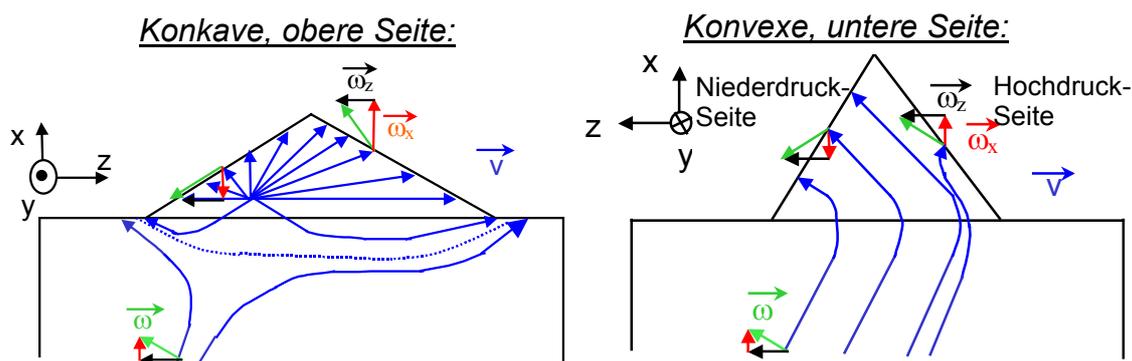


Abb. 5.23 Bildungsmechanismen der Wirbel in der gekreuzten Scherschicht

Die Darstellung in der Abbildung 5.23 zeigt schematisch wie sich die Wirbel bilden. Als erstes soll die obere, konkave Seite diskutiert werden. Der Vorticityvektor der ankommenden Strömung steht orthogonal zum Geschwindigkeitsvektor. Damit besitzt diese Strömung in der gekreuzten Strömung bereits eine Vorticitykomponente in z- und eine in x-Richtung, also normale und strömungsgerichtete Vorticity. Ohne Mischungsverstärker bilden sich aus diesem Grund stromab der Trennplatte die normalen Wirbel (Kelvin-Helmholtz-Wirbel) und auch strömungsgerichtete Wirbel gleicher Drehrichtung und Stärke. Durch die Wirkung des Mischungsverstärkers wird der Vorticityvektor neu ausgerichtet. Da der Mischungsverstärker nicht symmetrisch zur ankommenden Strömung liegt, ist die Strömung um ihn auch unsymmetrisch und damit sind beide Wirbel ungleich stark. Die Abbildung 5.23 zeigt weiterhin, dass in der gekreuzten Scherschicht immer der Wirbel der stärkere sein wird, dessen strömungsgerichtetes Vorticityvorzeichen mit dem in der Anströmung gleich ist. In diesem Falle ist der positiv drehende der stärkere, da die strömungsgerichtete Vorticity in der Anströmung auch positiv ist.

Die konvexe Seite zeigt das Phänomen, dass die komplette Strömung umgelenkt wird. Dies konnte in den Visualisierungen, aber auch in numerischen Rechnungen gezeigt werden. Der Grund hierfür liegt in der Ablösung, die sich auf der Unterseite aufgrund der 45°-Anstellung bildet. Die Strömung wird zur Seite mit dem niedrigeren Druck umgelenkt (Die Informationen über den Oberflächendruck entstammen den numerischen Rechnungen). Aufgrund der Umlenkung bildet sich auf der konvexen Seite im dargestellten Falle eher negative Vorticity, die allerdings aufgrund der sehr kleinen Geschwindigkeiten recht gering ist und in den starken Wirbel auf der Niederdruckseite läuft.

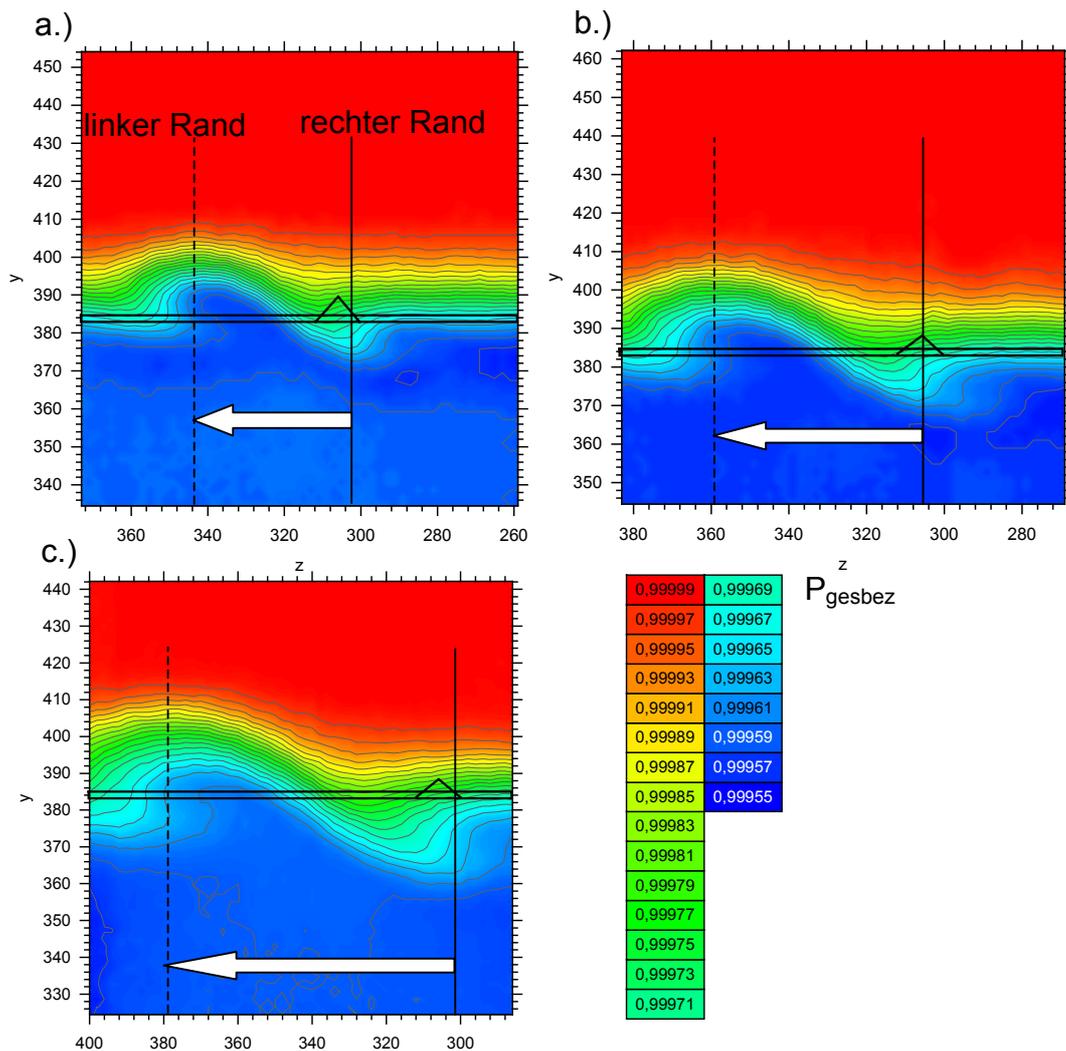


Abb. 5.24: Mischungsverstärker MB9 in gekreuzter Scherschicht mit $v_o = 10$ m/s und $v_u = 5$ m/s
a: 140 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze
b: 210 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze
c: 300 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze

In der Abbildung 5.24 ist die Stromabentwicklung der Strömung um einen Mischungsverstärker zu sehen. Mit steigender Entfernung vergrößert sich die Omegastruktur. Diese Vergrößerung erfolgt genau so, dass die Kombination aus Vergrößerung und seitlichem Wegtragen der Struktur in Richtung der oberen Strömung das im Bild rechte Ende der Omegastruktur nahezu bei konstanter z-Position $z \approx 303$ mm verharren lässt. (Dies ist gekennzeichnet durch den Ausgangspunkt der weißen Pfeile.) Der linke Rand im Bild hingegen breitet sich in Strömungsrichtung der oberen Strömung aus und verschiebt sich alle 70 mm zusätzliche Stromabentfernung um ca. 20 mm in horizontaler Richtung. Dieses besondere Verhalten des rechten Randes der Omega-Struktur wurde zuerst in den Messungen in konstant gekreuzter Scherschicht festgestellt und zeigt sich später auch bei den Messungen in mischerähnlichen Scherschichten. Die Omegastruktur verbreitert sich somit in z-Richtung nur auf einer Seite; der Seite, in welche die Strömung strömt, in welche der Mischungsverstärker geneigt ist.

Weiterhin ist in der Abbildung das auch schon von Schröder, 2000 beschriebene Phänomen zu erkennen, dass mit steigender Stromabentfernung sich die

Mischungsschicht horizontal in die Richtung der Strömung mit kleinerer Geschwindigkeit bewegt. Damit bleibt die Mischungszone nicht auf Trennplattenhöhe, sondern wird nach unten in den Bereich mit langsamer Strömung gedrückt.

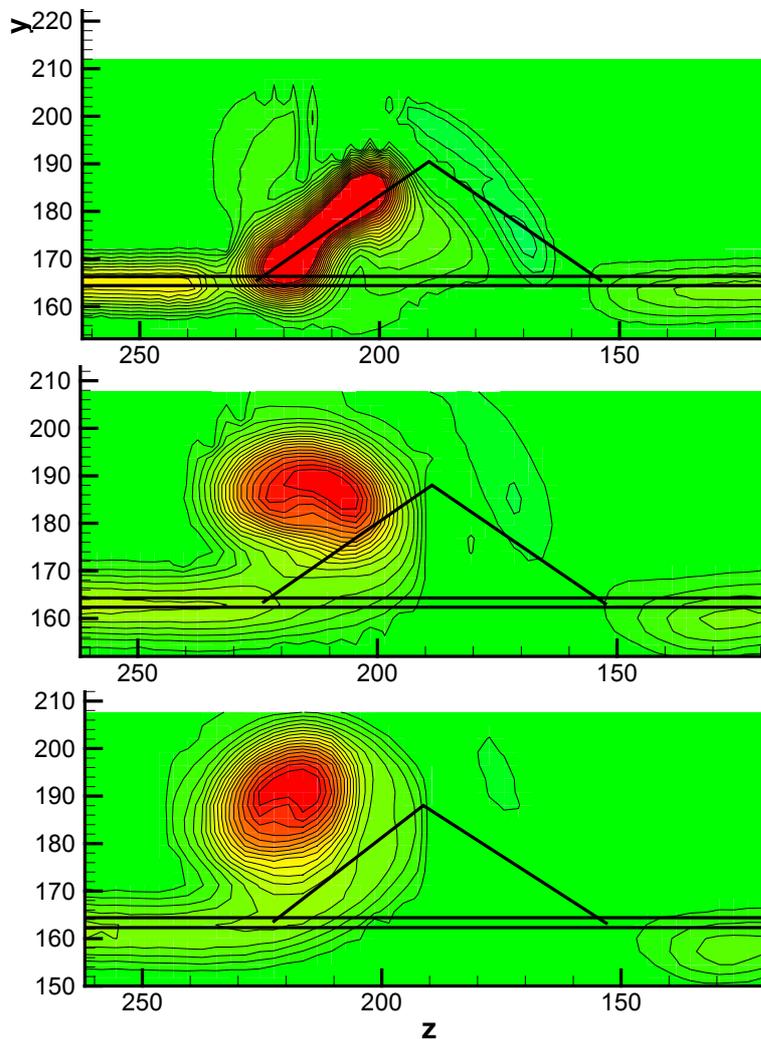


Abb. 5.25: strömungsgerichtete Vorticity des Mischungsverstärkers MB12 in gekreuzter Scherschicht mit $v_o = 30$ m/s und $v_u = 30$ m/s
a: 10 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze
b: 68 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze
c: 105 mm stromab der Mischungsverstärkerspitze

Die Abbildung 5.25 zeigt die Verteilung der strömungsgerichteten Vorticity für verschiedene Stromabentfernungen, die mit dem Vorticitymeter gemessen wurde. Es ist zu erkennen, dass auch im Falle der gekreuzten Scherschicht die gegenseitige Beeinflussung der Wirbel dazu führt, dass sich die Wirbel aus der Mischungsschicht nach oben wegbewegen.

5.2.2 Ergebnisse zum Mischungsgrad und Druckverlust

Nachdem das Verhalten der Strömung erläutert wurde, soll im Folgenden auf die Mischungsgrad- und Druckverlustergebnisse der Parameterstudie eingegangen werden. Ziel der Untersuchung ist es einen Mischungsverstärker in einem

Abgasblütenmischer einzubauen, der die Mischung verbessert und dabei den Druckverlust nicht zu stark erhöht, damit ein Schubgewinn erzielt werden kann.

Da sich das wissenschaftliche Kollegium derzeit in geraden Scherschichten nicht einig ist, ob die Höhe oder die Breite des Mischungsverstärkers das dominierende Kriterium bezüglich der Mischungsverbesserung ist und diese Untersuchungen in gekreuzten Scherschichten gänzlich fehlen, soll an dieser Stelle eine Parameterstudie hierzu in einer konstant gekreuzten Scherschicht vorgestellt werden. Es werden hierbei die unterschiedlichen Mischungsverstärker bezüglich ihres Mischungsgrades und ihres Druckverlustes miteinander verglichen (Abb. 5.26). Die Untersuchungen finden am Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal bei einem Geschwindigkeitsverhältnis von 2 ($v_o=10\text{m/s}$ und $v_u=5\text{m/s}$) statt.

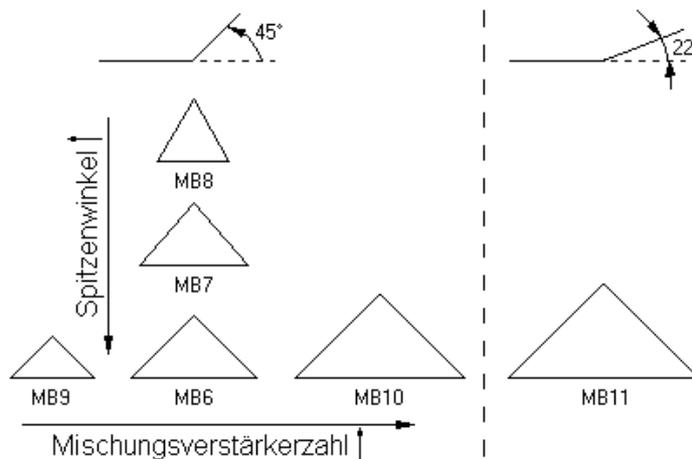


Abb. 5.26: verwendete Mischungsverstärker in konstant gekreuzter Scherschicht

Die durchgeführten Untersuchungen bezüglich verschiedener Geometrieparameter sollen im Folgenden anhand von drei Variationen erläutert werden. Als erstes soll, wie in der Abbildung 5.27 dargestellt, die Variation des Spitzenwinkels bei konstanter Mischungsverstärkerzahl besprochen werden. Die folgende Tabelle zeigt die Größenabmessungen der Mischungsverstärker.

MV	Höhe [mm]	Spitzenwinkel [°]	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]	proj. Höhe [mm]	Mz
MB6	9	90	18	45	6.36	1.237
MB7	9	80	15	45	6.36	1.237
MB8	9	58	10	45	6.36	1.237

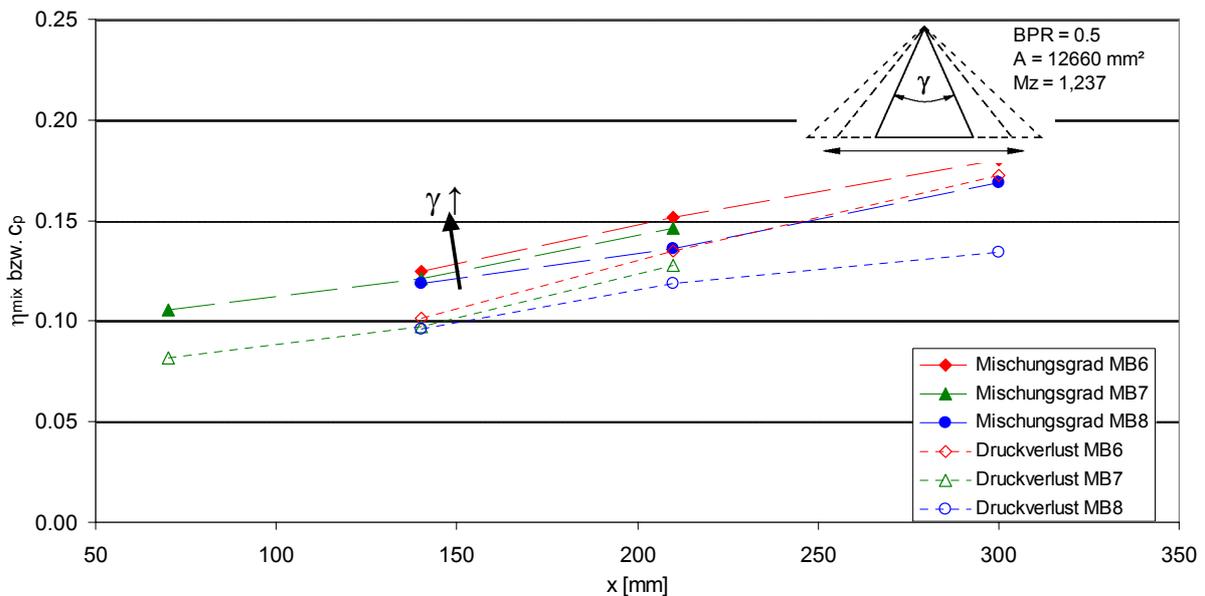


Abb. 5.27: Variation des Spitzenwinkels bei konstanter Mischungsverstärkerzahl Mz

Der Spitzenwinkel ist ein Maß für die Breite bei konstanter Mischungsverstärkerzahl. Es zeigt sich, dass mit steigendem Spitzenwinkel und damit steigender Breite die Mischung verbessert und der Druckverlust erhöht wird. Allerdings ist beides sehr gering, da der Anteil des Mischungsverstärkers, der außerhalb der Grenzschicht liegt sich nur gering ändert. Es zeigt sich hier, dass die Breite weder den Mischungsgrad noch den Druckverlust sehr stark beeinflusst.

Aus diesem Grund wurde als nächstes die Höhe bei konstantem Spitzenwinkel variiert. Dadurch wird bei zunehmender Höhe der Mischungsverstärker auch breiter. Seine Gesamtgröße nimmt bei geometrisch ähnlicher Form zu. Auch hier zeigt die folgende Tabelle die Größenabmessungen der Mischungsverstärker.

MV	Höhe [mm]	Spitzenwinkel [°]	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]	proj. Höhe [mm]	Mz
MB6	9	90	18	45	6.36	1.237
MB9	6	90	12	45	4.24	0.825
MB10	12	90	24	45	8.49	1.652

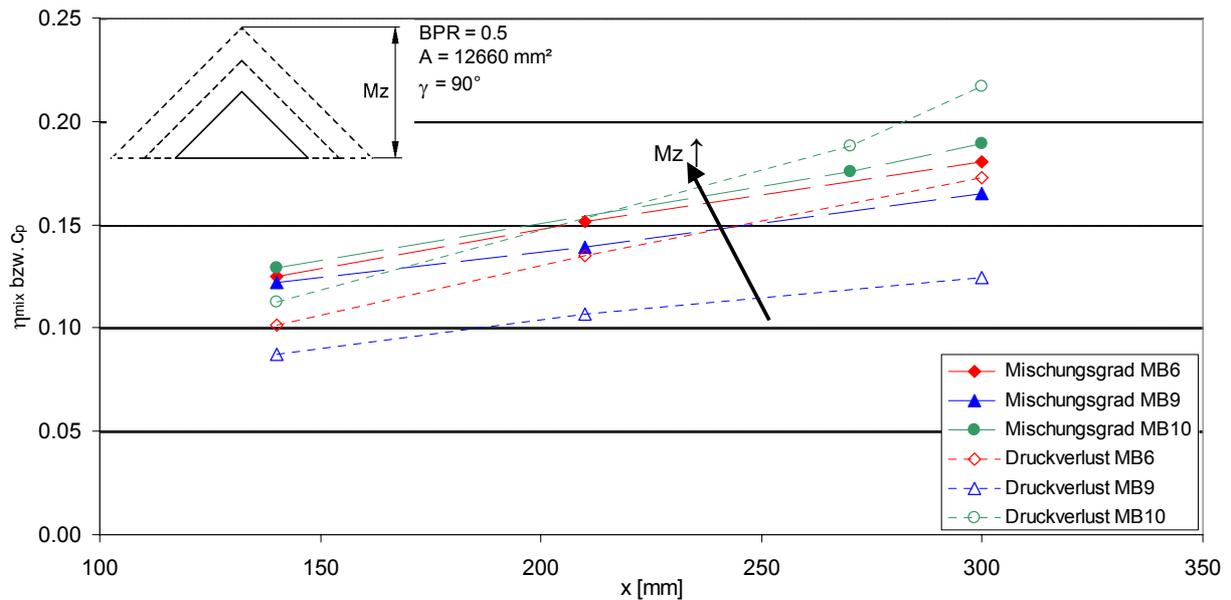


Abb. 5.28: Variation der Mischungsverstärkerzahl Mz bei konstantem Spitzenwinkel

Das Diagramm zeigt, dass in diesem Fall die Unterschiede beim Druckverlust zwischen den einzelnen Mischungsverstärkern sehr viel größer ausfallen. Mischungsgrad und Druckverlust nehmen mit steigender Mischungsverstärkerzahl bzw. Größe des Mischungsverstärkers zu. Allerdings ist beim Vergleich der Abbildungen 5.27 und 5.28 zu sehen, dass in beiden Fällen der Mischungsgrad ähnlich verläuft, der Druckverlust sich jedoch deutlich unterscheidet. Hier sind die Änderungen im Falle der Änderung der Mischungsverstärkerzahl sehr viel stärker. Aus diesem Grund scheinen die Höhe bzw. die Mischungsverstärkerzahl wichtige Parameter bei der Auslegung von Mischungsverstärkern zu sein. Es zeigt sich, dass in diesem Falle jede noch so kleine Mischungsverbesserung mit einem sehr viel größeren Druckverlust erkauft wird.

Als dritter Parameter soll im Folgenden der Neigungswinkel der Mischungsverstärker variiert werden. Da aus den Untersuchungen anderer Forscher in gerader Scherschicht ein optimaler Neigungswinkel von 45° ermittelt wurde, soll hier dieser mit einem sehr viel kleineren verglichen werden.

MV	Höhe [mm]	Spitzenwinkel [°]	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]	proj. Höhe [mm]	Mz
MB10	12	90	24	45	8.49	1.652
MB11	13	90	26	22	4.87	0.947

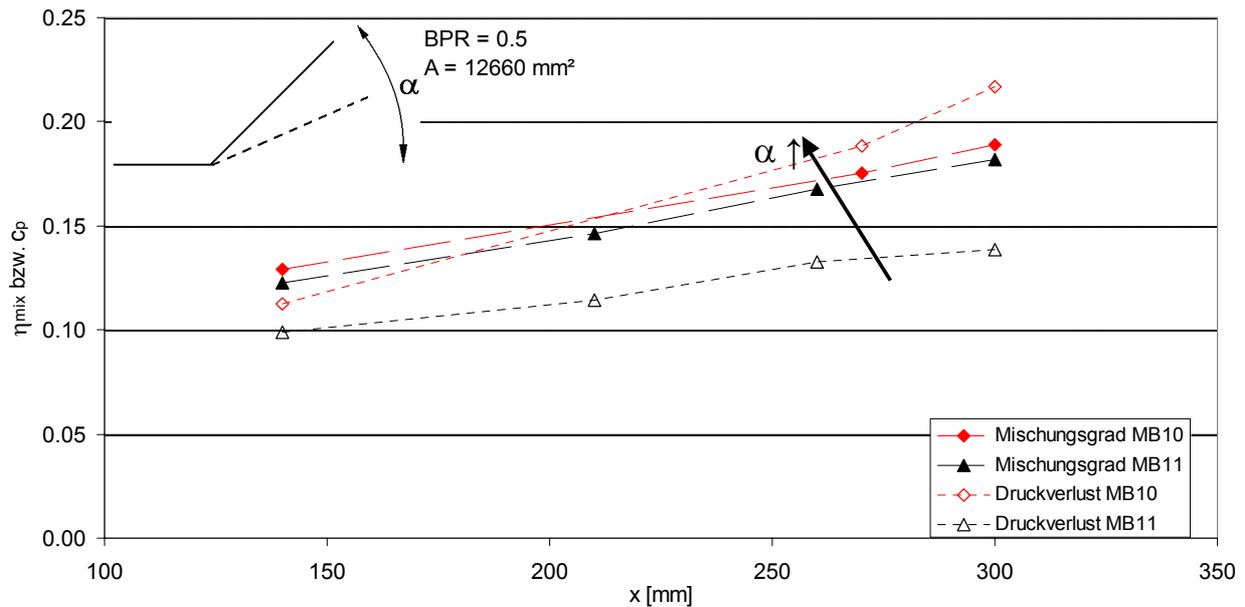


Abb. 5.29: Variation des Neigungswinkels

Das Diagramm zeigt, dass, obgleich der Mischungsverstärker MB11 leicht größer ist, sein Mischungsgrad fast gleich und sein Druckverlust aufgrund seines kleineren Neigungswinkels kleiner ist. Der Neigungswinkel ist deshalb auch ein wichtiger Auslegungsparameter, da sich über ihn bei gleicher Größe des Mischungsverstärkers die Mischungsverstärkerzahl sehr stark verändern lässt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass je weiter ein Mischungsverstärker in die Strömung ragt, also desto größer M_z ist, desto größer ist vor allem der damit erkaufte Druckverlust. Die Auswirkungen auf den Mischungsgrad sind, verglichen damit, sehr gering bis nicht vorhanden. Also insbesondere die Mischungsverstärkerzahl ist die wichtige Einflussgröße auf die Wirkung des Mischungsverstärkers. Der Spitzenwinkel bzw. die Breite ist von eher untergeordneter Bedeutung. Der Einfluss des Neigungswinkels lässt sich nach diesen Untersuchungen nicht separat betrachten, da hier durch ihn auch gleichzeitig die Mischungsverstärkerzahl verändert wurde.

Da sich herausstellte, dass alle Mischungsverstärker einen sehr ähnlichen Mischungsgrad aufweisen, der Druckverlust bei größeren jedoch sehr viel höher ist, zeigt sich schon die Tendenz, dass der optimale der kleinste Mischungsverstärker sein muss.

Es soll im Folgenden jedoch zusätzlich ein triebwerksbezogenes Auswahlkriterium gefunden werden, nach welchem entschieden werden kann, welcher der Mischungsverstärker im weiteren Verlauf für die Vermessungen am Blütenmischer verwendet werden soll.

Um den Einfluss von Mischungsgrad und Druckverlust auf den Schub eines Triebwerkes abzuschätzen, wurde das im Kapitel 3 erläuterte Programm verwendet. Hierbei wurden ausgehend von verschiedenen Mischungsgraden und Bypass-Verhältnissen zwei Fälle untersucht. Als erstes wurde der Schub bei konstantem Gesamtdruck und 1% gesenktem Mischungsgrad betrachtet. Diese Senkung des Mischungsgrades führt zu einem Schubverlust gegenüber der Ausgangskonfiguration. Als nächstes wurde der Druckverlust bei konstantem Mischungsgrad um 1% erhöht. Auch dies führt zu einem Schubverlust gegenüber der

Ausgangskonfiguration. Diese Schubverluste wurden ins Verhältnis gesetzt und sind im folgenden Diagramm dargestellt. Das Verhältnis gibt wieder, wie stark der Mischungsgrad im Verhältnis zum Druckverlust den Schub beeinflusst.

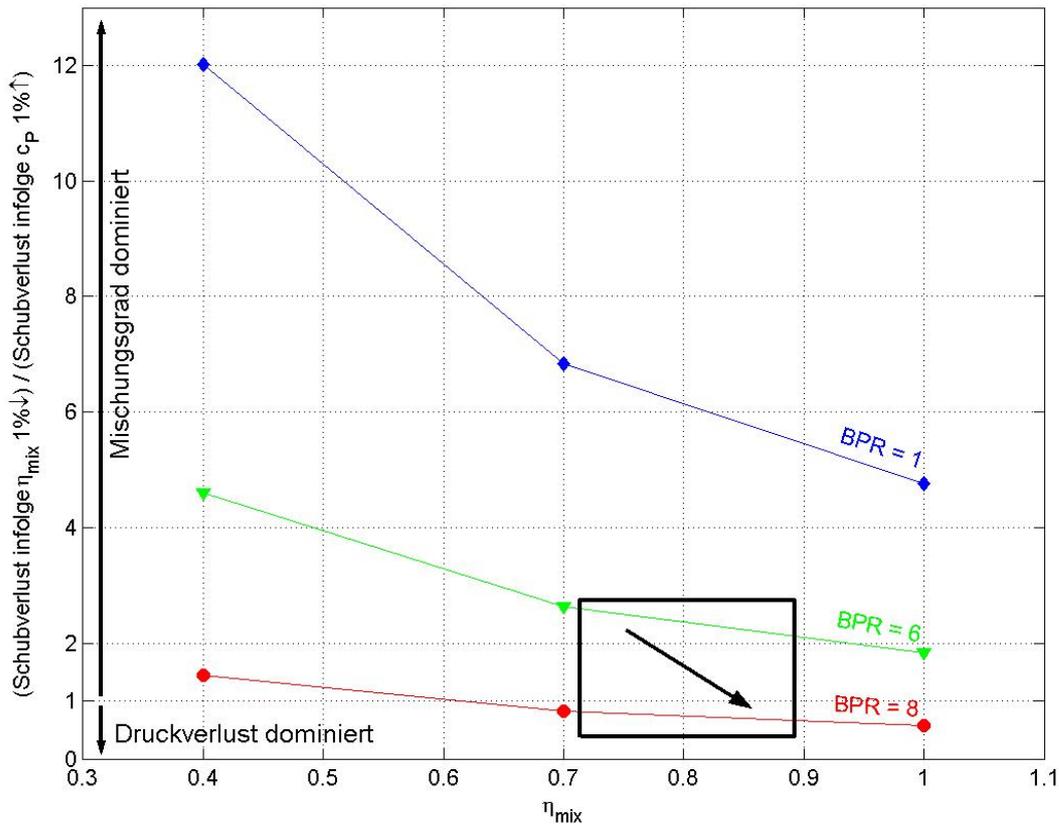


Abb. 5.30: Einfluss des Mischungsgrades und Druckverlustes auf den Schub

Es zeigt sich deutlich, dass in großen Bereichen der Mischungsgrad im Gegensatz zum Druckverlust dominiert. Das heißt, dass dort durch 1% Mischungsgradverlust mehr Schub verloren geht als durch 1% Druckverlustserhöhung. Der Einsatz von Mischungsverstärkern eignet sich aus diesem Grund besonders bei Triebwerken mit kleinem Bypass-Verhältnissen. Weiterhin gilt: Je größer der mit dem Abgasmischer bereits erreichte Mischungsgrad, desto schwieriger wird es mit einem Mischungsverstärker überhaupt noch einen Schubgewinn zu erreichen.

Der schwarze Kasten deutet den Bereich an, in welchem sich moderne Triebwerke heutzutage befinden. Der Pfeil symbolisiert die Entwicklungsrichtung hin zu noch höheren Bypass-Verhältnissen und höheren Mischungsgraden. Dies zeigt sehr deutlich, dass bei der Auswahl eines geeigneten Mischungsverstärkers ein geringer Druckverlust im Vordergrund stehen muss. Aus diesem Grund wurde für die weitere Untersuchung im abgewinkelten Blütenmischer der kleinste Mischungsverstärker MB09 mit dem geringsten Druckverlust verwendet.

5.3. Numerische Ergebnisse einer gekreuzten Scherschicht mit Mischungsverstärker

Begleitend zu den Vermessungen der konstant gekreuzten Scherschicht mit Mischungsverstärkern wurde die Strömung auch numerisch simuliert. Hierbei wurden Geschwindigkeitsverhältnisse von $v_{\text{oben}}/v_{\text{unten}}$ von 1 und 2 betrachtet. Dies wurde mit Hilfe des kommerziellen CFD-Softwarepaketes Fluent 6.0 und dem Geometrie- und Netzgenerator GAMBIT 2.0 durchgeführt.

Durch diese 3D-Simulationen sollen die Aussagen zu den Strömungsvorgängen der experimentell untersuchten Mischungsverstärker erweitert werden, indem hier die Druckverläufe auf dem Mischungsverstärker direkt dargestellt werden.

Da der für die Experimente verwendete Windkanal im Vergleich zu dem betrachteten und beeinflussten Bereich durch die Mischungsverstärker sehr groß ist, wurde stets nur der kleine Teil des Windkanals simuliert, der die durch den Mischungsverstärker beeinflusste Strömung enthält. Durch eine geschickte Wahl der Randbedingungen wurde versucht die daraus resultierenden Einflüsse auf das Rechenergebnis zu minimieren. Die beiden Einlässe wurden als „Velocity Inlet“ und der Strömungsauslass als „Pressure Outlet“ definiert. Die obere und untere Randfläche des Strömungsgebietes wurde als ebene Symmetrierandfläche deklariert. Um entlang des gesamten Strömungsgebietes eine gekreuzte Strömung zu erhalten, wurden die Seitenwände als periodisch definiert. Dadurch wird Strömung, die das Rechengebiet auf der einen Seite verlässt, auf der selben Höhe auf der anderen Seite des Rechengebietes wieder hineingegeben. Die Abbildung 5.31 zeigt die verwendete Geometrie.

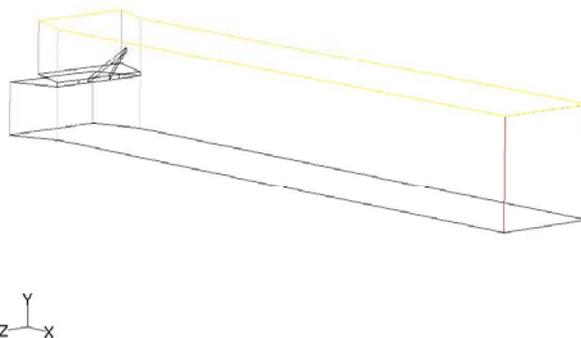


Abb. 5.31: Geometrie für die Berechnungen

Die Berechnungen wurden mit unstrukturierten Gitternetzen durchgeführt. Hierbei kamen die Netzadaption nach dem Gradienten der strömungsgerichteten Vorticity und die verfeinerte Netzauflösung in Wandnähe zum Einsatz. Als Turbulenzmodell wurde das RNG $k-\varepsilon$ Modell mit der differentiellen Methode der Viskositätsberechnung DVM und mit der Nicht-Gleichgewichtswandfunktion verwendet.

Es zeigte sich bei einem Vergleich von Rechnungen mit entsprechenden Messungen, dass die Rechnungen die Strömungsvorgänge qualitativ richtig wiedergeben. Bei einer quantitativen Auswertung können jedoch zum Teil nicht vernachlässigbare Abweichungen auftreten.

Im Folgenden soll auf die statischen Druckverläufe auf den Mischungsverstärkern eingegangen werden, da diese experimentell nur anhand von Streichlinien visualisiert werden konnten.

In der Literatur wird als primärer Grund für das entgegengesetzt drehende strömungsgerichtete Wirbelpaar in gerader Scherschicht der Druckunterschied zwischen der konkaven und konvexen Seite des Mischungsverstärkers genannt. Hierdurch wird die Strömung um die Kanten des Mischungsverstärkers gebogen und somit der Wirbel geformt. Im Folgenden sollen die Druckverhältnisse auf dem Mischungsverstärker in konstant gekreuzter Scherschicht untersucht werden. Abbildung 5.32 zeigt dies exemplarisch für den Mischungsverstärker MB10.

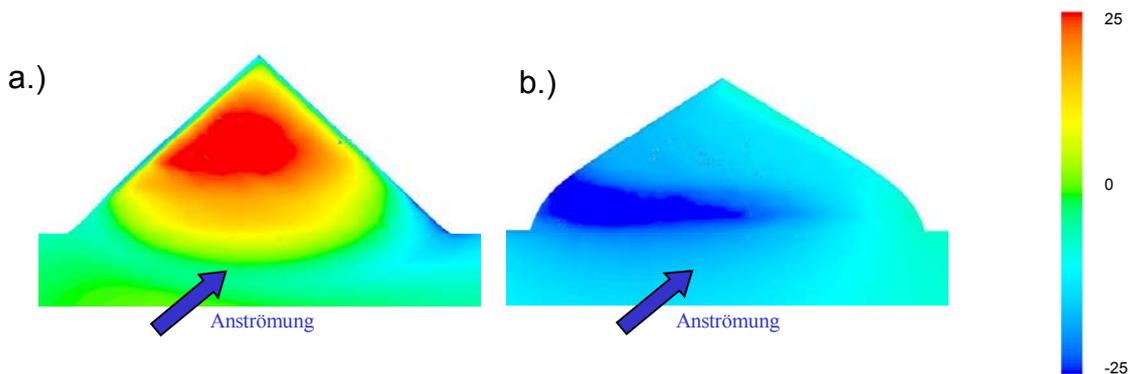


Abb. 5.32: MB10: Druckverteilung auf dem Mischungsverstärker – Darstellung der Abweichung vom Mittelwert [Pa]
 (a: Überdruck auf der konkaven Seite; b: Unterdruck auf der konvexen Seite)

Wie in der Abbildung 5.32 zu erkennen, entstehen auch im Falle der konstant gekreuzten Scherschicht Über- und Unterdruckgebiete. Diese sind jedoch nicht gleichmäßig auf der Oberfläche verteilt, sondern aufgrund der schrägen Anströmung leicht verschoben. In der vertikalen Schnittebene in der Mischungsverstärkermitte ergibt sich folgende Ansicht.

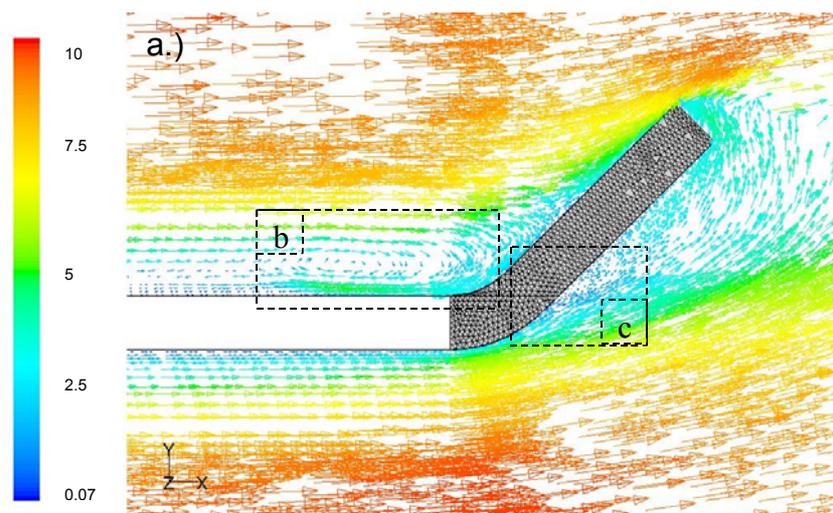


Abb. 5.33a: Vektordarstellung des Strömungsfeldes am Mischungsverstärker; Einfärbung der Vektoren nach Maßgabe der Gesamtgeschwindigkeit [m/s] (MB10)

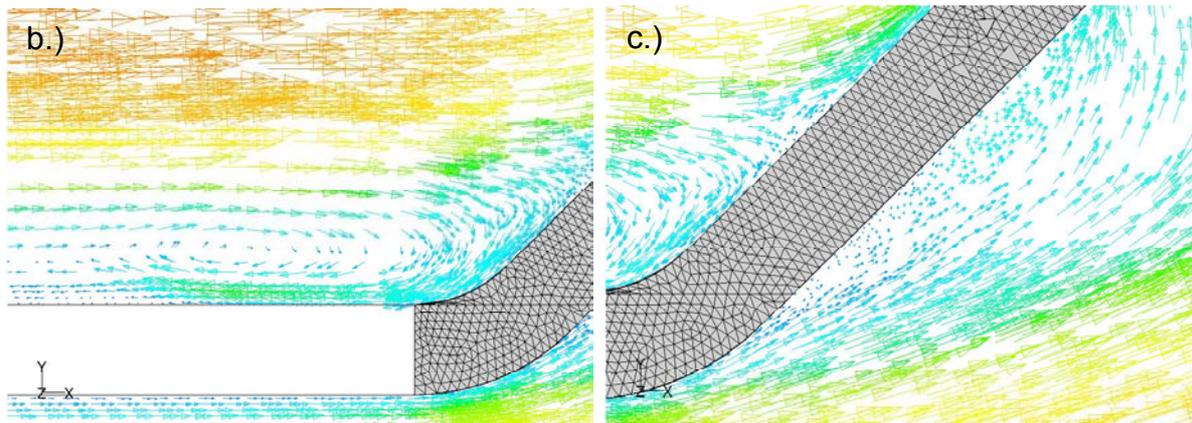


Abb. 5.33b: Vektordarstellung des Strömungsfeldes am Mischungsverstärker; Einfärbung der Vektoren nach Maßgabe der Gesamtgeschwindigkeit [m/s] (MB10) (Legende siehe Abb. 5.33a)

Wie im Bild zu sehen, gibt es auf der konkaven Seite einen Staupunkt, von dem aus ein Teil der Strömung dicht über dem Mischungsverstärker wieder zurückströmt und somit ein Rückstromgebiet erzeugt. Dieses Strömungsphänomen ist Teil des Hufeisenwirbels. Auf der konvexen Seite ist ein Ablösungsgebiet zu sehen, welches entsteht, da die Strömung der 45° Umlenkung nicht folgen kann.

Mit Hinblick auf die experimentellen Visualisierungen haben die Berechnungen der statischen Druckverläufe auf dem Mischungsverstärker diese unterstützt und es zeigt sich hier sehr schön bildlich das Verhalten der Strömung direkt am Mischungsverstärker.

5.4. Experimentelle Ergebnisse der Mischungsverstärker im Abgasblütenmischer

5.4.1 Messungen am Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal

Die Messungen im Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal wurden, in Anlehnung an die Ergebnisse mit konstant gekreuzter Scherschicht, ausschließlich mit dem an die neuen Grenzschichtbedingungen angepassten Mischungsverstärker MB09 durchgeführt. Hierbei waren die Eintrittsbedingungen die gleichen wie für die konstant gekreuzte Scherschicht.

Es wurden zwei unterschiedliche Einflüsse untersucht. Einerseits wurde der Mischungsverstärker an zwei verschiedenen Positionen am Mischer angebracht, um den Einfluss der Position zu untersuchen. Andererseits wurde für eine der Positionen neben dem einzelnen Mischungsverstärker noch ein Feld von drei Mischungsverstärkern untersucht, um die Veränderung bei Einsatz eines Feldes von Mischungsverstärkern zu ermitteln.

Die beiden untersuchten Anbringungspositionen der Mischungsverstärker am Mischer befinden sich beide an der Flanke, wobei einer der Positionen direkt in der Mitte zwischen den Blüten liegt und die andere etwas höher (siehe Abb. 5.34). Die Dimension der Mischerkontur am Niedergeschwindigkeitskanal ist sehr groß, so dass es nicht möglich war eine halbe Mischerblüte zu vermessen. Die in der Abbildung 5.34 eingezeichneten Rechtecke symbolisieren den jeweils vermessenen Ausschnitt.

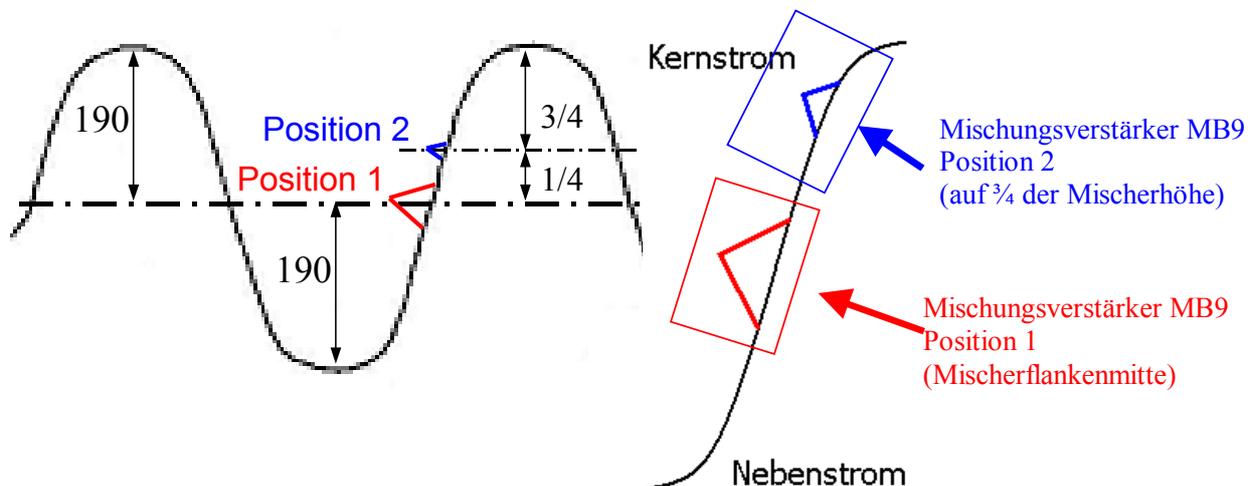


Abb. 5.34: Positionen der Mischungsverstärker am Mischer

Wie im Stand der Forschung erläutert, wird die Grenzschicht im Mischer von den Spitzen zu den Mulden hin immer dicker. Aus diesem Grund sind beide nicht gleich groß, obwohl es sich bei beiden um den gleichen Mischungsverstärker mit konstanter Mischerverstärkerzahl und gleichem Höhen-Breiten-Verhältnis handelt, da sich die Auslegung der Mischungsverstärker an der lokalen Grenzschichtdicke orientiert. Die folgende Tabelle gibt die Größenabmessungen der Mischungsverstärker für beide Positionen an.

Position	GS [mm]	Höhe [mm]	Spitzenwinkel [°]	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]	MZ
1	9.4	10.97	90	22	45	0.825
2	6.96	8.12	90	16.2	45	0.825

Im Folgenden soll als erstes auf die Variation der Anbringungsposition eingegangen werden. Die folgende Abbildung zeigt den Mischungsgrad- und Druckverlustverlauf für beide Positionen.

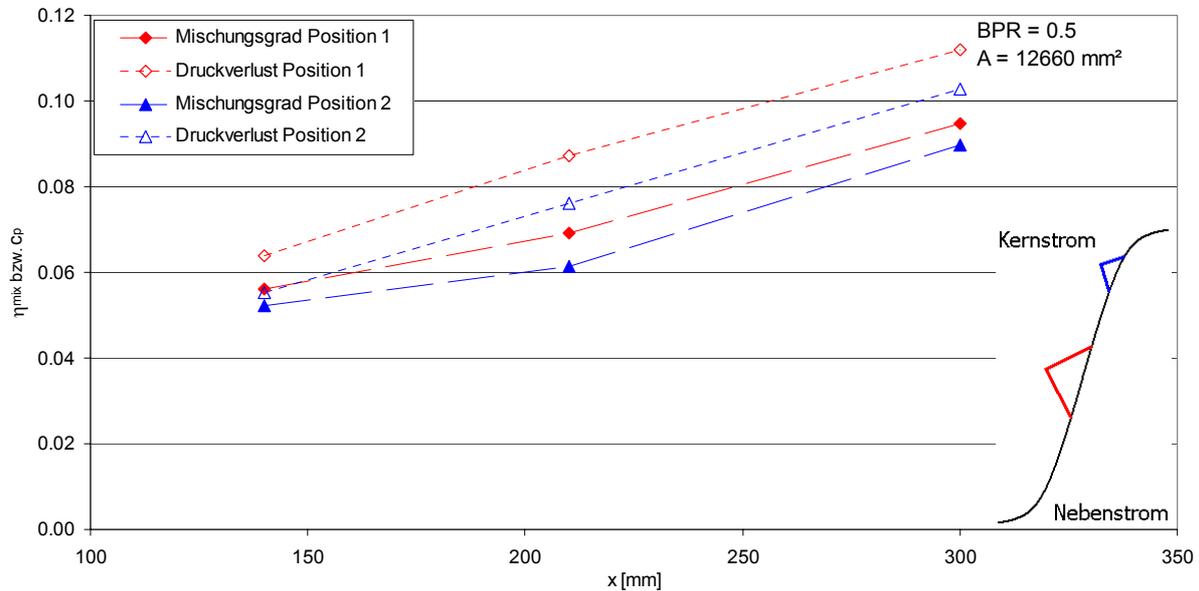


Abb. 5.35: Variation der Anbringungsposition

Es zeigt sich in Abbildung 5.35, dass der Mischungsverstärker MB09 auf der Position 1 einen größeren Mischungsgrad und Druckverlust über dem gesamten Bereich aufweist. Dieser Mischungsgrad- und Druckverlustüberschuss bleibt über der vermessenen Stromabentfernung relativ konstant.

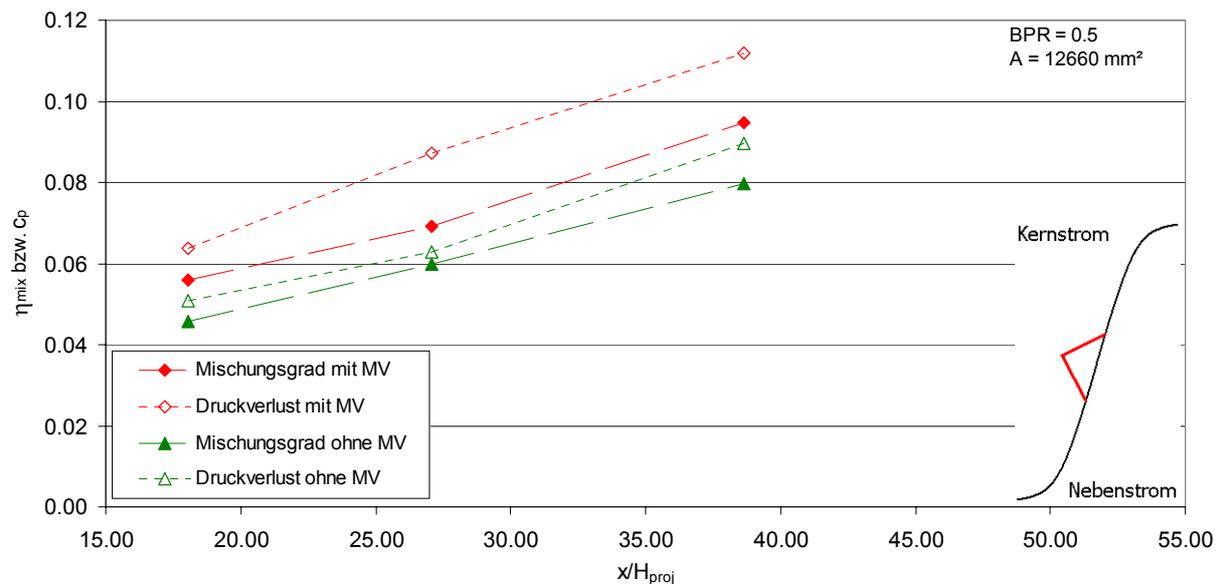


Abb.5.36a: Vergleich mit und ohne Mischungsverstärker für Positionen 1

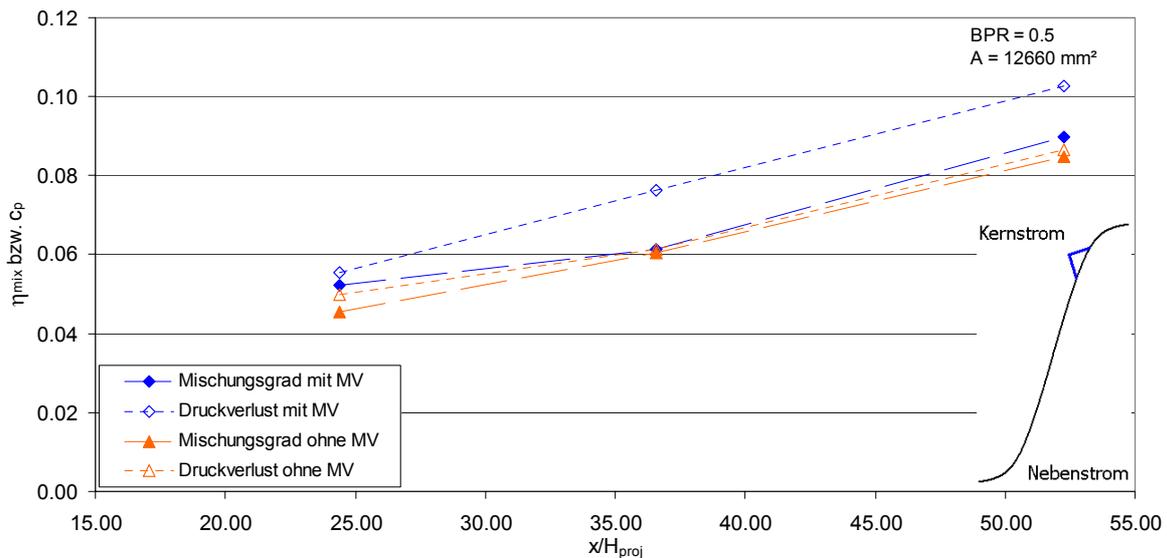


Abb.5.36b: Vergleich mit und ohne Mischungsverstärker für Positionen 2

Da beide Mischungsverstärker nicht gleich groß sind und sich die Strömungsbedingungen zwischen beiden Positionen ebenfalls unterscheiden, lassen sich nur beide Mischungsverstärker miteinander vergleichen, wenn auch die Scherschicht ohne Mischungsverstärker an beiden Positionen mit in die Betrachtung einfließt. Aus diesem Grund zeigen die beiden Diagramme der Abbildung 5.36 den Vergleich mit der jeweiligen Scherschicht ohne Mischungsverstärker. Die Stromabentfernung der Messebenen wurde dabei mit der jeweiligen projizierten Höhe des Mischungsverstärkers normiert.

Es zeigt sich, dass in beiden Fällen der Mischungsverstärker den Mischungsgrad und den Druckverlust erhöht. Darüber hinaus zeigt sich, dass der Einsatz eines Mischungsverstärkers den Verlauf des Druckverlustes oder des Mischungsgrades nicht ändert, sondern nahezu wirkend wie ein Offset die Kurve im Ganzen nach oben schiebt. An der Position 1 ist eine deutliche Zunahme von Mischungsgrad und Druckverlust durch den Einsatz des Mischungsverstärkers zu erkennen. Im Gegensatz dazu steigt bei der Position 2 der Druckverlust signifikant an. Der Mischungsgrad nimmt eher wenig zu.

Der Vergleich beider Positionen ergibt deshalb, dass an beiden Positionen der Druckverlust durch den Mischungsverstärker vornehmlich ansteigt, eine klare Verbesserung des Mischungsgrades jedoch nur an der Position 1 zu erkennen ist. Aus diesem Grund wurde diese Position für die weiteren Untersuchungen am Hochgeschwindigkeitszweistromwindkanal verwendet.

Bisher wurde der Einfluss des Anbringensortes betrachtet. Im Weiteren soll untersucht werden wie sich die Strömung verändert, wenn anstatt eines Mischungsverstärkers ein Feld von dreien an der Flanke des Blütenmischers an der ausgewählten Position 1 angebracht wird. Da in der Literatur, wie im Stand der Forschung beschrieben, für gerade Scherschichten eine Verstärkung der Effekte durch die Feldanordnung bei einem Mischungsverstärkerabstand von 1.5-facher Mischungsverstärkerbreite eintrat, soll dieser hier übernommen werden.

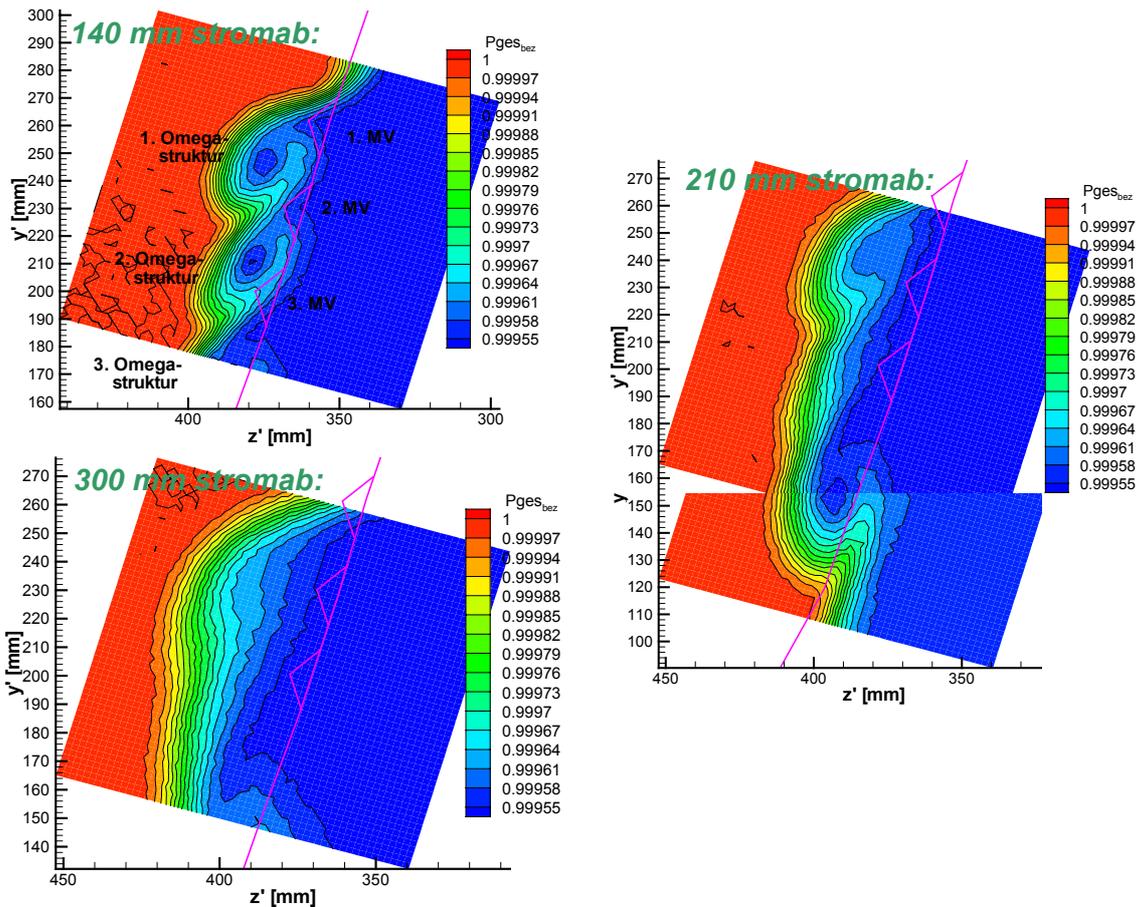


Abb. 5.37: Feld von 3 Mischungsverstärkern MB09; auf Eintrittsdruck bezogener Gesamtdruck

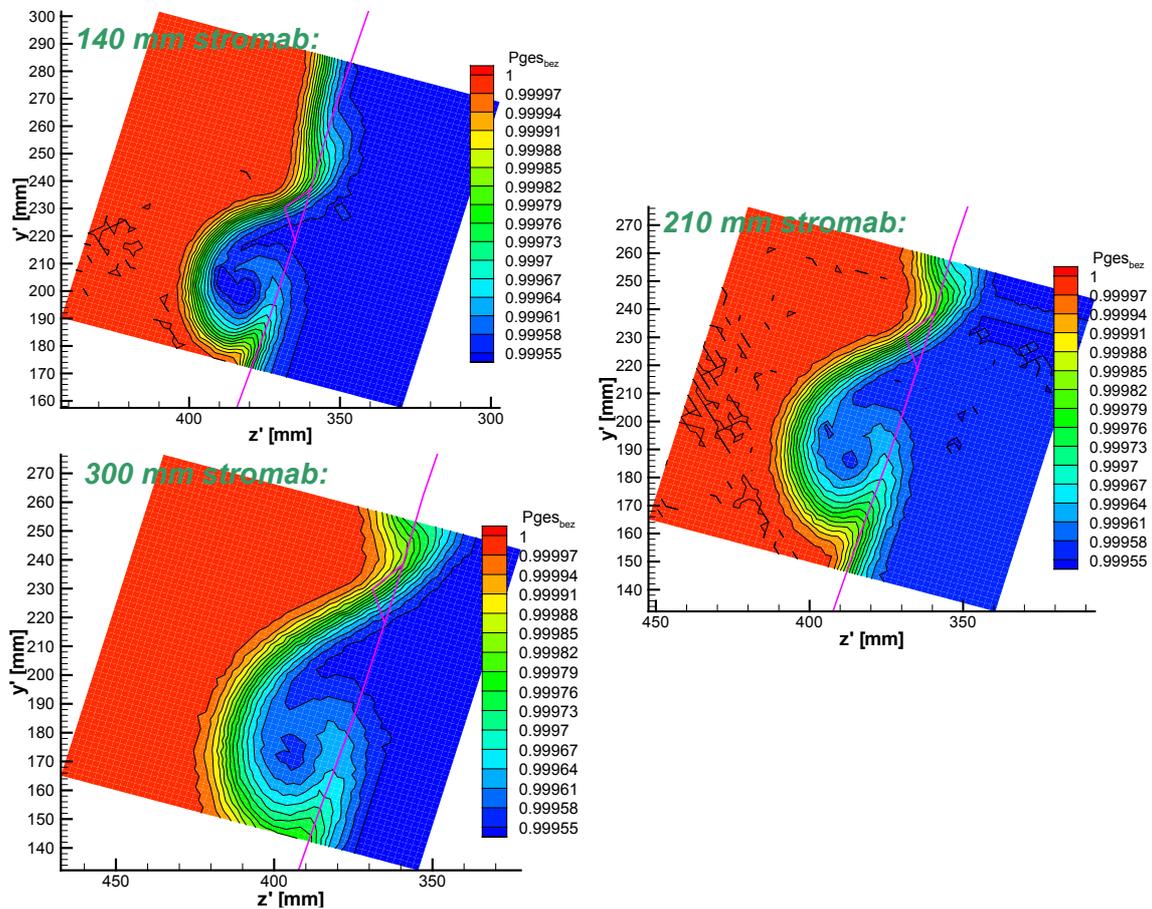


Abb. 5.38: einzelner Mischungsverstärker MB09; auf Eintrittsdruck bezogener Gesamtdruck

Die Abbildungen 5.37 und 5.38 zeigen den Mischungsverstärker MB09 auf Position 1 einmal als einzelnen Mischungsverstärker und einmal als Feld von dreien. Hierbei geben die Koordinaten y' und z' ein gedrehtes und verschobenes Koordinatensystem an. Dies dient dazu, den Blütenmischer zur besseren Verständlichkeit in der bisher gezeigten Perspektive darzustellen. Im Falle des einzelnen Mischungsverstärkers zeigt sich das schon in der konstant gekreuzten Scherschicht besprochene Verhalten. Die Omegastruktur ist verzerrt, bewegt sich nur einseitig horizontal und wird weiter stromab größer. Sie ist jedoch auch 300 mm stromab noch klar zu erkennen.

Im Falle des Feldes zeigt sich ein völlig anderes Bild. 140 mm stromab sind auf dem Ausschnitt noch die einzelnen Omegastrukturen zu erkennen. Allerdings ist auch hier schon zu sehen, dass sie miteinander in Wechselwirkung treten, da die mittlere Struktur kleiner als die äußere ist. Weiter stromab wird diese Tendenz immer deutlicher bis die mittlere Struktur nicht mehr sichtbar ist. Beim Vergleich mit dem einzelnen Mischungsverstärker zeigt sich, dass durch das Feld nicht einmal die Scherschicht sehr viel dicker geworden ist, sie scheint sich lediglich weiter in die Richtung der schnelleren Strömung verschoben zu haben.

Die folgende Abbildung zeigt die strömungsgerichtete Vorticity der Feld-Anordnung.

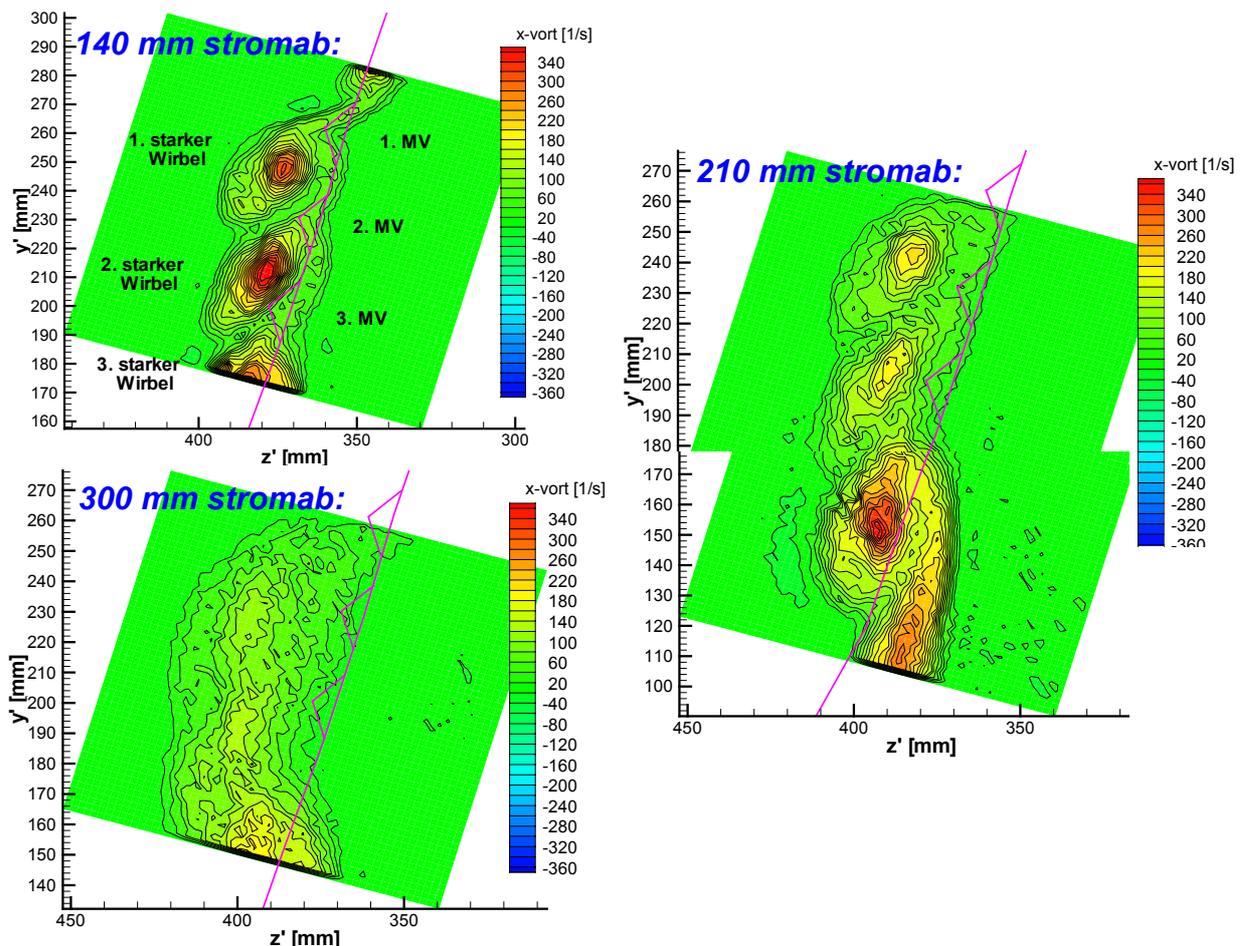


Abb. 5.39: Feld von 3 Mischungsverstärkern MB09; strömungsgerichtete Vorticity

Es ist zu sehen, dass 140 mm stromab noch drei einzelne Wirbel existieren. Diese verändern sich weiter stromab jedoch in ihrer Stärke. Zwei der Wirbel werden immer schwächer, so dass 300 mm stromab nur noch ein Wirbel vorhanden ist. Hierzu zeigt die folgende Abbildung als Vergleich noch die beiden größeren Stromabentfernungen für den einzelnen Mischungsverstärker.

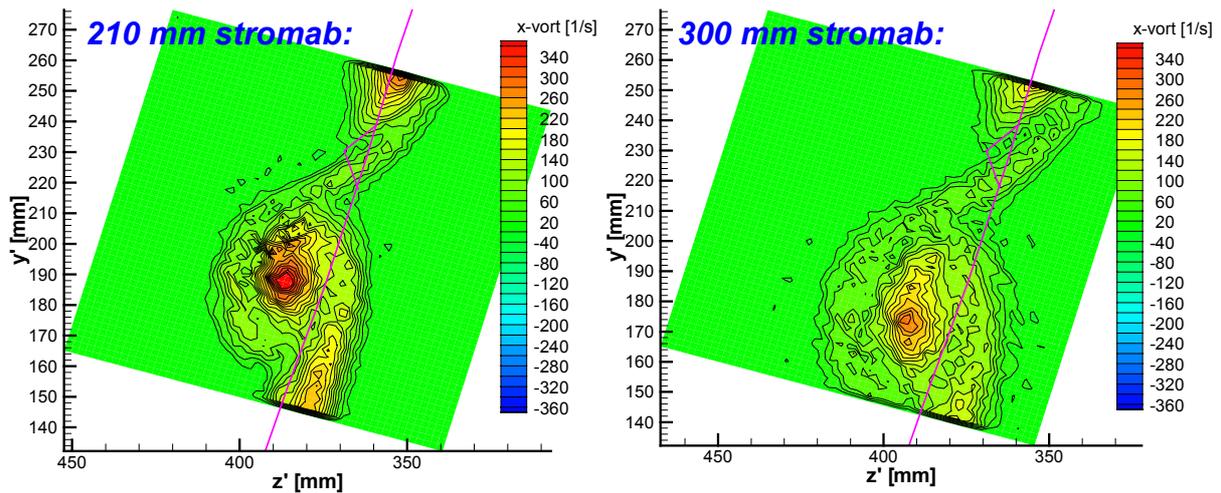


Abb. 5.40: einzelner Mischungsverstärker MB09; strömungsgerichtete Vorticity

Aus diesen Betrachtungen kann keine Verstärkung der Effekte durch die Feldanordnung, wie in der Literatur bei den geraden Scherschichten dokumentiert, festgestellt werden. Die Feldanordnung wird im folgenden Kapitel 5.5 zu den numerischen Ergebnissen ausführlich besprochen.

5.4.2 Messungen am Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal

Nachdem die Untersuchungen des Mischungsverstärkers MB09 am Mischer im Niedergeschwindigkeitswindkanal durchgeführt wurden, sollte dies auch im Hochgeschwindigkeitswindkanal geschehen. Da hier machzahlähnliche Verhältnisse zu realen Triebwerken eingestellt werden können und darüber hinaus eine Temperaturdifferenz zwischen beiden Strahlen existiert, obgleich diese nur ca. 70 K beträgt, kann doch hierdurch ein realistischer Schub berechnet werden. Nur so können die Wirkungen der Mischungsverbesserung und des Druckverlustes zusammen gebracht werden, um zu erkennen, ob durch die Mischungsverstärker ein Gewinn möglich ist.

Zur Auslegung des Mischungsverstärkers MB09 für die Flankenmitte im Hochgeschwindigkeitswindkanal wurde mit Hilfe der Heißfilmanemometrie die Grenzschichtdicke des heißen Strahls am Mischerende in der Mitte der Flanke bestimmt. Diese ergab sich zu 3 mm. Damit konnte der Mischungsverstärker ausgelegt werden. Die Auslegungsdaten sind in der folgenden Tabelle dargestellt.

MV	GS [mm]	Spitzenwinkel [°]	Höhe [mm]	Breite [mm]	Neigungswinkel [°]	MZ
MB09	3	90	3.5	7	45	0.825

Die folgende Abbildung zeigt, wo der Mischungsverstärker im Hochgeschwindigkeitswindkanal am Mischer angebracht ist. Zusätzlich war, bedingt durch die geringe Größe der Mischerkontur, die Vermessung einer halben Mischerblüte möglich, wodurch repräsentative Aussagen über den Verlauf von Mischungsgrad und Druckverlust sowie den Schub im gesamten Mischer gewonnen werden können.

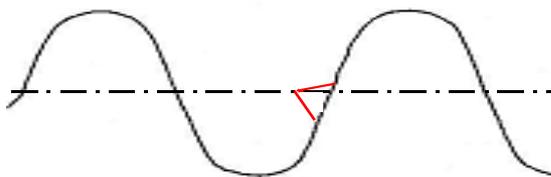


Abb. 5.41: Position des Mischungsverstärkers am Mischer

Die Messungen wurden bei den in der folgenden Tabelle gegebenen Eingangswerten durchgeführt.

Machzahl des Kernstroms M_{Kern}	0.35
Machzahl des Nebenstroms M_{Neben}	0.17
Geschwindigkeitsverhältnis $r = v_{\text{Kern}}/v_{\text{Neben}}$	2.1
Gesamtdruckverhältnis $P_{\text{Neben}}/P_{\text{Kern}}$	0.97
Temperaturverhältnis $T_{\text{Kern}}/T_{\text{Neben}}$ (bzgl. °C)	4
Bypassverhältnis BPR	1.1

Tab. 5.1: Randbedingungen der Messungen

Im Triebwerk sind die Bedingungen am Mischereintritt durch die hohen Temperaturen so, dass bei gleichen Machzahlen zwischen beiden Strahlen ein Geschwindigkeitsverhältnis von ungefähr 2 herrscht. Da im Versuch die Temperaturen bei weitem nicht so hoch wie in Triebwerken gewählt werden können, kann hier entweder nur das Machzahl- oder das Geschwindigkeitsverhältnis eingehalten werden. Da die Scherschicht sehr stark vom Geschwindigkeitsverhältnis abhängt, wurde im Versuch dieses Verhältnis eingehalten.

Für diese Randbedingungen wurde an vier Stromabentfernungen jeweils mit und ohne Mischungsverstärker gemessen. Die folgende Abbildung zeigt die Anordnung der Messebenen.

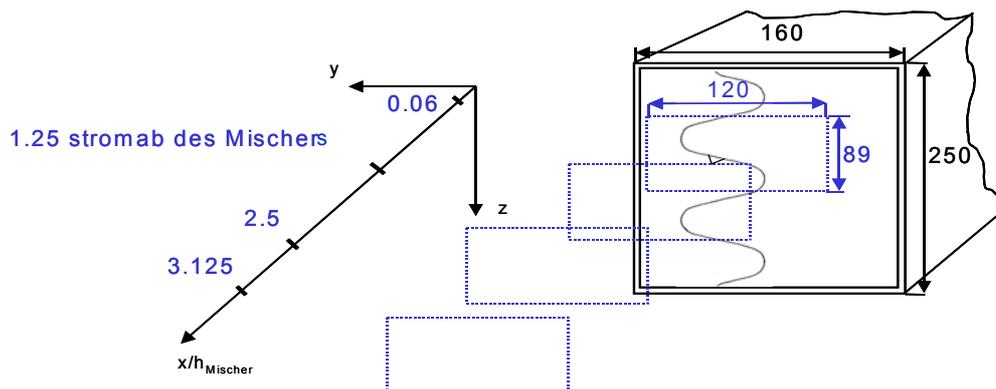


Abb. 5.42: Anordnung der vermessenen Ebenen

Im Folgenden soll die Wirkung des Mischungsverstärkers durch Darstellung der Messergebnisse verdeutlicht werden.

Die Bilder der Abbildung 5.43 ohne Mischungsverstärker zeigen die klassische Mischung. Es bildet sich eine Mischungsschicht, die sich nach und nach aufdickt. Schon 5 mm stromab ist durch eine leichte Beule in der Mischungsschicht die Wirkung des Mischungsverstärkers zu sehen. Diese weitet sich stromab nach und nach aus. Schon 100 mm stromab ist zu sehen, dass durch den Mischungsverstärker der grüne, also gemischte Bereich, auf Kosten des roten ungemischten Bereiches vergrößert ist. Diese Tendenz wird weiter stromab immer ausgeprägter. Es zeigt sich damit schon ohne Auswertung des Mischungsgrades durch einfaches Betrachten der Messungen, dass der Mischungsgrad wohl durch den Einsatz von Mischungsverstärkern auch im Hochgeschwindigkeitswindkanal verbessert wird.

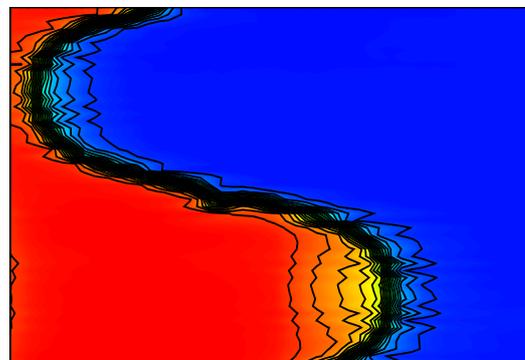
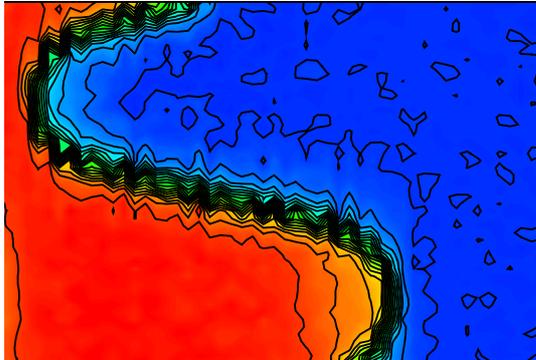
T/T_{\max} :

0,23	0,27	0,31	0,35	0,39	0,43	0,47	0,51	0,55	0,59
0,63	0,67	0,71	0,75	0,79	0,83	0,87	0,91	0,95	0,99

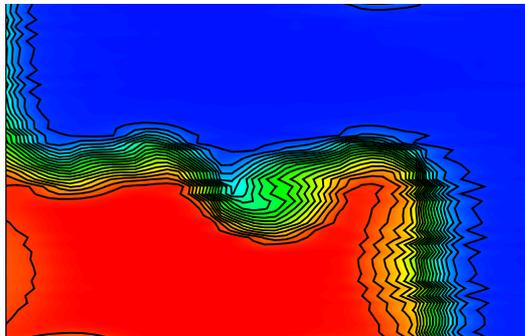
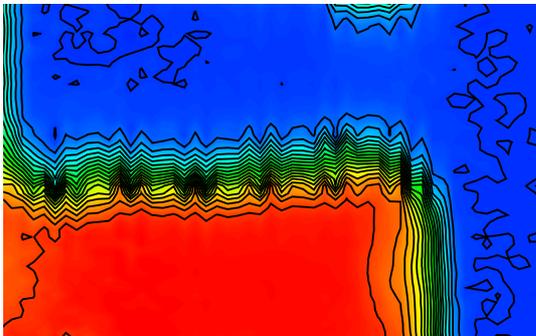
ohne Mischungsverstärker

mit Mischungsverstärker

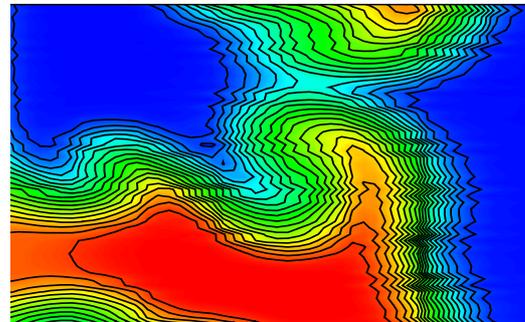
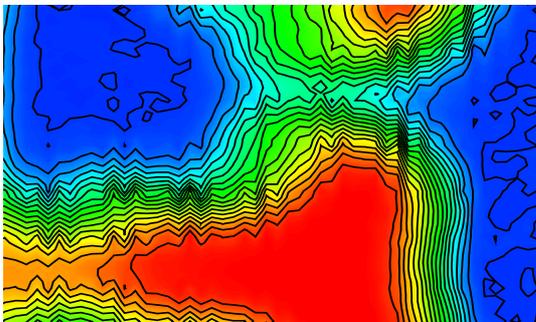
5 mm stromab des Mischers



100 mm stromab des Mischers



200 mm stromab des Mischers



250 mm stromab des Mischers

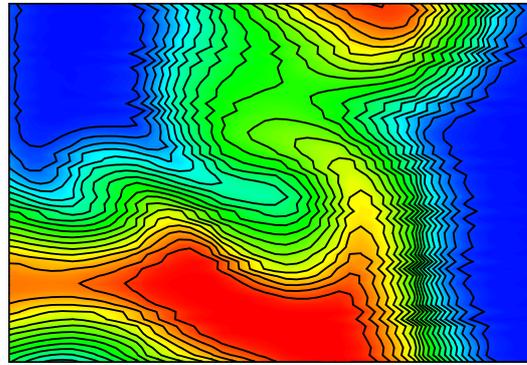
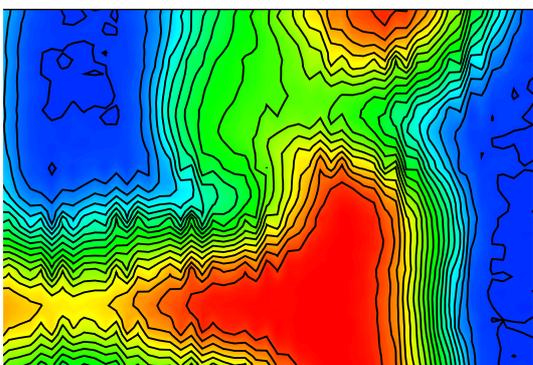


Abb. 5.43: T/T_{\max} bei verschiedenen Stromabentfernungen

Dies allein genügt jedoch nicht, um die Wirkung auf den Schub zu bewerten. Wie in der Einleitung und im Stand der Forschung schon verdeutlicht, kann der Einsatz von Mischungsverstärkern nur dann sinnvoll sein, wenn darüber hinaus der Gesamtdruckverlust durch den Mischungsverstärker nicht überdimensional vergrößert wird. Aus diesem Grund wurde im ersten Teil der folgenden Auswertung der Mischungsgrad und Druckverlust bestimmt und deren Stromabentwicklung betrachtet. Da das Ziel jedoch die Beantwortung der Frage nach einer Schubsteigerung ist, wurde im zweiten Teil der Auswertung der Schub und deren Veränderung bei Einsatz eines Mischungsverstärkers untersucht.

Für die Bestimmung des Druckverlustes und des Mischungsgrades wurden die im Kapitel 3.2 angegebenen Definitionen verwendet.

Die folgende Abbildung zeigt das Stromabverhalten der Strömung bezüglich des Druckverlustes und des Mischungsgrades für die Fälle mit und ohne Mischungsverstärker. Im Diagramm ist die Stromabentfernung mit der projizierten Höhe des Mischungsverstärkers normiert worden. Im Vergleich mit den Diagrammen aus den Niedergeschwindigkeits-Zweistromwindkanal ist zu erkennen, dass die Messungen am Hochgeschwindigkeits-Zweistromwindkanal bezüglich der Mischungsverstärkerhöhe wesentlich weiter stromab reichen.

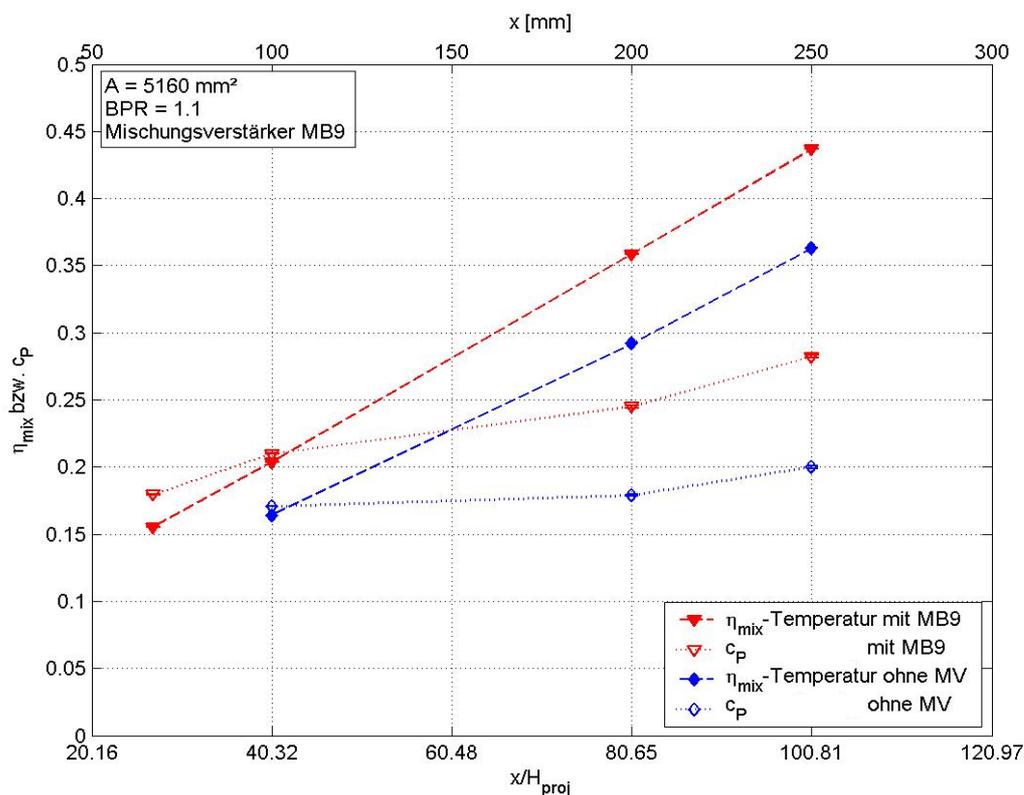


Abb. 5.44: Stromabentwicklung des Mischungsgrades und des Druckverlustes

Im Diagramm zeigt sich wieder, dass durch die Wirkung des Mischungsverstärkers sowohl der Mischungsgrad als auch der Druckverlust einen Zuwachs erhält. Auch mit steigender Stromabentwicklung steigt beides an. Hierbei zeigt sich jedoch, dass der Mischungsgrad sehr viel steiler steigt als der Druckverlust. Weiterhin ist zu sehen, dass die Zuwächse im Druckverlust und im Mischungsgrad ähnlich groß sind.

Ob der Einsatz von Mischungsverstärkern jedoch zu einem Schubgewinn führt, kann so nicht geklärt werden. Aus diesem Grund wird der dimensionslose Schub berechnet. Die Herleitung wurde in Kapitel 3.2 gegeben. Die Formel lautet folgendermaßen.

$$F_{\text{dim}} = \frac{F}{\dot{m}a_{T,Neben}} = \frac{1}{A} \int_A M_{T,9} \sqrt{\frac{T_9}{T_{Neben}}} dA - \frac{BPR}{BPR+1} M_{T,Neben} - \frac{1}{BPR+1} M_{T,Kern} \sqrt{\frac{T_{Kern}}{T_{Neben}}}$$

Die benötigten Größen des Eintritts entsprachen in den Messungen einem Bypassverhältnis von 1.1, einer Eintrittsgesamtemperatur des Kernstromes von 368K und des Nebenstromes von 298K und den Eintrittsmachzahlen des Kernstromes von 0.35 und des Nebenstromes von 0.17. Die betrachtete Fläche betrug 4839 mm², was einer halben Blüte entspricht. Die Düse wurde mit einem Gegendruck von $p = 55\,000\text{N/m}^2$ berechnet. Die Berechnung erfolgte für die größte vermessene Stromabentfernung ($x = 250\text{ mm}$). Das Vorgehen wurde im Kapitel 5.2.3 näher erläutert.

Mit diesen Daten kann ein prozentualer Schubgewinn der Mischungsverstärkerkonfiguration im Gegensatz zu der ohne Mischungsverstärker nach Gleichung 3.30 aus Kapitel 3.2 berechnet werden. Er beträgt 0.230%. Da der maximal mögliche Fehler hierbei jedoch in gleicher Größenordnung liegt, kann dieses Ergebnis nur mit Vorsicht betrachtet werden.

Die Eintrittswerte des Hochgeschwindigkeitswindkanals entsprechen bis auf die Heißgastemperatur recht gut denen eines Triebwerkes. Im Versuch ist das Heißgas viel zu kalt. Eine Extrapolation der Eintrittsheißgastemperatur und auch der gesamten Mischungsschicht vor der Düse ist, wie schon im Kapitel 3.2 beschrieben, durchgeführt worden. Dies ist möglich, da die Ausbildung der Mischungsschicht durch das Geschwindigkeitsverhältnis vorgegeben wird, welches nicht verändert wird. Die Kernstromeintrittstemperatur wurde auf 768K gesetzt. Damit ergibt sich ein prozentualer Schubgewinn der Mischungsverstärkerkonfiguration im Gegensatz zu der ohne Mischungsverstärker von 1.483%. Jedoch ist auch hier der maximal mögliche Fehler in gleicher Größenordnung.

Eine Reduktion des prozentualen Fehlers war aufgrund der Größe des Schubgewinns mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht möglich.

5.5. Numerische Ergebnisse eines abgewickelten Blütenmischers mit Mischungsverstärkern

Begleitend zu den Messungen im Hochgeschwindigkeitswindkanal mit abgewickeltem Blütenmischer wurde diese Strömung auch numerisch simuliert. Als Randbedingungen wurden hierbei die aus dem Experiment verwendet. Die Geometrieerstellung und die Gittergenerierung wurde mit dem Programm GAMBIT 2.0 durchgeführt. Die sich anschließende Berechnung des Strömungsfeldes erfolgte mit dem kommerziellen CFD-Softwarepaket Fluent 6.0.

Die durchgeführten 3D-Simulationen sollen einerseits die experimentellen Ergebnisse unterstützen und andererseits diese um eine Berechnung eines Feldes von Mischungsverstärkern im abgewickelten Blütenmischer erweitern. Diese soll durchgeführt werden, da Untersuchungen in der Literatur in geraden Scherschichten ergeben haben, dass sich bei Feldern von Mischungsverstärkern die Wirbel gegenseitig verstärken. Es wurden hierzu schon Messungen am Niedergeschwindigkeitswindkanal durchgeführt und im Kapitel 5.4 dargestellt. Dies soll hiermit auf den Hochgeschwindigkeitskanal und auf Angaben zum Mischungsgrad und Druckverlust erweitert werden.

Da in den Berechnungen gerade um die Mischungsverstärker herum eine hohe Netzdicke erforderlich ist, war eine Beschränkung auf ein Gebiet kleinerer Abmessungen unumgänglich. So wurde als Rechengebiet ein Quader gewählt, dessen Breite einer halben Wellenlänge des abgewickelten Mischers und dessen Höhe der gesamten Höhe der Windkanalmessstrecke entspricht. Durch eine Wahl der Randbedingungen wie im folgenden Bild und der Ausnutzung der Symmetrie konnten Beeinträchtigungen durch diese Einschränkung auf das Ergebnis vermieden werden. Die beiden Einlässe wurden als „Massenstrom-Einlass“ und der Strömungsauslass als „Druck-Auslass“ definiert. Die Randflächen, die materielle Begrenzungen wie die Wände oben und unten, der Mischer und der Mischungsverstärker sind, wurden als feste Wand deklariert. Die Seitenwände wurden aus oben besprochenen Gründen als Symmetrieränder deklariert. Die Abbildung 5.45 zeigt diese Zusammenhänge noch einmal graphisch.

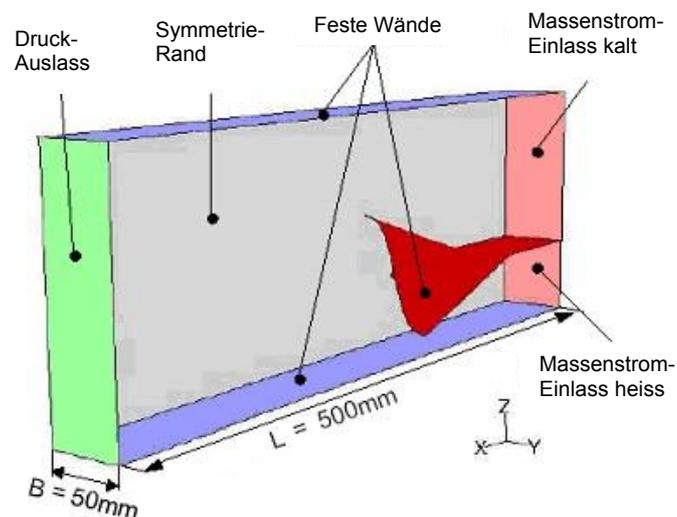


Abb. 5.45: Modellierter Ausschnitt des Mischerkanals

Das Koordinatensystem ist mit seiner x-Achse stromab in Hauptströmungsrichtung definiert mit seinem Ursprung in der Ebene, in der der Mischer endet. Die beiden anderen Achsen vervollkommen das Koordinatensystem zu einem Rechtssystem.

Zur Vernetzung musste das Strömungsfeld aufgrund der recht komplizierten Blütenmischer- und Mischungsverstärker-Struktur in sechs Teilvolumina zerlegt werden. Abbildung 5.46 zeigt die Lage der einzelnen Volumina.

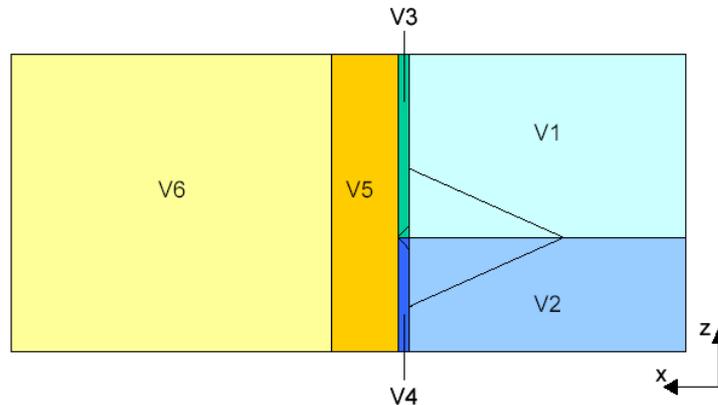


Abb. 5.46: Seitenansicht der erstellten Teilvolumina für die Vernetzung

Für die Vernetzung um den Mischer (Volumina 1 und 2) wurde ein unstrukturiertes Netz aus Tetraedern mit einer Größe von 2-3 mm verwendet. Zur besseren Auflösung der Grenzschicht wurde der wandnahe Bereich in mehreren Zeilen angeordnet. Mit einer Anfangshöhe von 0.2 mm wurde begonnen; mit jeder Reihe steigt die Höhe der Zellen um den Faktor 1.5. Daran schließt sich das unstrukturierte Netz an, weshalb insgesamt ein hybrides Netz vorliegt.

Die beiden schmalen Volumina 3 und 4 um den Mischungsverstärker herum wurden ebenfalls unstrukturiert vernetzt, wobei unmittelbar um den Mischungsverstärker ebenfalls sehr kleine Zellen von 0.5 mm zum Einsatz kamen. Auch hier wurde der wandnahe Bereich wieder in Zeilen angeordnet.

Der Nachlauf wurde mit dem Cooper-Algorithmus vernetzt. Da sich die Randflächen der schmalen Volumina 3 und 4 wegen ihrer starken Heterogenität aufgrund der erhöhten Netzdichte um den Mischungsverstärker für den Cooper-Algorithmus nicht eignen, schließt sich noch ein kurzes quaderförmiges und unstrukturiert vernetztes Volumen 5 an, welches diese Heterogenität ausgleicht.

Die Berechnungen wurden als instationäre Simulationen durchgeführt, weshalb in den Berechnungen auch die bekannten Normalwirbel aufgrund der Kelvin-Helmholtz-Instabilität nachgewiesen werden konnten.

Es zeigte sich erneut bei einem Vergleich von Rechnungen mit entsprechenden Messungen, dass die Rechnungen die Strömungsvorgänge qualitativ richtig wiedergeben. Bei einer quantitativen Auswertung können jedoch zum Teil nicht vernachlässigbare Abweichungen auftreten.

Im Folgenden soll auf die Berechnung eines Feldes von Mischungsverstärkern eingegangen werden. Messtechnisch wurde dieser Fall am Niedergeschwindigkeitskanal erfasst. Mit Hilfe der Rechnung sollen die gemessenen Ergebnisse unterstützt und um größere Stromabentfernungen erweitert werden.

Bei den Mischungsverstärkern handelt es sich um an die Grenzschicht der Rechnung angepasste Mischungsverstärker MB09, die wieder einen Abstand zwischen ihren Spitzen von 1.5-facher Mischungsverstärkerbreite besaßen. Die folgenden beiden Abbildungen zeigen die Temperatur und die strömungsgerichtete Vorticity für kleine Stromabentfernungen.

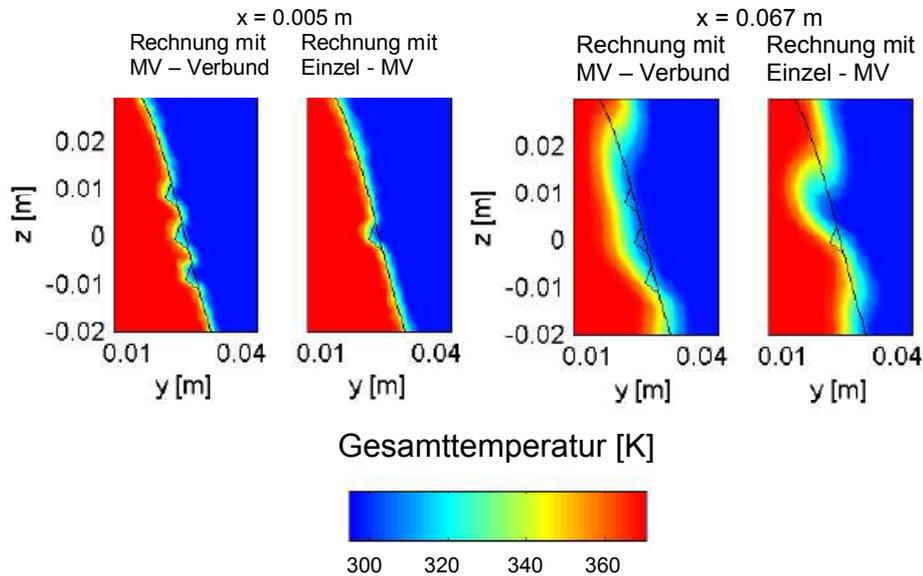


Abb. 5.47: Vergleich eines einzelnen Mischungsverstärkers und eines Feldes in der Temperaturverteilung

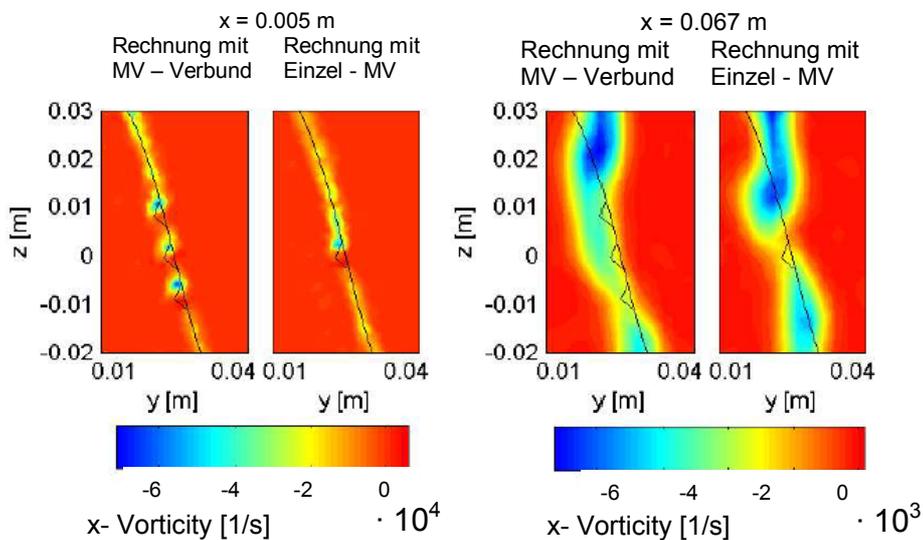


Abb. 5.48: Vergleich eines einzelnen Mischungsverstärkers und eines Feldes in der Verteilung der strömungsgerichteten Vorticity

Die beiden Abbildungen zeigen bei der berechneten Strömung das gleiche Verhalten wie bei der gemessenen. Kurz stromab der Mischungsverstärker zeigt die Strömung des Mischungsverstärkerfeldes drei separate Omegastrukturen und die dazugehörigen Wirbel. Die Vorticity ist hier negativ, weil die Blütenseite mit der umgekehrten Kreuzung zu den Messungen berechnet wurde. Der andere Teil der Blüte zeigt gleiches Verhalten bei positiver Vorticity aufgrund der Gegen-Drehrichtung.

Weiter stromab treten die Strömungsstrukturen der drei Mischungsverstärker in Wechselwirkung, so dass weiter stromab eine Struktur der drei Mischungsverstärker entsteht, die einer langgezogenen Omegastruktur des einzelnen Mischungsverstärkers entspricht (siehe Abbildung 5.47). Die Temperaturscherschicht wird hierbei nicht dicker, sondern nur in Richtung der heißeren Strömung verschoben.

Des weiteren zeigt sich auch in der Verteilung der strömungsgerichteten Vorticity das gleiche Verhalten wie in der Messung. Die Wirbel vereinigen sich und es entsteht ein Wirbel, der nicht stärker oder größer ist, als der der einzelnen Mischungsverstärker und ein breiteres Band geringer Vorticity ähnlich der Scherschichtvorticity.

Die folgenden beiden Abbildungen zeigen das Verhalten für größere Stromabentfernungen.

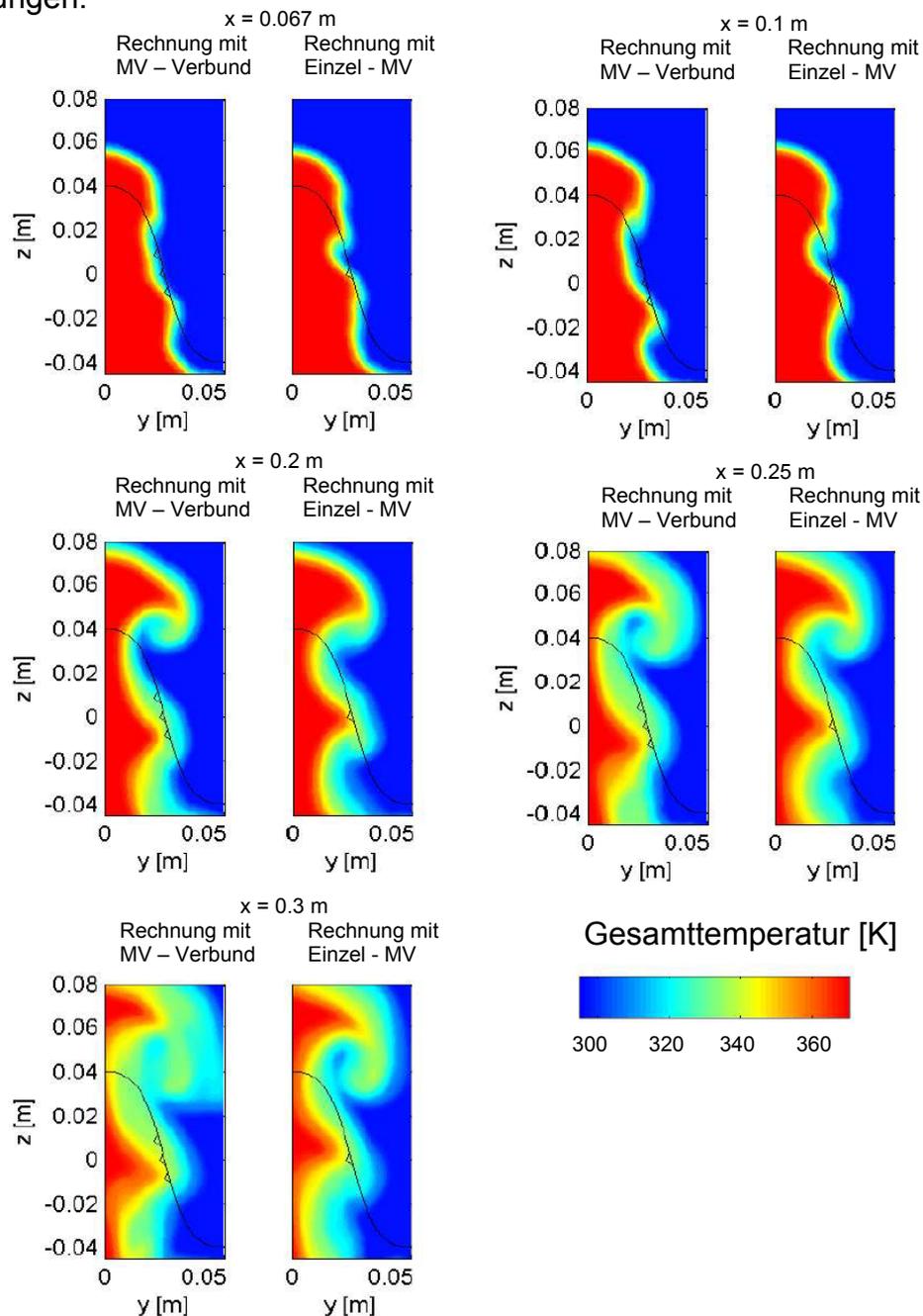


Abb.5.49: Vergleich eines einzelnen Mischungsverstärkers und eines Feldes in der Temperaturverteilung

Die Abbildung zeigt, dass sich auch weiter stromab die Struktur des Feldes wenig von dem des einzelnen Mischungsverstärkers unterscheidet. Nur durch die etwas langgezogenere Struktur kommt es im Bereich um $z = 0.04$ m zu einer etwas besseren Durchmischung, wie später gezeigt werden wird.

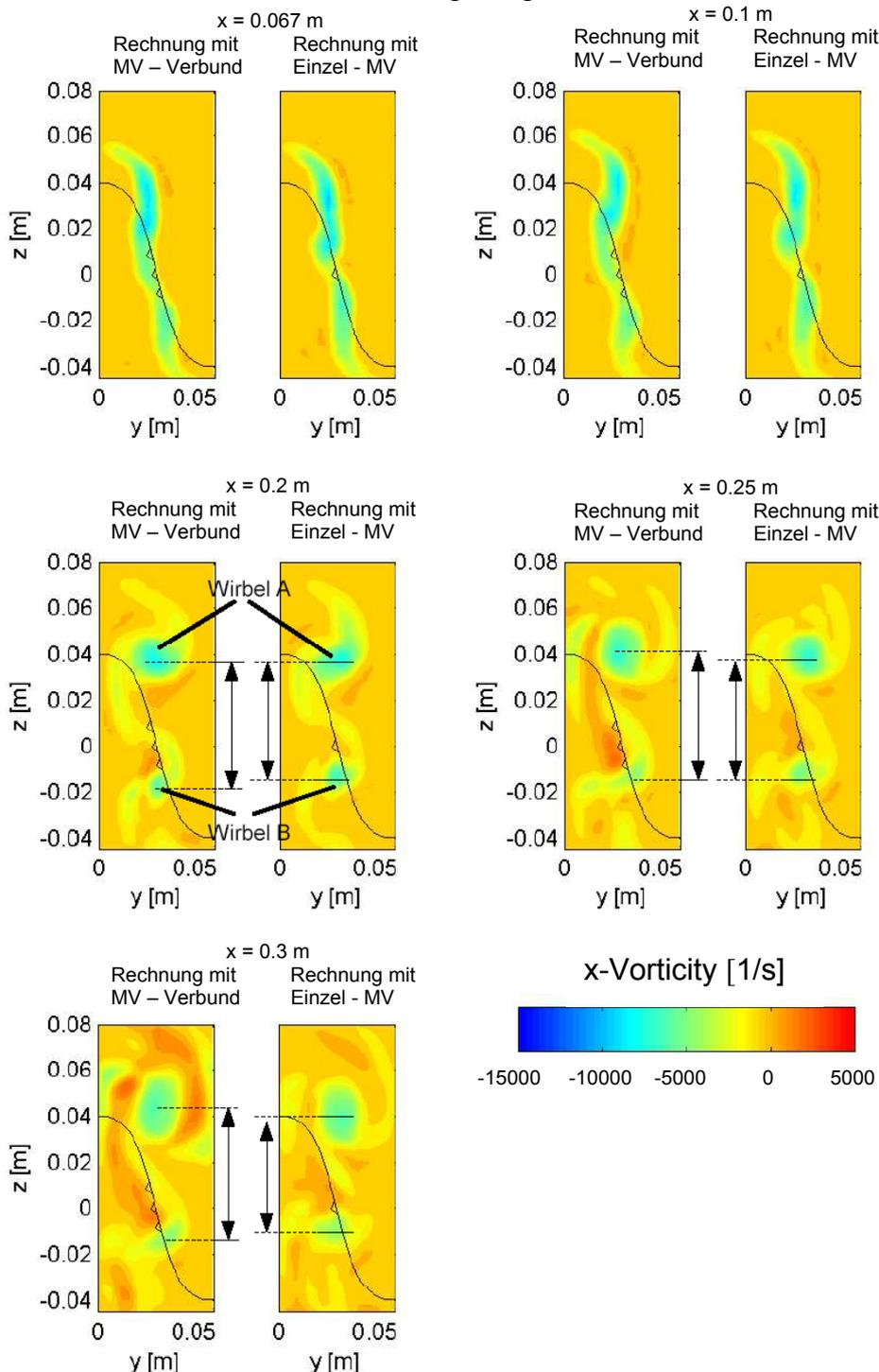


Abb. 5.50: Vergleich eines einzelnen Mischungsverstärkers und eines Feldes in der Verteilung der strömungsgerichteten Vorticity

Die Abbildung 5.50 zeigt, dass sich auch in der Verteilung der strömungsgerichteten Vorticity kaum Unterschiede zeigen. Es zeigt sich lediglich, dass beide entstandenen Wirbel weiter stromab ihre Position leicht ändern und der Wirbel B im Falle des Feldes etwas schwächer zu sein scheint.

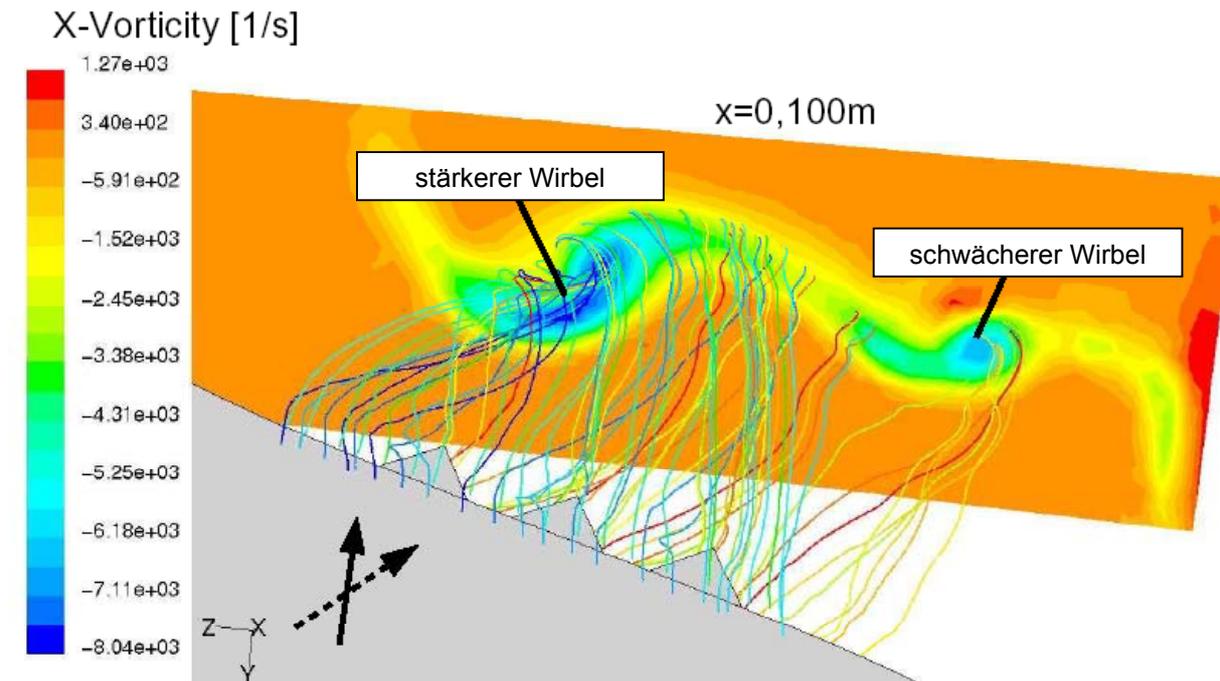


Abb. 5.51: Stromlinienverlauf im Falle eines Feldes von drei Mischungsverstärkern

Die Abbildung 5.51 zeigt das Stromlinienverhalten im Falle eines Feldes von drei Mischungsverstärkern. Es zeigt sich, dass der stärkere der beiden Wirbel hauptsächlich durch die Stromlinien am in Strömungsrichtung linken Mischungsverstärker erzeugt wird. Dieser saugt dabei einige Stromlinien, die vom mittleren und rechten Mischungsverstärker ausgehen mit auf. In der Hauptsache bilden die Stromlinien des mittleren und rechten Mischungsverstärkers allerdings eine gleichmäßig verteilte Schicht schwacher Vorticity, die sich zwischen beiden Wirbeln befindet. Der schwächere Wirbel wird hauptsächlich durch Stromlinien an der freien Abrisskante gebildet.

Im Folgenden sollen der Mischungsgrad der Temperatur und der Druckverlust nach den in Kapitel 3.2 angegebenen Definitionen betrachtet werden. Da sich bis zu einer Stromabentfernung von ca. 200 mm keine größeren Unterschiede zwischen der Struktur des einzelnen Mischungsverstärkers und des Feldes zeigen, können in diesen Bereichen auch der Mischungsgrad und der Druckverlust keine größeren Unterschiede zeigen.

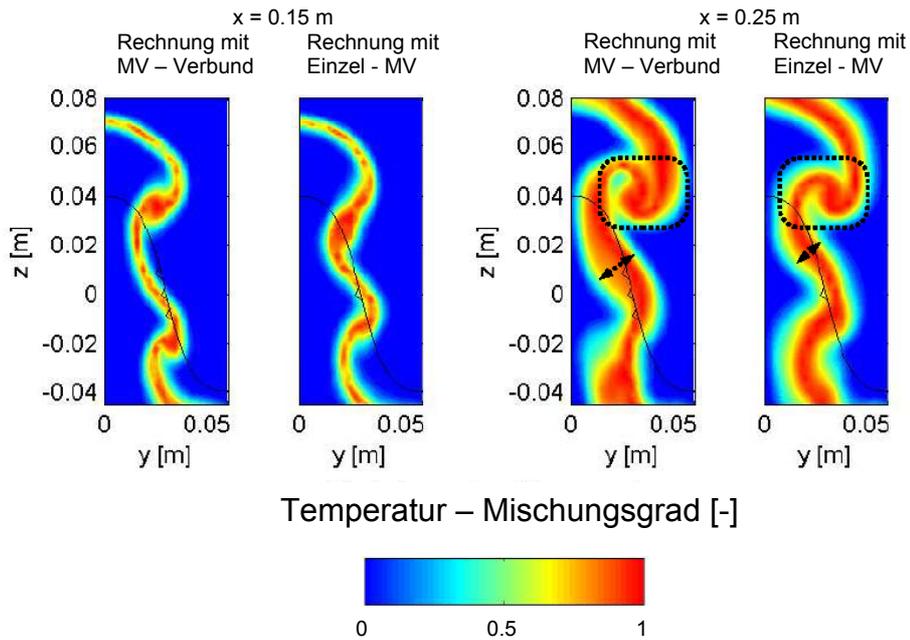


Abb. 5.52: Verteilung des Temperatur-Mischungsgrades für beide Fälle

Die Abbildung 5.52 zeigt die Verteilung des Temperatur-Mischungsgrades für beide Fälle. Es zeigt sich, wie in der Abbildung angedeutet, dass der Bereich 250 mm stromab im Bereich des „Umkippen“ der Scherschicht des Feldes von Mischungsverstärkern aufgrund seiner langgezogeneren Struktur etwas ausgemischter ist. Darüber hinaus scheint auch die Scherschicht im Falle des Feldes etwas dicker zu sein. Gleiches lässt sich auch für den Druckverlust zeigen. Die folgende Abbildung zeigt die Stromabentwicklung des Druckverlustes und des Mischungsgrades für beide Fälle.

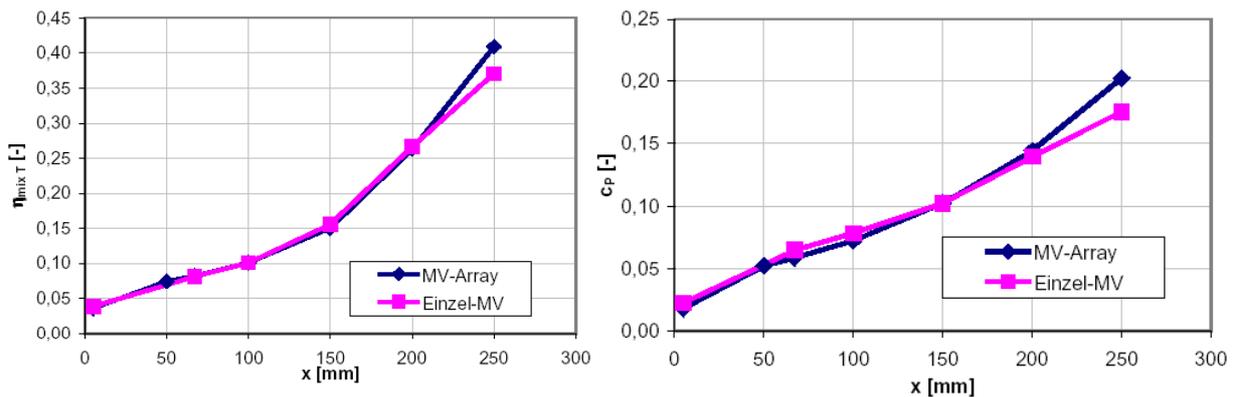


Abb. 5.53: Druckverlust- und Mischungsgradentwicklung mit der Stromabentfernung für beide Fälle

Es ist zu sehen, dass, wie vermutet, für Stromabentfernungen kleiner als 200 mm die Verläufe für das Feld und den einzelnen Mischungsverstärker sehr ähnlich sind. Erst ab einer Stromabentfernung von mehr als 200 mm zeigt das Feld eine kleine Wirkung, indem der Mischungsgrad, aber auch der Druckverlust, stärker steigen.

Bei der Berechnung des dimensionslosen Schubes für die Ebene 250 mm stromab des Mischers zeigt sich, dass der dimensionslose Schub des Feldes von Mischungsverstärkern mit 0.6947 geringfügig kleiner ist als der des einzelnen

Mischungsverstärkers mit 0.6955. Der leichte Gewinn an Mischungsgrad scheint also durch den etwas zunehmenden Druckverlust zunichte gemacht zu werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das untersuchte Feld von Mischungsverstärkern keine nennenswerten Vorteile zum einzelnen Mischungsverstärker aufweist. Dies kann darin begründet sein, dass der Abstand der einzelnen Mischungsverstärker im Feld zu gering war. Der verwendete Abstand ist der optimale bei einem Feld von Mischungsverstärkern in einer geraden Scherschicht und wurde der Literatur entnommen. Da sich im vorliegenden Fall die Wirbel zu schnell vereinigen und es zu keiner Verstärkung kommt, kann vermutet werden, dass der optimale Abstand für eine gekreuzte Scherschicht größer ist.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Die schnelle Vermischung zweier Strahlen bei möglichst geringen Verlusten ist in vielen Bereichen der Technik von großer Bedeutung. Als Beispiel führt die Vermischung beider Strahlen vor der Düse im Zweikreis-Turbinenluftstrahltriebwerk (ZTL) zu einer Schubsteigerung bzw. zu sinkendem Treibstoffverbrauch und zu einer Lärmreduktion. Die in heutigen Triebwerken gebräuchlichste Form von solchen Abgasmischern ist der sogenannte Blütenmischer. Da aber auch er keine vollständige Mischung bei den vorhandenen kurzen Mischungsstrecken generieren kann, wird in der heutigen Zeit intensiv daran gearbeitet die Mischung in solchen Blütenmischern zu verbessern. Eine der Möglichkeiten ist der Einsatz von Mischungsverstärkern am Mischer. Diese ist Thema der vorliegenden Arbeit. Hierbei wurden Mischungsverstärker mit dreieckiger Form gewählt, die in der Literatur auch als sogenannte Tabs bekannt sind.

Gegenstand der Arbeit war die experimentelle und numerische Untersuchung von Mischungsverstärkern in konstant gekreuzter Scherschicht und im Blütenmischer. Ziel der Untersuchungen war es zum Einen die Wirkung von Mischungsverstärkern in konstant gekreuzten und mischerähnlichen Scherschichten zu untersuchen und zum Anderen möglichst herauszufinden, ob der Einsatz von Mischungsverstärkern in Blütenmischern die Möglichkeit einer Schubverbesserung bietet.

Die im Vorfeld durchgeführte umfassende Strömungssichtbarmachung zeigte wie sich die Strömung stromab eines Mischungsverstärkers in konstant gekreuzter und mischerähnlicher Scherschicht verhält. Da die Strömung stromab von Mischungsverstärkern in geraden Scherschichten in der Literatur recht gut untersucht ist, konnten hier die Unterschiede aufgezeigt werden.

Im Anschluss daran wurde eine Parameterstudie von verschiedenen Mischungsverstärkern in einer konstant gekreuzten Scherschicht in einem Niedergeschwindigkeitswindkanal durchgeführt. Des Weiteren wurden Mischungsverstärker in einem abgewinkelten Blütenmischer in einem Nieder- und einem Hochgeschwindigkeitswindkanal untersucht. Die hierbei verwendeten Messtechniken waren die pneumatische Fünflochsonde und ein Vorticity-Meter.

Neben den experimentellen Untersuchungen wurden numerische Simulationen durchgeführt, welche die Messungen unterstützten und erweiterten.

In weiteren analytisch-numerischen Untersuchungen wurde ein Mischungsmodell erzeugt, welches die Möglichkeit bietet verschiedenste Einflüsse auf die Mischung zu untersuchen.

Die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit sollen in den folgenden Punkten zusammengefasst werden.

Es konnte mit dem analytisch-numerisch erstellten Modell das von *Bräunling, 2001* aufgestellte optimale Bypassverhältnis für maximalen Schubgewinn von $BPR \in [2;3]$ bestätigt werden.

Bei der Umströmung eines Mischungsverstärkers in gerader Scherschicht entstehen, wie auch schon in früheren Untersuchungen von verschiedenen Autoren

beschrieben, zwei gleichstarke strömungsgerichtete entgegengesetzt drehende Wirbel, einer an jeder Mischungsverstärkergrundseitenecke. Dies konnte in Visualisierungen in der Luft und im Wasser gezeigt und mittels Fünflochsonde und Vorticity-Meter vermessen werden.

Die Mischungsverstärker führen in gekreuzten Scherschichten zu einer Asymmetrie in der Strömung. Hierbei verstärkt sich ein Wirbel bei gleichzeitiger Schwächung des anderen. Die Lage des Mischungsverstärkers relativ zur Anströmung bestimmt, welcher der beiden Wirbel verstärkt wird. Dieses Verhalten der Strömung konnte in Visualisierungen in der Luft und im Wasser und auch in quantitativen Messungen gezeigt werden.

Weiterhin konnte gezeigt werden, dass eine gegenseitige Beeinflussung zwischen beiden Wirbeln besteht. In der geraden und in der gekreuzten Scherschicht zeigte sich, dass sich die Wirbel mit steigender Stromabentfernung von der Ebene der Trennplatte weg bewegen. Darüber hinaus zeigte sich im Falle der gekreuzten Scherschicht eine dieser noch überlagerte Wechselwirkung. Hierbei wird der schwache Wirbel vom starken in der Art beeinflusst, dass er sich in Drehrichtung des starken um diesen herum wickelt. Dies geschieht in der Art wie im Planetengetriebe ein schnelleres Zahnrad ein langsamerer um sich herum dreht.

Bei weiterer Stromabentwicklung in gerader Scherschicht bildet sich bei der Betrachtung des Gesamtdruckes die sogenannte Omegastruktur mit zwei Gebieten minimalen Gesamtdruckes aus, welche die Wirkung des Mischungsverstärkers darstellt. Im Falle der gekreuzten Scherschicht wird diese Struktur in Richtung der Strömung, in welche der Mischungsverstärker geneigt ist, verzerrt.

Weiterhin zeigte sich, dass sich diese verzerrte Omegastruktur im Falle der gekreuzten Scherschicht mit steigender Stromabentfernung in horizontaler Richtung nur in der Richtung der Strömung, in die sie geneigt ist, ausbreitet.

Die Vorticity der Wirbel diffundiert mit steigender Stromabentfernung und die Wirbelstrukturen expandieren.

Anhand einer Ähnlichkeitsbetrachtung konnte eine Ähnlichkeitszahl für die Auslegung der Mischungsverstärker gefunden werden, die berücksichtigt werden muss, wenn die Streckung und Krümmung der Wirbellinien ähnlich sein soll.

Die Mischungsverstärker wurden in konstant gekreuzter Scherschicht und im abgewickelten Blütenmischer vermessen und daraus jeweils der Mischungsgrad und der Druckverlust bestimmt. Im Falle des Blütenmischer wurde darüber hinaus mit der ungestörten Scherschicht verglichen. Im Hochgeschwindigkeitskanal wurde die resultierende Schubänderung berechnet. Es zeigte sich, dass in allen Fällen der Mischungsgrad und der Druckverlust mit steigender Stromabentfernung wie erwartet steigen. Weiterhin konnte ein Schubgewinn durch den Einsatz von Mischungsverstärkern errechnet werden. Diese Werte sind allerdings unsicher, da die maximal möglichen Fehler aufgrund der geringen Größe des Schubgewinns in gleicher Größenordnung liegen wie der errechnete Gewinn.

Die im Niedergeschwindigkeitskanal durchgeführte Parameterstudie mit verschiedenen großen Mischungsverstärkern in konstant gekreuzter Scherschicht untersuchte die

Einflüsse der Mischungsverstärkerzahl, des Spitzenwinkels und des Neigungswinkels. Die Einflüsse von Mischungsverstärkerzahl und Neigungswinkel waren dabei größer als der Einfluss des Spitzenwinkels. Damit zeigte sich, dass die optimale Auslegung der Höhe des Mischungsverstärkers sehr viel wichtiger ist als seine Breite.

Die Versuche zur Positionierung des Mischungsverstärkers an der Blütenmischerflanke im Niedergeschwindigkeitskanal führten zu dem Ergebnis, dass die Position auf der Flankenmitte einen höheren Mischungsgradanstieg durch den Mischungsverstärker hervorruft als seine Position außerhalb der Flankenmitte. Der Druckverlustanstieg war bei beiden Positionen nahezu gleich.

Es wurde ein Feld von drei Mischungsverstärkern, die nebeneinander angebracht waren, untersucht. Der Abstand der Mischungsverstärker wurde hierbei zu 1.5-facher Mischungsverstärkerbreite gesetzt, was, wie der Literatur zu entnehmen, dem optimalen Abstand in gerader Scherschicht entspricht. Hierzu fanden Messungen im Niedergeschwindigkeitswindkanal statt und es wurden Rechnungen diesbezüglich für den Hochgeschwindigkeitskanal durchgeführt. Es zeigte sich, dass sich die diskreten Wirbel, die an den Mischungsverstärkern entstanden, sehr schnell zu einem etwas größeren verschmelzen. Dieser ist jedoch unwesentlich stärker als der, welcher beim einzelnen Mischungsverstärker entsteht. Die Omegastruktur ist nach dem Verschmelzen sehr ähnlich der des einzelnen, sie ist jedoch etwas gedehnter und breiter. Hierdurch verbreitert sich die Scherschicht jedoch erst einmal nicht. Sie verschiebt sich nur in Richtung der Strömung, in welche die Mischungsverstärker geneigt sind. Die Rechnungen zeigten darüber hinaus, dass sich der Mischungsgrad und der Druckverlust beim Verbund nicht signifikant änderte. Bis 200 mm stromab zeigt sich hierbei keine Änderung, erst danach nehmen beide Werte etwas zu. Die Berechnung des dimensionslosen Schubes zeigte, dass der Verbund keinen höheren Schub zum einzelnen Mischungsverstärker erzielt. Es ergibt sich sogar ein kleiner Verlust, der daraus resultiert, dass der erhöhte Druckverlust den Mischungsgradgewinn wieder aufzehrt. Diese Ergebnisse bezüglich eines Feldes von Mischungsverstärkern legen die Vermutung nahe, dass, wenn durch ein Feld von Mischungsverstärkern ein Gewinn erzeugt werden soll, hierbei der Abstand größer sein muss, damit sich die einzelnen Wirbel gegenseitig verstärken können.

Mit Hilfe des analytisch-numerisch erstellten Mischungsmodells konnten die Einflüsse einer Mischungsgradverbesserung und Druckverlusterrhöhung auf den Schub einzeln bestimmt werden. Es zeigte sich, dass beide Größen vom Bypass-Verhältnis des Triebwerkes und dem durch den Mischer bereits erreichten Mischungsgrad abhängen. Bei Triebwerken mit kleinen Bypass-Verhältnissen und geringem erreichten Mischungsgrad ist der Einfluss einer Mischungsgraderhöhung auf den Schub um ein Vielfaches höher als der Einfluss der Druckverlusterrhöhung. Bei großen Bypass-Verhältnissen in Kombination mit hohen erreichten Mischungsgraden durch den Mischer ist hingegen die Druckverlusterrhöhung die dominierende Einflussgröße. Damit lässt sich anhand der Erfahrungen zu den Mischungsgrad- und Druckverlusterrhöhungen der Mischungsverstärker aus der vorliegenden Arbeit sagen, dass der Einsatz eines Mischungsverstärkers in Triebwerken mit kleinem Bypass-Verhältnis und geringem erreichten Mischungsgrad durch den Mischer vielversprechend ist. In modernen Triebwerken mit großen Bypass-Verhältnissen und hohem bereits erreichten Mischungsgrad des Mixers selbst, ist die Einsetzbarkeit

von Mischungsverstärkern vor allem vom zusätzlich produzierten Druckverlust abhängig.

Da die Aussicht auf einen Schubgewinn durch den Einsatz von Mischungsverstärkern ein interessantes Potential bedeuten könnte, wäre es von großer Bedeutung dies quantitativ festzustellen. Da die zu erwartenden Schubgewinne sehr klein sind, ist eine Berechnung des Schubes aus Messdaten selbst mit kleinsten Fehlern schwierig. Aus diesem Grund wäre eine direkte Messung des Schubes die Lösung. Hierbei sollte dieser optimalerweise direkt am Triebwerk mit Hilfe einer Schubmesswaage bestimmt werden.

Weiterhin weist die Literatur für gerade Scherschichten ein erhebliches Potential bei Verwendung von einem Feld von Mischungsverstärkern im Gegensatz zu einzelnen Mischungsverstärkern aus. Deshalb wäre es sinnvoll zu untersuchen, ob dies auch für die gekreuzte Scherschicht gilt. Hierbei könnte ein optimaler Abstand zwischen Mischungsverstärkern in einem Feld für gekreuzte Scherschichten ermittelt werden, bei dem sich, ähnlich wie in geraden Scherschichten, die einzelnen Strukturen gegenseitig verstärken und somit zu einer Verbesserung der Durchmischung im Gegensatz zu den einzelnen führen.

Literatur

M.A. Abolfadl, A.K. Sehra, 1993

Experimental Investigation of Exhaust System Mixers for a high bypass Turbofan engine, AIAA 93-0022, 31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, January 11-14, 1993, Reno, NV

A. Abolfadl, M.A. Metwally, A.M. El-Messiry, M.A. Ali, 2001

Experimental Investigation of lobed mixer performance, Journal of Propulsion and Power, Vol. 17, No.5, pp. 1109-1116

K.K. Ahuja, 1993

Mixing Enhancement and Jet Noise Reduction Through Tabs plus Ejectors, AIAA 93-4347, 15th AIAA Aeroacoustics Conference, October 25-27, 1993, Long Beach, CA

A. Bakker, R.D. LaRoche, 2000

Modeling of the turbulent flow in HEV static mixers, Published in "The Online CFM Book" at <http://www.bakker.org/cfm>.

T. Barber, R.W. Paterson, S.A. Skebe, 1988

Turbofan forced mixer lobe flow modelling: Part 1 – Experimental and analytical assessment, NASA Contractor Report 4147, 1988

V.M. Belovich, M. Samimy, M.F. Reeder, 1996

Dual Stream Axisymmetric Mixing in the Presence of axial Vorticity, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No.1, pp. 178-185

S.F. Birch, G.C. Paynter, D.B. Spalding, D.G. Tatchell, 1978

Numerical modelling of three-dimensional flows in turbofan engine exhaust nozzles, Journal of Aircraft, Vol. 15, No.8, pp. 489-496

D.G. Bohl, J.K. Foss, 1996

Enhancement of Passive Mixing Tabs by the Addition of Secondary Tabs, AIAA 96-0545, 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 15-18, 1996, Reno, NV

D.G. Bohl, J.K. Foss, 1999

Near Exit Plane Effects caused by Primary and primary-plus-Secondary Tabs, AIAA Journal, Vol. 37, No.2, pp. 192-201

M.E. Booher, O. Kwon, A.B. Barta, B.R. Vittal, M.R. Krishnan, 1993

Development of an advanced exhaust mixer for a high bypass ratio turbofan engine, AIAA 93-2435, AIAA/SAE/ASME/ASME 29th Joint Propulsion Conference and Exhibit, June 28-30, 1993, Monterey, CA

L.J.S. Bradbury, A.H. Khadem, 1974

The distortion of a jet by tabs, J. Fluid Mechanics, Vol.70, Part 4, pp.801-813, 1975

- W.J.G. Bräunling, 2001
Flugzeugtriebwerke
VDI-Buch, Springer-Verlag ISBN 3-540-67585-X
- E.R. Cantwell, R.V. Westphal, R.D. Metha, 1985
Double-branched Vortex Generator, NASA-TM-88201
- R.R. Cullom, R.L. Johnsen, 1977
Altitude Engine Test of a Turbofan exhaust gas Mixer to Conserve Fuel
ASME Paper 77-GT-97, Gas Turbine Conference Philadelphia, 27.-31. März 1977
- S.C. Crow, F.H. Champagne, 1971
Orderly structures in Turbulence
Journal of Fluid Mechanics 48; 547
- T. DalBello, C.J. Steffen, Jr., 2001
Parametric Study of a Mixer / Ejector Nozzle with Mixing Enhancement Devices,
NASA/TM-2001-211341, AIAA-2002-0667, ICOMP-2001-02
- W.A. Eckerle, H. Sheibani, J.Award, 1990
Experimental measurements of vortex development downstream of a lobed forced mixer, 90-GT-27, Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, June 11-14, 1990, Brussels
- R. Elavarasan, Hui Meng, 1999
Flow Visualization study of role of coherent structures in a tab wake,
Fluid Dynamics Research, Vol. 27, Issue 3, pp. 183-197
- J.K Elliott, 1990
A Computational Investigation of the Fluid Dynamics of a Three-Dimensional, Compressible, Mixing Layer with Strong Streamwise Vorticity
Master of Science, Massachusetts Institute of Technology, June 1990
- J.K. Foss, K.B.M.Q. Zaman, 1996
Effect of a Delta Tab on Fine Scale Mixing in a Turbulent Two-Stream shear layer,
NASA Technical Memorandum 107131, AIAA-96-0546
- J.K. Foss, K.B.M.Q. Zaman, 1997
Optimal Configuration of an Array of Tabs for Mixing Enhancement in a Shear Layer,
AIAA Paper 97-0301
- J.K. Foss, K.B.M.Q. Zaman, 1998
Large and small-scale vortical motions in a shear layer perturbed by tabs,
J. Fluid Mech., Vol. 382, pp.307-329
- T.H. Frost, 1966
Practical Bypass Mixing Systems for Fan Jet Aero Engines,
The Aeronautical Quarterly, pp. 141-160
- R. Gran Olsson, 1936

Geschwindigkeits- und Temperaturverteilung hinter einem Gitter bei turbulenter Strömung; ZAMM 16; Heft 5; Oktober 1936; Seiten 257-267

D.C. Gregory-Smith, C.P. Graves, J.A. Walsh, 1987
Growth of Secondary Losses and Vorticity in an Axial Turbine Cascade
ASME 87-GT-114, Gas Turbine Conference and Exposition, Anaheim, 1987

A. Hartmann, 1964
Die optimale Auslegung des Zweikreistriebwerkes mit Strahlmischung,
Jahrbuch 1964 der WGLR, pp. 353-361

A. Hartmann, 1966
Experimentelle Untersuchungen über die Mischung bei Zweikreisturbinen-
luftstrahltriebwerken,
Jahrbuch 1966 der WGLR, pp. 303-314

H. Heikal, 1971
Untersuchung des Schaft- und Wandeinflusses bei aerodynamischen Messungen mit
Dreilochsonden in Strömungskanälen
Dissertation, TU Berlin

H. Heikal, 1980
Dreidimensionale Vermessung aerodynamischer Strömungen mit Hakensonden
Technisches Messen, tm 47, Heft 11, S. 417-421

J. Hourmouziadis, 1990
Selected unresolved problems in turbomachinery aerodynamics,
ASME/IGTI Fluid Dynamics of Turbomachinery, Iowa State University, Ames, 13-23
August 1990

H. Hui, T. Kobayashi, S. Wu, G. Shen, 1999
Changes to the vortical and turbulent structure of jet flows due to mechanical tabs,
ImechE 1999, Proceedings of the IMECH E Part C Journal of Mechanical
Engineering, Vol. 213, pp. 321-329

L. Huo-Xing, W. Shou-Sheng, 1995
Enhanced mixing of 2D lobed nozzles,
95-GT-339, International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition,
Houston, Texas, June 5-8, 1995

T.C. Island, W.D. Urban, M.G. Mungal, 1997
Mixing enhancement in compressible shear layers via sub-boundary layer
disturbances, Physics of Fluids, Vol. 10, No. 4, pp.1008-1020

M. Kaniewski, H.W. Hahne, N.K. Mitra, 1996
Mass transfer enhancement by longitudinal vortices, Heat and Mass Transfer, Vol. 32
Issue 3 (1997), pp. 163-166

H. Kobayashi, H. Oinuma, T. Sawamura, E. Outa, 1993

Effects of Tab Size on Supersonic Underexpanded Cold and Heated Jet Noise Suppression and Jet Thrust Loss, AIAA-93-4348, 15th AIAA Aeroacoustics Conference, October 25-27, 1993, Long Beach, CA

W.Konrad, M.Lötzerich, 1994
Numerical and experimental parameter studies of lobed mixers,
DGLR Jahrestagung, 4.-7. Oktober 1994, Erlangen

P.Koutmos, J.J.McGuirk, 1995
Velocity and Turbulence characteristics of isothermal lobed mixer flows,
Journal of Fluids Engineering, December 1995, Vol.117, pp. 633-638

J.P.Kreskovsky, W.R. Briley, H. McDonald, 1984
Investigation of mixing in a turbofan exhaust duct Part I&II,
AIAA Journal 22, 3&4, pp. 374-382 & 518-525

T.M. Liou, C.C. Chen, T.W. Tsai, 2000
Heat transfer and Fluid flow in a square duct with 12 different shaped vortex generators, Journal of Heat Transfer, Vol. 122, pp. 327-335

P.A. Liver, J.M. Wu, 1988
An Analysis of roll-up sheets from vortex generators, AIAA-88-0319, AIAA 26th Aerospace Sciences Meeting, January 11-14, 1988, Reno, NV

T.A. Manning, 1991
Experimental Studies of Mixing Flows with Streamwise Vorticity,
Master of Science, Massachusetts Institute of Technology, 1991

D.C. McCormick, 1992
Vortical and turbulent structure of planar and lobed mixer free-shear layers
Ph.D., University of Connecticut, 1992

D.C. McCormick, J.C. Bennett, 1993
Vortical and Turbulent Structure of a Lobed Mixer Free-Shear Layer,
AIAA 93-0219, 31st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, January 11-14, 1993,
Reno, NV

J. Mi, G.J. Nathan, 1999
Effect of small vortex-generators on scalar mixing in the developing region of a turbulent jet, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 42 Issue 21, pp. 3919-3926

Ch. Mundt, M.Wegner, 1999
Improvement of forced mixing in turbofan engines with respect to both noise and performance,
7. European Propulsion Forum "Aspects of engine/airframe integration", March 10-12, 1999, Pau

Ch. Mundt, J. Lieser, 2001
Performance improvement of propulsion system by optimisation of the mixing efficiency and pressure loss of forced mixers,

8. European propulsion Forum "Affordability and Environment-Key Challenges for Propulsion in the 21st Century", March 26-28, 2001, Nottingham

W. Nitsche, 1994
Strömungsmesstechnik
Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York

G.C. Oates, 1984
Performance Estimation for Turbofans with and without mixers,
J. Propulsion, Vol. 1, No. 3, pp. 252-256

M.N. O'Sullivan, J.K.Krasnodebski, I.A. Waitz, E.M. Greitzer, C.S. Tan, 1996,
Computational study of Viscous Effects on Lobed Mixer Flow Features and
Performance, Journal of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 3, pp. 449-456

R.W. Paterson, 1984
Turbofan mixer nozzle flow field – A Benchmark experimental study,
ASME, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, July 1984, Vol.106, pp.
692-698

H. Pearson, 1962
Mixing of Exhaust and Bypass Flow in a Bypass Engine,
Journal of the Royal Aeronautical Society, Vol. 66, pp. 528-530

W. Presz, Jr., R.F. Blinn, 1987
Short Efficient Ejector Systems, AIAA-87-1837, AIAA/SAE/ASME/ASEE 23rd Joint
Propulsion Conference, June 29-July 2, 1987, San Diego, California

Y.J. Qiu, 1992
A Study of streamwise Vortex enhanced mixing in lobed mixer devices,
Doctor of Philosophy, Massachusetts Institute of Technology, June 1992

H. Reichardt, 1944
Impuls- und Wärmeaustausch in freier Turbulenz; ZAMM 24; 268

K. Rubner, D. Bohn, 1972
Verfahren für die Auswertung der Messergebnisse von Strömungs sonden durch
mehrdimensionale Approximation der Eichkurven und Eichflächen
Z. Flugwiss. 20, Heft 1 / 2, S. 36-42

M. Samimy, K.B.M.Q. Zaman, M.F. Reeder, 1993
Effect of Tabs at the nozzle lip on the flow and noise field of an axisymmetric jet,
AIAA J. 31, 609 (1993)

H. Schlichting, 1964
Grenzschicht Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 5. Auflage

N. Schröder, J. Hourmouziadis, 1997
Design and Calibration of a double stream wind tunnel
CEAS European Forum Wind Tunnels and Wind Tunnel Test Techniques,
Cambridge; P49.1 – P49.8

N. Schröder, 2000

Die gekreuzte Scherschicht, VDI, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 7, Nr. 380

S.A. Skebe, R.W. Paterson, T. Barber, 1988

Experimental investigation of three-dimensional forced mixer lobe flow fields, AIAA Paper AIAA-88-3785

U. Strecker, 2003

Untersuchung der Mischungsvorgänge an einem abgewickelten Zwangsmischer, VDI, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 7, Nr. 452

G.I. Taylor, 1932

The transport of vorticity and heat through fluids in turbulent motion, Appendix von A. Fage und V.M. Falkner, Proc. Roy. Soc. A 135, 685-705

St. Tiggelbeck, N.K. Mitra, M.Fiebig, 1994

Comparison of wing-type vortex generators for heat transfer enhancement in channel flows, Journal of Heat Transfer, Vol. 116, pp. 880-885

J.M. Wallace, J.F. Foss, 1995

The measurement of vorticity in turbulent flows
Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 27, pp. 469-514

M. Wegner, J. Lieser, Ch. Mundt, 1999

Lärm- und leistungsoptimierter Strahlmischer,
DGLR-JT99-82 zur DGLR Jahrestagung, September 27-30, 1999, Berlin

M.J. Werle, R.W.Paterson, W.M.Presz, Jr., 1987

Flow Structure in a Periodic axial vortex array,
AIAA-87-0610, AIAA 25th Aerospace Sciences Meeting, January 12-15, 1987, Reno

S.C.M. Yu, J.H. Yeo, K.L.The, 1995

Velocity measurements downstream of a lobed-forced Mixer with different trailing-edge Configurations, Journal of Propulsion and Power, Vol. 11, No. 1, pp. 87-97

S.C.M. Yu, X.G. Xu, 1997

Turbulent mixing of coaxial nozzle flows with a central-lobed mixer,
Journal of Propulsion and Power, Vol. 13, No. 4, pp. 517-524

S.C. Yu, Y.X. Hou, S.C. Low, 1998

The flow characteristics of a confined square jet with mixing tabs,
Proceedings of the I MECH E Part G Journal of Aerospace Engineering, Vol. 212, pp. 63-76

S.C.M. Yu, Y. Hou, W.K. Chan, 2000

Scarfig and Scalloping effects on lobed forced mixer at low-speed conditions,
Journal of Propulsion and Power, Vol. 16, No.3, pp. 440-448

S.C.M. Yu, P.K. Koh, L.P. Chua, 2000

An Experimental Investigation of two-stream Mixing Flow with a single Delta Tab,

International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 22; pp. 62-71

S.C.M. Yu, P.K. Koh, 2001

Experimental Investigation of Two-stream Mixing flow with multiple Tabs,
AIAA Journal, Vol. 39, No. 6, pp.996-1005

K.B.M.Q. Zaman, M. Samimy, M.F. Reeder, 1991

Effect of tabs on the evolution of an axisymmetric jet,
NASA-TM-104472

K.B.M.Q. Zaman, M.F. Reeder, M. Samimy, 1994

Control of an axisymmetric jet using vortex generators,
Phsy. Fluids, Vol. 6, No. 2, pp.778-793, NASA-CR-204348

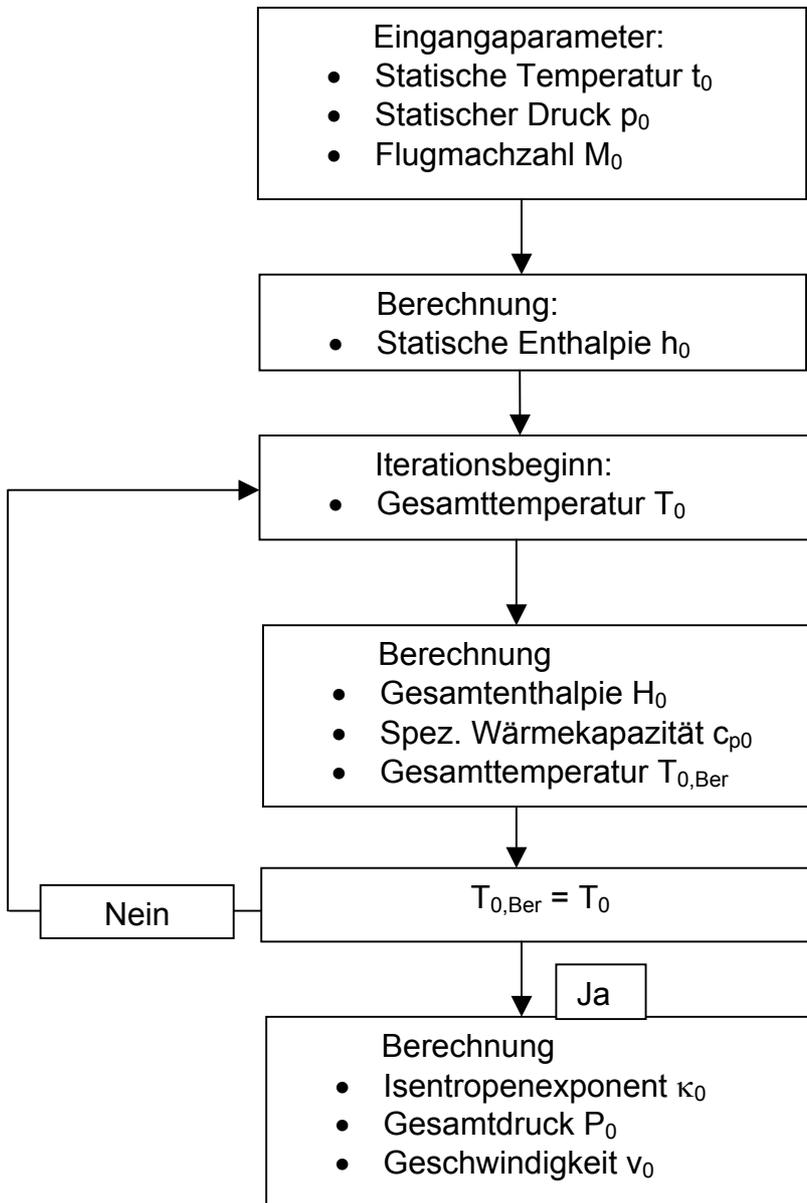
K.B.M.Q. Zaman, 1994

Effect of Delta Tabs on Mixing and Axis switching in jets from asymmetric nozzles,
AIAA-94-0186, 32nd Aerospace Sciences meeting and Exhibit, January 10-13, 1994,
Reno, NV

Anhang

Flussdiagramm

Ebene 0



Ebene 2

Eingangsparameter:

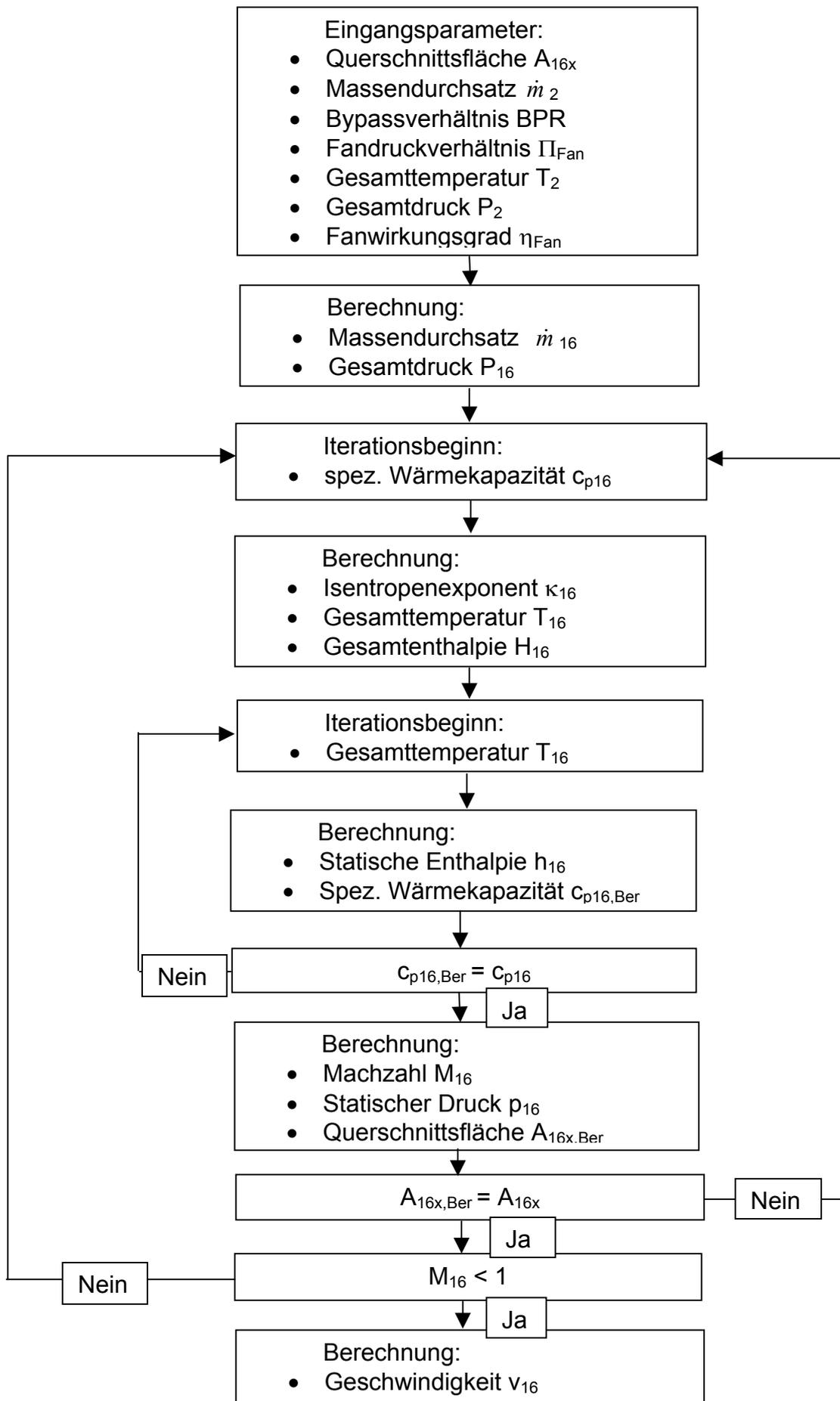
- Gesamtdruck P_0
- Gesamttemperatur T_0
- Querschnittsfläche A_{2x}
- Machzahl M_2
- Idealer Einlauf



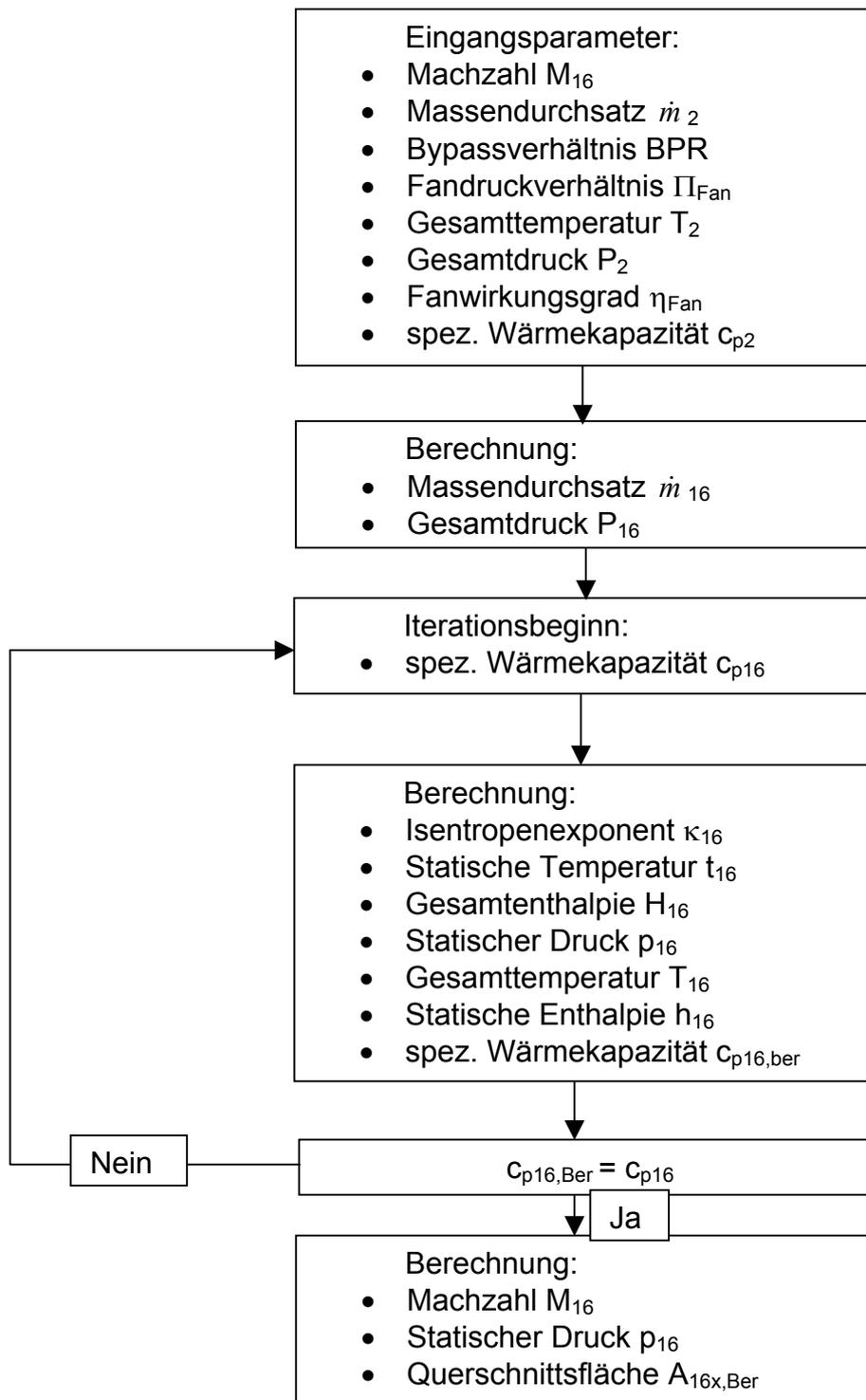
Berechnung:

- Gesamttemperatur T_2
- Isentropenexponent κ_2
- Statische Temperatur t_2
- Gesamtdruck P_2
- Statischer Druck p_2
- Massendurchsatz \dot{m}_2
- Statische Enthalpie h_2
- Gesamtenthalpie H_2
- Spez. Wärmekapazität c_{p2}
- Geschwindigkeit v_2

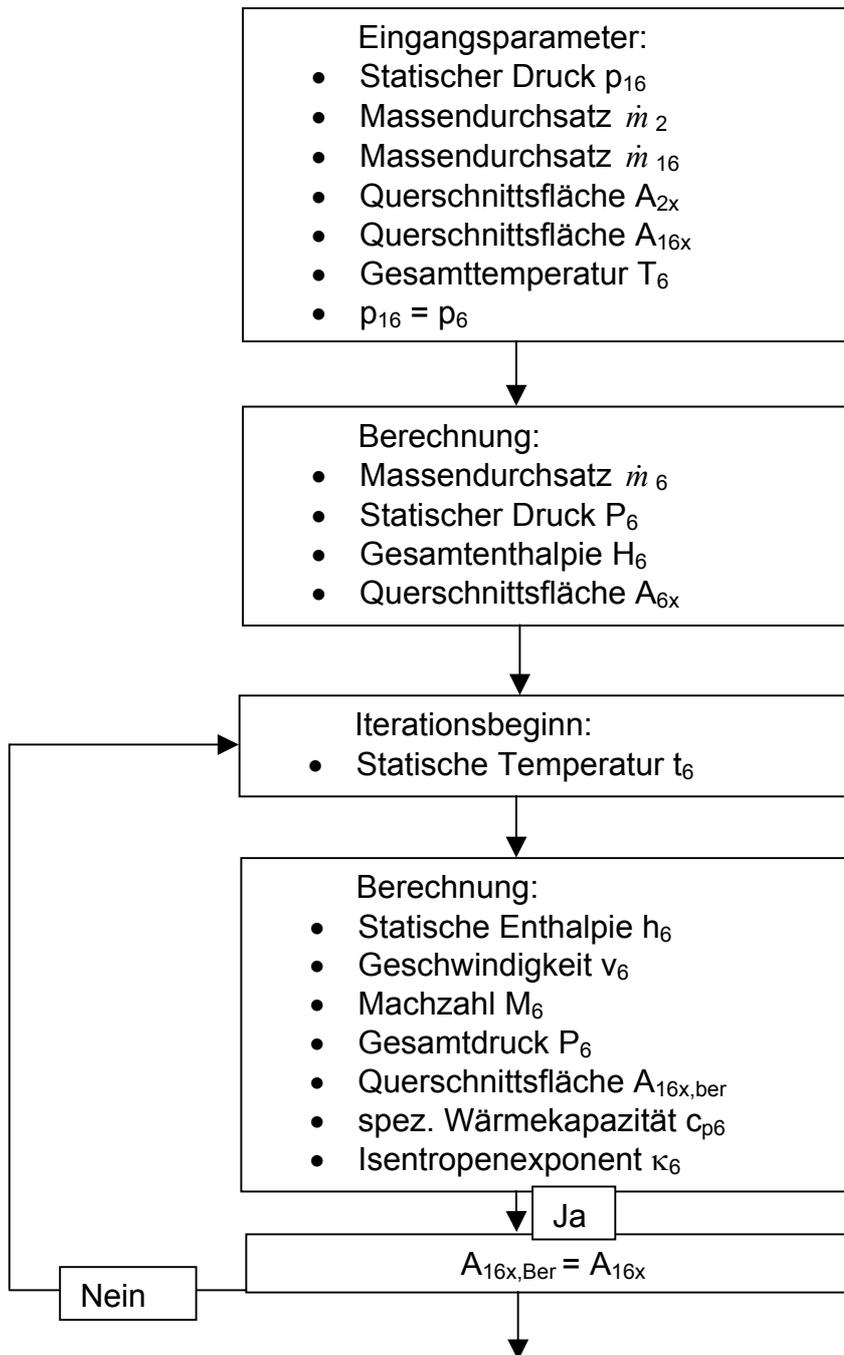
Ebene 16 (Querschnittsfläche als Eingabe)



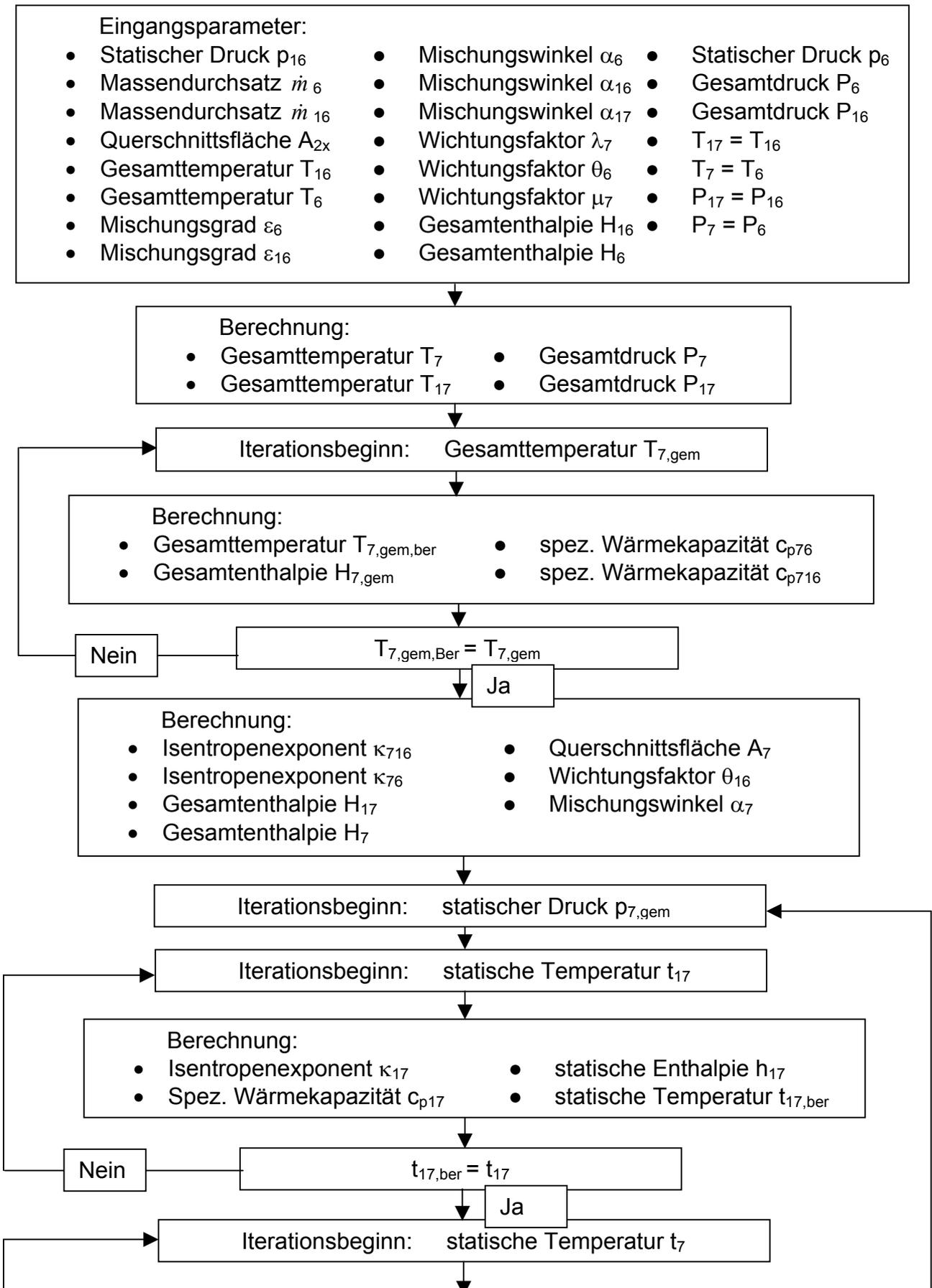
Ebene 16 (Machzahl als Eingabe)

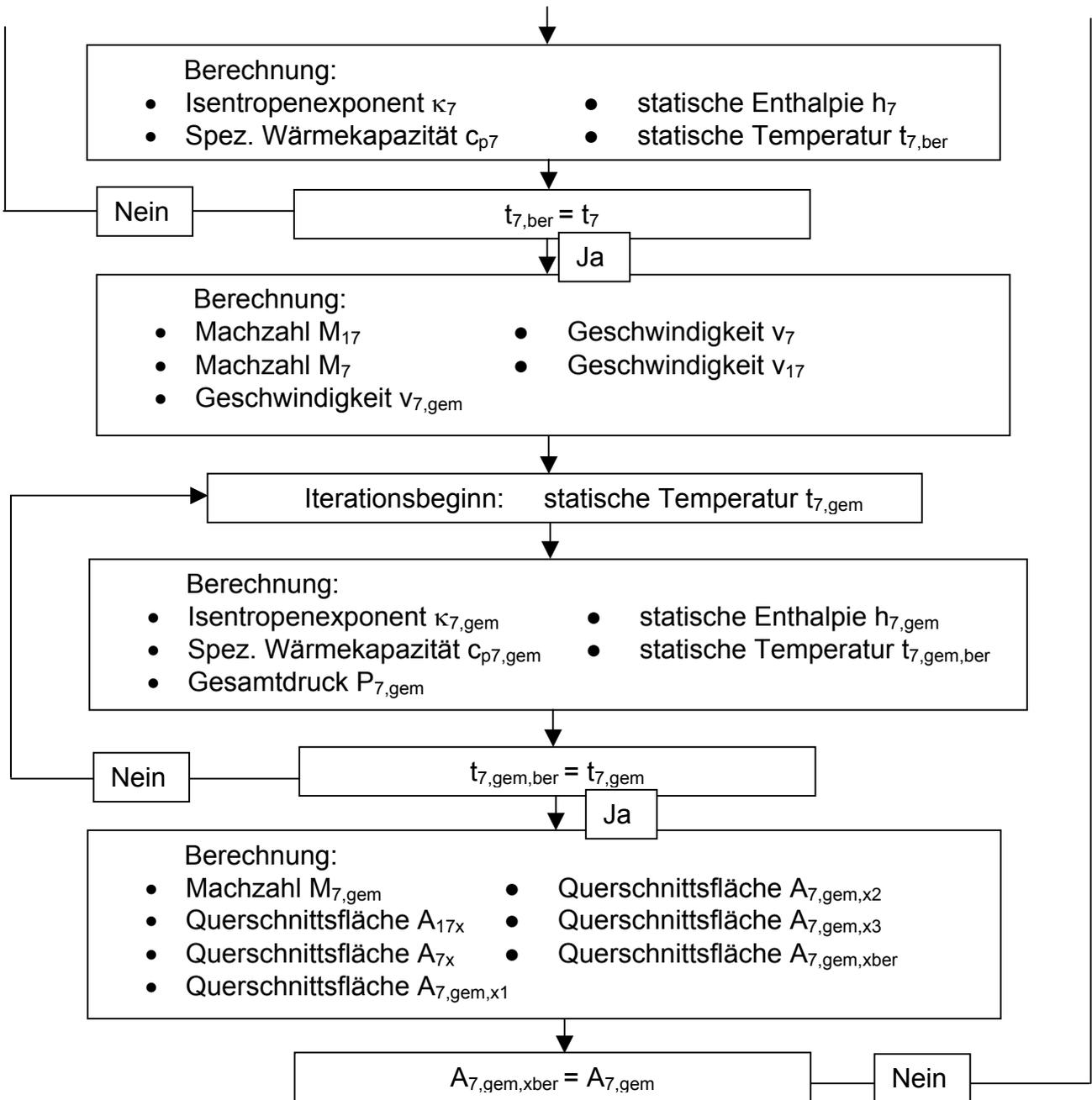


Ebene 6

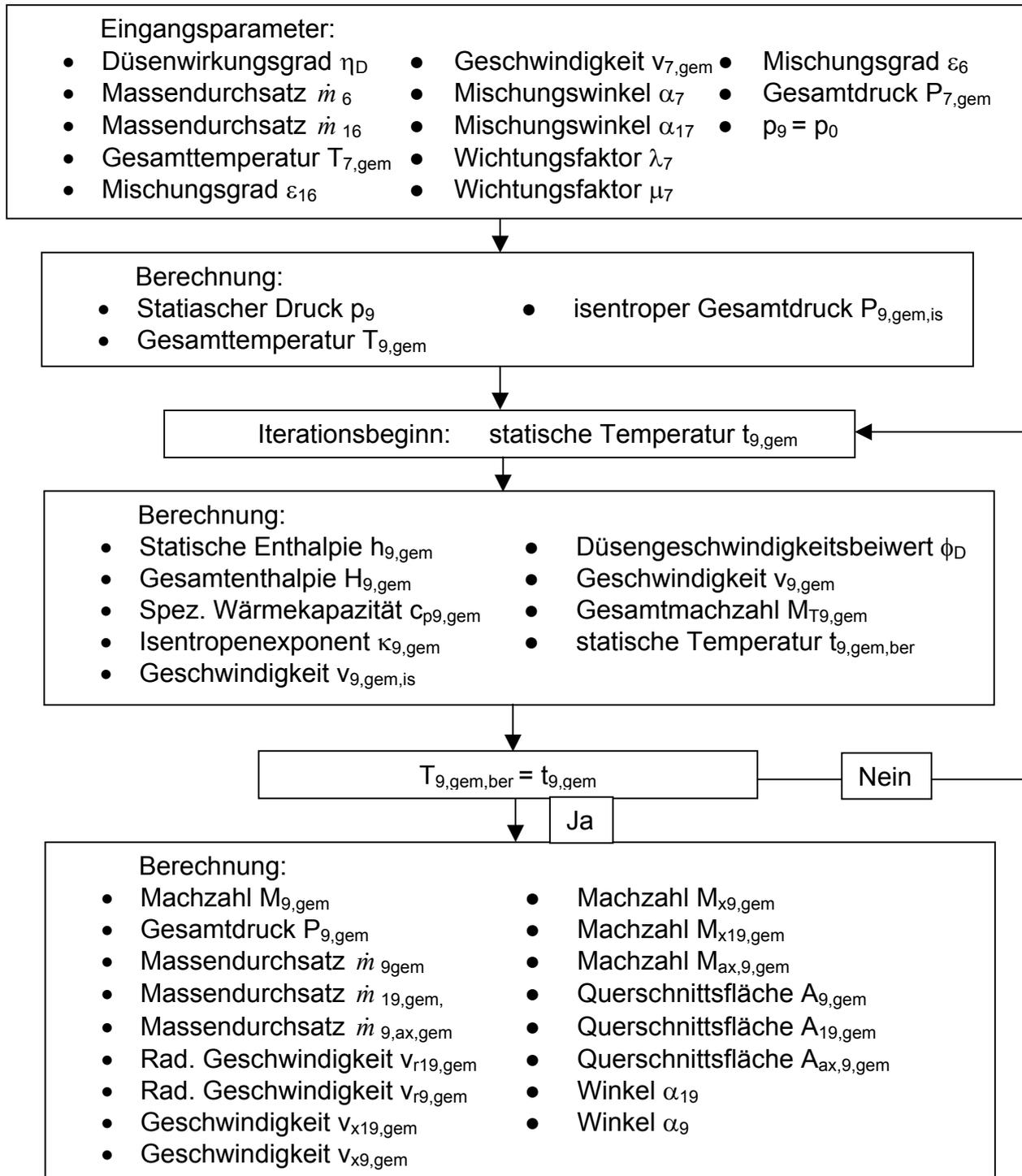


Ebene Mischung

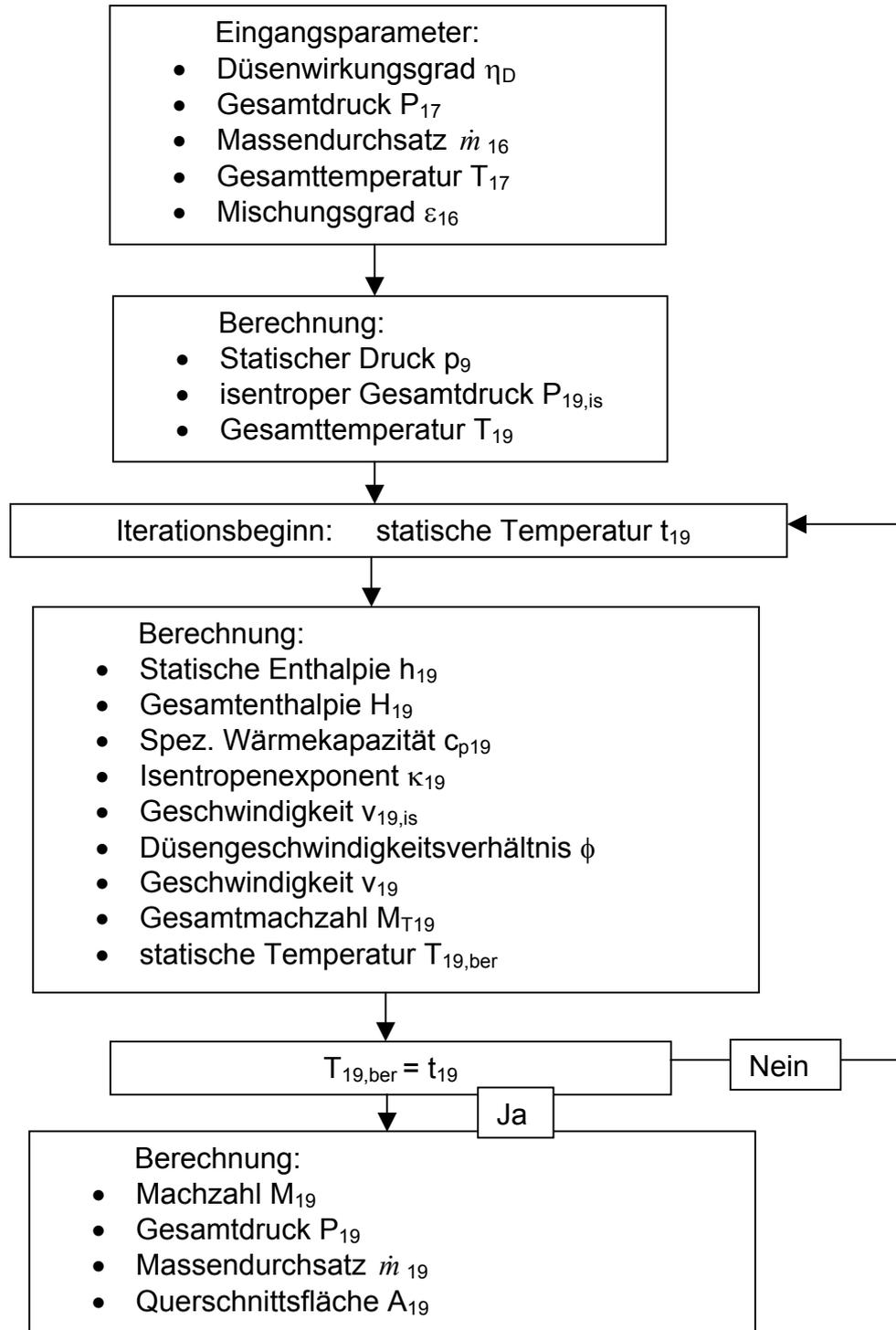




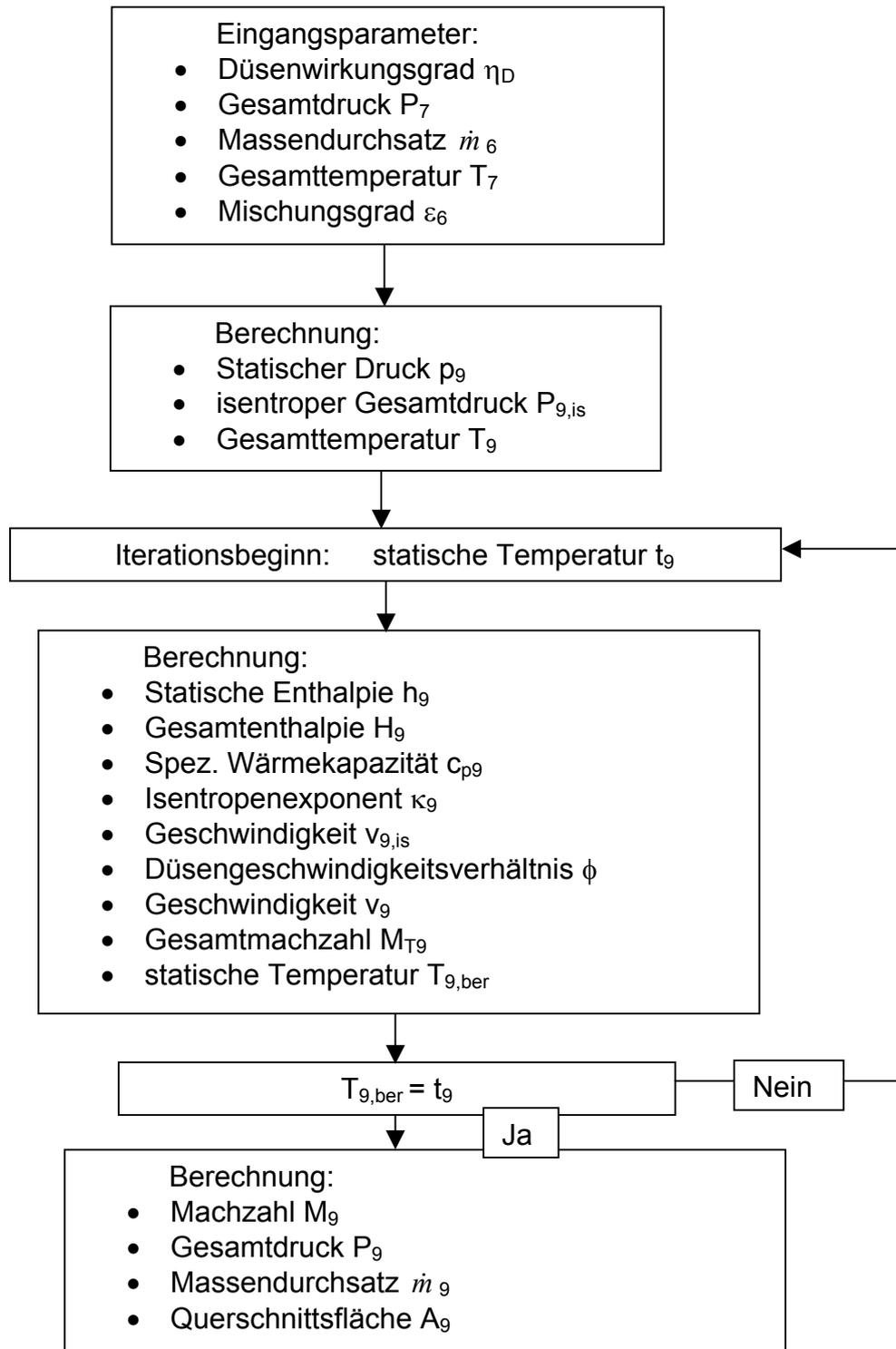
Ebene 9,gem



Ebene 19



Ebene 9



Ebene Schuberechnung

Eingangsparameter:

- Mischungsgrad ε_6
- Mischungsgrad ε_{16}
- Massendurchsatz \dot{m}_6
- Massendurchsatz \dot{m}_{16}
- Wichtungsfaktor λ_7
- Wichtungsfaktor μ_7
- Geschwindigkeit v_{19}
- Geschwindigkeit v_9
- Geschwindigkeit $v_{9,\text{gem}}$
- Geschwindigkeit $v_{x,9,\text{gem}}$
- Geschwindigkeit $v_{x,19,\text{gem}}$



Berechnung:

- Gem Schubkraft F_{aus}
- Gem Schubkraft F_{ung}
- Schubverhältnis verhältnis
- Schubverhältnis Prozent