

**Untersuchungen zum laminar-turbulenten Transitionsprozess  
bei Anregung und Dämpfung schräglaufernder  
Tollmien-Schlichting-Wellen**

**Ulrich Knörschild**

Dresden, Januar 2001

**Untersuchungen zum laminar-turbulenten Transitionsprozess  
bei Anregung und Dämpfung schräglaufernder  
Tollmien-Schlichting-Wellen**

Von der Fakultät für Maschinenwesen  
Institut für Luft- und Raumfahrttechnik  
der Technischen Universität Dresden

zur

Erlangung des akademischen Grades  
Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

angenommene Dissertation

Tag der Einreichung: 31.03.2001

Tag der Verteidigung: 21.01.2002

Dipl.-Ing. Ulrich Knörschild  
geb. am 19.06.1967 in Chemnitz

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. R. Grundmann  
Prof. Dr.-Ing. P. Költzsch  
Privatdozent Dr.-Ing. U. Rist

Prof. Dr.-Ing. Huhn  
Vorsitzender der Promotionskommission

## **Vorwort**

*Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Luft- und Raumfahrttechnik der Technischen Universität Dresden. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. R. Grundmann, der mich auf die Thematik aufmerksam machte. Er unterstützte einen Antrag an die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) für das Verbund-Schwerpunktprogramm „Transition“ entscheidend und gab mir Gelegenheit, dieses Forschungsthema am Lehrstuhl für Luft- und Raumfahrttechnik zu bearbeiten. Besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Brechling für die intensive und konstruktive Zusammenarbeit, vor allem während der zahlreichen Messperioden.*

*Weiterhin bedanke ich mich bei Herrn Dr.-Ing. H. Siemens, Herrn Dipl.-Ing. R. Buckisch und Herrn Dr.-Ing. K. Költzsch für ihre kontinuierliche Unterstützung, ihre vielseitigen Diskussionsbeiträge und ihre tatkräftige Zusammenarbeit auch in der Zeit nach meiner Anstellung am Institut. Nicht zuletzt gilt mein Dank allen Kollegen des Themenkreises III des Schwerpunktprogramms „Transition“, vor allem Herrn Dr. U. Rist und Herrn Dipl.-Ing. C. Gmelin, die meine Arbeit mit numerischen Simulationen ergänzten. Zum Erfolg dieser Arbeit trugen speziell auch die Mitarbeiter der mechanischen Werkstätten der Universität Dresden bei, Herr P. Nüscke und Herr S. Borkmann. Sie haben mit ihrer Liebe zum Detail und einer hochpräzisen Fertigung einen sehr guten Versuchsstand realisiert und somit die Grundlage für die durchgeführten Experimente geschaffen.*

*Meiner Familie und meiner Lebenspartnerin möchte ich ganz besonders danken. Nur durch ihre ständige Unterstützung während der vielen Jahre und vor allem während der letzten Monate war der Abschluss dieser Arbeit parallel zu meiner neuen Tätigkeit überhaupt möglich. Abschließend bedanke ich mich herzlich bei allen bisher nicht erwähnten Kollegen für ihre mir erwiesene Hilfe.*

*Alle notwendigen Programme zur Steuerung der 5-Achs-Traversierung, Datenerfassung der Hitzdrahtmesstechnik, Datenfilterung, Datenauswertung und Visualisierung wurden von mir erstellt und stehen dem Institut für weitere Arbeiten zur Verfügung. Diese Arbeit wurde durch das Ministerium für Forschung und Technologie und durch die DFG gefördert.*

*Weissach, Januar 2001*

*Ulrich Knörnschild*

# INHALTSVERZEICHNIS

<b>Symbolverzeichnis.....</b>	<b>i</b>
<b>1 Einführung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Grundlagen.....	1
1.2 Stand der Forschung.....	3
1.2.1 <i>Zweidimensionale Grenzschichten</i> .....	6
1.2.2 <i>Dreidimensionale Grenzschichten</i> .....	10
1.2.3 <i>Lineare Stabilitätstheorie</i> .....	14
1.2.4 <i>Rezeptivität</i> .....	15
1.2.5 <i>Experimentelle Untersuchungen</i> .....	17
1.2.6 <i>Passive und aktive Transitionsbeeinflussung</i> .....	18
1.3 Aufgaben und Ziele der eigenen Arbeit.....	20
<b>2 Grundlagen.....</b>	<b>23</b>
2.1 Versuchsaufbau.....	24
2.1.1 <i>Hitzdrahtmesstechnik</i> .....	27
2.1.2 <i>Abschätzung Mittelungszeit, Messwertanzahl</i> .....	29
2.2 Untersuchung der Grundströmung.....	32
2.2.1 <i>Druckverteilung</i> .....	32
2.2.2 <i>Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht</i> .....	33
2.3 Signalform des Störerzeugers.....	37
2.3.1 <i>Spannweitige Abhängigkeit des erzeugten Störsignals</i> .....	38
2.3.2 <i>Abhängigkeit des erzeugten Störsignals von der Anregungsstärke</i> .....	40
2.4 Lage der Störschlitze bei verschiedenen Initialisierungswinkeln der Störwelle...	42
2.5 Grundlagen zum Vergleich zwischen experimentellen Messungen und numerischen Berechnungen.....	43
2.5.1 <i>Numerische Approximation der experimentellen Grenzschichtprofile</i> .....	43
2.5.2 <i>Grundlagen der linearen Stabilitätstheorie</i> .....	45
2.6 Grundlagen der Visualisierung.....	48
<b>3 Ergebnisse der Visualisierung.....</b>	<b>50</b>
3.1 Winkelabhängigkeit der TSW-Entwicklung.....	50
3.2 Zeitabhängigkeit der TSW-Entwicklung.....	52
<b>4 Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen.....</b>	<b>56</b>

4.1	Voruntersuchungen zur Gleichverteilung der Störerzeugung in spannweiti- ger Richtung .....	56
4.2	Spannweite Abhängigkeiten der Störwelle .....	60
4.3	Entwicklung der Störwelle stromab .....	66
	4.3.1 <i>Anfachungsraten</i> .....	66
	4.3.2 <i>Phasenlage</i> .....	69
	4.3.3 <i>Phasengeschwindigkeit</i> .....	70
	4.3.4 <i>Wellenlänge</i> .....	72
4.4	Störanfächung stromab bei verschiedenen Abhängigkeiten .....	73
	4.4.1 <i>Störanfächung der geraden TSW in Abhängigkeit vom SPL</i> .....	73
	4.4.2 <i>Störanfächung der TSW in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz</i> .....	74
	4.4.3 <i>Störanfächung der TSW in Abhängigkeit vom Winkel der TSW</i> .....	78
	4.4.4 <i>1D-Phasenprofile</i> .....	82
<b>5</b>	<b>Untersuchungen zur Dämpfung schräglaufer Moden .....</b>	<b>86</b>
5.1	Grundlegende Betrachtungen zur aktiven Dämpfung .....	86
5.2	Experimente zur aktiven Dämpfung der geraden TSW (0°) .....	90
	5.2.1 <i>Amplitudenverlauf mit und ohne Dämpfung</i> .....	90
	5.2.2 <i>Turbulenzgrad mit und ohne Dämpfung</i> .....	91
	5.2.3 <i>Dämpfungsgrad</i> .....	93
5.3	Entwicklung der gedämpften Störampplitude stromab .....	95
5.4	Ergebnisse der Dämpfung für eine schräglaufernde TSW (20°) .....	97
	5.4.1 <i>Amplitudenverlauf mit und ohne Dämpfung</i> .....	97
	5.4.2 <i>Turbulenzgrad mit und ohne Dämpfung</i> .....	99
	5.4.3 <i>Dämpfungsgrad</i> .....	100
5.5	Ergebnisse der Dämpfung in Abhängigkeit des Schräglauferwinkels der TSW ...	102
	5.5.1 <i>Amplitudenverlauf der u- und v- Komponenten</i> .....	102
	5.5.2 <i>Dämpfungsgrad der u- und v- Komponenten</i> .....	103
5.6	Strömungsparameter bei Störungseinkopplung in die Grenzschicht – TSW 20°	105
	5.6.1 <i>Nahfelduntersuchung – Stromabentwicklung</i> .....	105
	5.6.2 <i>Nahfelduntersuchung - Anfächung</i> .....	113
	5.6.3 <i>Nahfelduntersuchung – Dämpfung</i> .....	115
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick .....</b>	<b>118</b>
	<b>Literaturverzeichnis .....</b>	<b>125</b>

## **Bildverzeichnis**

### **Anhang**

- I – Geschwindigkeitsprofile der ungestörten Strömung; Positionsabhängigkeit
- II – Geschwindigkeits- und Turbulenzgradprofile der ungestörten Strömung;  
Positionsabhängigkeit
- III – Stabilitätsdiagramme; Winkelabhängigkeit
- IV – Geschwindigkeitsprofile bei Anregung und Dämpfung der TSW ( $F = 133$ ); Winkel-  
und Positionsabhängigkeit
- V – Störampplitudenprofile der u-Komponente, bei Anregung und Dämpfung der TSW  
( $F = 133$ ); Winkel- und Positionsabhängigkeit
- VI – Störampplitudenprofile der v-Komponente, bei Anregung und Dämpfung der TSW  
( $F = 133$ ); Winkel- und Positionsabhängigkeit
- VII – Dämpfungsgradprofile der u-Komponente der TSW ( $F = 133$ );  
Winkel- und Positionsabhängigkeit
- VIII – Dämpfungsgradprofile der v-Komponente der TSW ( $F = 133$ );  
Winkel- und Positionsabhängigkeit

## SYMBOLVERZEICHNIS

## Lateinische Buchstaben

$A, a, Amp$		Amplitude	
$A_0$		Anfangs-Amplitude	
$b$	m	Breite (in y-Richtung)	
$c$	$\frac{m}{s}$	Wellenfortpflanzungsgeschwindigkeit	
$c_p$	-	Druckbeiwert	$c_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{\rho}{2} u_\infty^2}$
$c_{ph}$	$\frac{m}{s}$	Phasengeschwindigkeit in x-Richtung	$c_{ph} = \frac{2\pi \cdot f}{\frac{d\Phi}{dx}}$
$c_x$	-	Komplexe Phasengeschwindigkeit in x-Richtung	$c_x = \frac{\beta}{\alpha}$
$d_i$	m	Innendurchmesser	
$F$	-	dimensionslose Frequenz	$F = \frac{2\pi \cdot f \cdot \nu}{u_\infty^2} \cdot 10^6$
$f$	Hz	Frequenz	$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{T}$
$grad c_p$	$\frac{1}{m}$	Druckgradient	
$H$	-	Grenzschichtformparameter	$H = \frac{\delta^*}{\delta^{**}}$
$l$	m	Länge (in x-Richtung)	
$m$	$\frac{Grad}{m}$	Anstieg der Approximationsfunktion	
$N, n$	-	Anzahl, Meßpunkte	
$p$	Pa	Druck	
$p_{eff,0}$	Pa	Bezugsschalldruck, effektiver Schalldruck an Hörschwelle, nach DIN 45630 $p_{eff,0} = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa	
$Re_{\delta^*}$	-	Reynoldszahl, gebildet mit $\delta^*$	$Re = \frac{u_\infty \cdot \delta^*}{\nu}$

$Re_{krit}$	-	kritische Reynoldszahl, gebildet mit Bezugslänge $\delta^*$
$s$	m	Plattenlauflänge von der Plattenvorderkante
$sv$	m	virtuelle Plattenlauflänge von der Plattenvorderkante
$SPL$	dB	Schalldruckpegel ( $L_p$ ) Sound Pressure Level
		$SPL = 20 \cdot \log \frac{P_{eff}}{P_{eff,0}}$
$t$	s	Zeit
$T$	s	Periodendauer; Zeit
$Tu$	-	Turbulenzgrad, bei isotroper Turbulenz: $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$
		$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{u_\infty}$
$u, v, w$	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeitskomponente der Gesamtströmung
$u', v', w'$	$\frac{m}{s}$	Störgeschwindigkeitskomponente
$u_\delta$	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit am Grenzschichttrand
$u_\infty$	$\frac{m}{s}$	Geschwindigkeit der ungestörten Anströmung
$\bar{u}$	$\frac{m}{s}$	zeitlich gemittelte Geschwindigkeitskomponente
$\hat{u}$		auf $u_\infty$ bezogene Geschwindigkeitskomponente $\bar{u}$
$x, y, z$	m	Plattenkoordinatensystem x in Stromabrichtung, y in Spannweitenrichtung, z normal zur Plattenoberfläche
$x/l, y/b, z/\delta$	-	normierte Längen der Plattenkoordinaten x/l – in x-Richtung normiert mit der Plattenlänge (1m) y/b – in y-Richtung normiert mit der Plattenbreite (1m) z/δ - in z-Richtung normiert mit der örtlichen (x, y) Grenzschichtdicke



**Abkürzungen**

<i>CTA</i>		Constant Temperature Anemometer
<i>DFG</i>		Deutsche Forschungsgemeinschaft
<i>DLR</i>		Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
<i>DNS</i>		Direkte numerische Simulation (Direct Numerical Simulation)
<i>FFT</i>		Fast-Fourier-Transformation
<i>FSC</i>		Falkner-Skan-Cooke
<i>IIR</i>		Impulse dominierter Filter (Impulse Resolved)
<i>ILR</i>		Institut für Luft- und Raumfahrttechnik
<i>LDA</i>		Laser-Doppler-Anemometrie
<i>LST</i>		Lineare Stabilitäts-Theorie (Linear Stability Theory)
<i>Max, Min</i>		Maximal-, Minimalwert
<i>MSE</i>		Modified Super Ellipse
<i>NOLOT</i>		nichtlineare Stabilitätstheorie
<i>PIV</i>		Particle Image Velocimetry
<i>PSE</i>		Parabolizes Stability Equations
<i>RMS</i>	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Root-Mean-Square, Wurzel aus dem Mittelwert des Schwankungsquadrates (entspricht der Standardabweichung von $u'$ )
		$u_{RMS} = \sqrt{u'^2} = \sqrt{\frac{1}{t} \int (u(t) - \bar{u})^2 dt}$
<i>TS</i>		Tollmien-Schlichting
<i>TSW</i>		Tollmien-Schlichting-Welle
<i>2D, 3D</i>		zwei-, dreidimensional

**Griechische Symbole**

$\alpha$	$\frac{1}{\text{m}}$	Komplexe Wellenzahl in Stromabrichtung $\alpha = \alpha_r + i \cdot \alpha_i$
$\alpha_r$	$\frac{1}{\text{m}}$	Wellenzahl in Stromabrichtung $\alpha_r = \frac{2\pi}{\lambda_x} = \frac{d\Phi}{dx}$

$\alpha_i$	$\frac{1}{\text{m}}$	räumliche Anfachungsrate in Stromabrichtung
$\beta_H$	-	Keilwinkel der Falkner-Skan-Strömung (Hartree-Parameter)
$\beta$	$\frac{1}{\text{s}}$	Komplexe Kreisfrequenz $\beta = \beta_r + i \cdot \beta_i$
$\beta_r$	$\frac{1}{\text{s}}$	Kreisfrequenz $\beta_r = 2\pi \cdot f$
$\beta_i$	$\frac{1}{\text{s}}$	zeitliche Anfachungsrate
$\delta$	m	Grenzschichtdicke, bei 99% von $u_\infty$
$\delta^*$	m	Verdrängungsdicke
$\delta^{**}$	m	Impulsverlustdicke
$\varepsilon$	-	relative Abweichung
$\Phi$	Grad [°]	Phasenwinkel der Geschwindigkeitsschwankungen für die entsprechende Frequenz der Tollmien-Schlichting-Welle
$\gamma$	$\frac{1}{\text{m}}$	(Quer-) Wellenzahl in Spannweitenrichtung $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_z}$
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\Lambda$	-	Pohlhausen-Formparameter, zur Vermeidung von Vorderkantenablösung $\Lambda = -12$
$\nu$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Zähigkeit, $\nu_{\text{Luft}} \approx 15 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
$\sigma$	Grad [°]	Schräglaufwinkel der Störwelle bezüglich der Platten-vorderkante $\sigma = \arctan\left(\frac{\gamma}{\alpha_r}\right)$
$\omega$	$\frac{1}{\text{s}}$	Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot f$
$\Psi(x, y, t)$	-	Komplexe Stromfunktion

**Indizes**

<i>Blasius</i>	nach der Theorie von Blasius
<i>FRMS</i>	RMS-Wert der Schwankungsgeschwindigkeit des Frequenzbandes um 139.6 Hz ( $\Delta f = \pm 0.5$ Hz) - entspricht der Frequenz der TSW-Anregung der meisten Versuche
<i>FRMS_F</i>	RMS-Wert der $u'$ -Komponente des Frequenzbandes um die jeweilige Frequenz ( $\Delta f = \pm 0.5$ Hz)
<i>FRMS_160</i>	RMS-Wert der $u'$ -Komponente des Frequenzbandes um 160 Hz ( $\Delta f = \pm 0.5$ Hz)
<i>FRMS-A</i>	FRMS-Wert bei Anfachung der TSW
<i>FRMS-D</i>	FRMS-Wert bei Dämpfung der TSW
<i>FRMSmax</i>	Maximalwert von FRMS
$x, y, z$	Raumkoordinaten (Plattenkoordinatensystem)
$\infty$	ungestörte Anströmbedingung

# 1 Einführung

## 1.1 Grundlagen

Die Diskussion um die Umweltbelastung durch Flugzeuge reißt nicht ab: Immer leiser, sparsamer und abgasärmer müssen die neuen Verkehrsmaschinen und auch Militärjets sein, um zugelassen zu werden. Dabei hängt der Treibstoffverbrauch eines Flugzeugs nicht nur von den Triebwerken, sondern auch von seiner Aerodynamik, den am Flugzeug wirkenden Auftriebs- und Widerstandskräften, ab. Ein wichtiges Ziel ist es daher, den Luftwiderstand von Flugzeugen, insbesondere der Flügel, weiter zu verringern. Bei Fahrzeugen werden bereits rund 80 Prozent des Treibstoffverbrauches durch den Luftwiderstand verursacht. Bei Flugzeugen liegt dieser Anteil sogar noch wesentlich höher. Die ständig steigende Anzahl von Flügen bei gleichzeitiger Zunahme der zurückgelegten Entfernungen begründet dabei das gegenwärtig stark zunehmende praktische Interesse an dieser Thematik durch die Luftfahrtindustrie. Vor diesem Hintergrund haben sich Forschungseinrichtungen und Industrieunternehmen in verschiedenen Projekten zusammengeschlossen, um den Forderungen der Umweltauflagen beim Entwurf neuer Modelle zu entsprechen. Gleichzeitig sollen neue Methoden zur Verringerung des Luftwiderstandes theoretisch analysiert und auf ihre Potentiale in der Praxis untersucht werden.

Das Projekt „Megaflow“ ist ein Beispiel für ein nationales Verbundprogramm zur numerischen Strömungssimulation, das neben den traditionellen Werkzeugen wie Windkanal und Flugversuch für die Entwicklung neuer Maschinen eingesetzt wird. Mit Hilfe der bei „Megaflow“ angewandten Simulationen an Hochleistungsrechnern soll die Entwicklung von Flugzeugen und Raumkapseln im nächsten Jahrzehnt entscheidende Beschleunigung erfahren. Endziel des „Megaflow“-Projekts ist, neben der Vorhersage des Luftwiderstandes auf zwei Prozent genau, die Entwicklung eines effizienten Verfahrens zur Berechnung der Umströmung kompletter Flugzeugkörper.

Ein weiteres Beispiel ist der Zusammenschluss des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) und von Daimler-Aerospace (Dasa) in einem Langzeit-Forschungsprojekt „Adaptiver Flügel“. Zielstellung ist ebenfalls die Entwicklung von effizienteren, treibstoffsparenden Flügeln. Dabei soll der adaptive Flügel während des Fluges von sich aus seine Form geringfügig ändern können, um bei jedem Flugzustand, wie etwa bei wechselnder Windstärke oder stärkeren Temperaturschwankungen, einen möglichst

geringen Luftwiderstand zu bieten. Auf der Tragfläche werden daher Sensoren verteilt. Bilden sich nun aerodynamisch ungünstige Druckverteilungen, so entsteht an der entsprechenden Stelle automatisch eine kleine Aufwölbung in die Höhe, die günstigere Strömungsverhältnisse entstehen lässt. Melden die Sensoren später, dass diese Aufwölbung nicht mehr benötigt wird, verschwindet sie wieder. Somit kann eine optimal angepasste Form des Flügels in jeder Fluglage erreicht werden.

Grundlage der vorliegenden Arbeit ist das Schwerpunkt-Forschungsprogramm „Transition“, in dem sich sowohl Unternehmen aus der Industrie als auch Forschungseinrichtungen aus ganz Deutschland zusammengeschlossen haben. Dabei konzentriert sich die Arbeit auf Grundlagenuntersuchungen zum laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag, der sogenannten Transition. Zielstellung ist ebenso wie bei den bereits erwähnten Forschungsprojekten die drastische Reduzierung des viskosen Widerstandsanteils eines Flugzeuges, was beispielsweise durch eine gezielte Laminarhaltung der Tragflügelumströmung erreicht werden kann. Das Projekt gliedert sich in vier Themenkreise: die Untersuchung der Transitionsmechanismen, die Transitionsvorhersage, die Transitionskontrolle und den Themenkreis zur Erforschung geeigneter Messtechniken für Transitionsvorgänge.

Neben dem hohen Stellenwert im Bereich der Laminarflügeltechnologie ist die Erforschung des laminar-turbulenten Strömungsumschlages von großem grundlegenden Interesse, da dieses Strömungsphänomen einerseits in nahezu allen technischen Strömungen auftritt. Andererseits ist aber bis heute keine eindeutige theoretische Vorhersage der Transition möglich.

Die Quantifizierung des Empfindlichkeitsgrades der Grenzschichtströmung auf verschiedene Einflussparameter wie Druckgradient, Anstellwinkel, Massentransfer an der Wand, Körpergeometrie/Krümmung, Pfeilung, Grenzschichtvorgesichte, Machzahl, Wandtemperatur etc. ist notwendig, um die Mechanismen beim Umschlagsvorgang erforschen zu können.

Der Transitionsvorgang wird von verschiedenen physikalischen Prozessen beherrscht. Äußere, das heißt außerhalb der Grenzschicht befindliche Störungen in Form von Wirbelintensitäten der freien Anströmung, Schallbeaufschlagung, Entropieflecken, Störungen aufgrund von Makroteilchen, Oberflächenrauigkeit und Vibration erhalten durch viskose Prozesse Eingang in die Grenzschicht und beeinflussen sie damit. Dieser Vorgang wird

nach Morkovin *Rezeptivität* genannt [Morkovin; 1969, 1978]. Die Identifikation und vollständige Beschreibung dieses einflussreichen äußeren Störungsfeldes ist daher eine fundamentale Aufgabe zur Vorhersage der Transition, was auf ein Anfangsrandwertproblem führt.

In Windkanälen können die dominanten Störungen – ausgenommen die Rauigkeitseinflüsse und die Vibration – in der Beruhigungsstrecke und / oder an den Windkanalwänden, in Abhängigkeit von der Machzahl und den Strömungsbedingungen entstehen. Ein Flugzeugbauteil kann Störungen erfahren, die der freien Anströmung entspringen oder von anderen Flugzeugteilen hervorgerufen werden. Das Störungsfeld, das über den Prozess der Rezeptivität in die Grenzschicht einwirkt, ist im allgemeinen nicht bekannt. Es würde jedoch schon einen erheblichen Fortschritt bedeuten, wenn man den Rezeptivitätsvorgang auf der Grundlage vorgegebener Störungen ergründen könnte. Die grundsätzliche Frage dabei ist die Identifikation des Mechanismus, der für die Umsetzung von den in der Außenströmung vorhandenen Skalen der Strömung in die Skalen der Grenzschicht verantwortlich ist. Charakteristisch für die Skalen der Grenzschicht sind die Instabilitätswellen.

## 1.2 Stand der Forschung

Der grundlegende Gedanke, dass die Entstehung der Turbulenz eine Folge der Instabilität der laminaren Strömung gegenüber Störungen ist, wurde bereits vor über hundert Jahren von Reynolds (1883) und Rayleigh (1880) formuliert. Der laminar turbulente Grenzschichtumschlag entzieht sich aber bis heute einer universell gültigen Beschreibung, wie sie für Entwurfszwecke wünschenswert wäre. Die Gründe dafür liegen in der Komplexität und Vielfalt der ablaufenden Strömungsvorgänge, die instationär, dreidimensional und nichtlinear sind. Die *natürliche Transition* in zwei- oder dreidimensionalen Grenzschichten ist ein räumlich ablaufender Prozess, der grob in die zwei Bereiche Störungserzeugung und Störungsausbreitung unterteilt werden kann, die sich auch überlappen können. Im ersten Bereich dringen äußere Störungen, wie Turbulenz in der Anströmung, Schall, Vibration usw. in die Grenzschicht ein und werden dort zu wellenartigen Störungen umgewandelt. Die Vorgänge in diesem Bereich werden als *Rezeptivität* bezeichnet. Der zweite Bereich umfasst die Ausbreitung der so erzeugten Anfangsstörungen in der instabilen laminaren Grenzschicht und ihre Entwicklung bis zur Turbulenz.

Zwei Fälle müssen dabei unterschieden werden:

- Ist die Anfangsamplitude dieser Störung klein, erfolgt die Entwicklung in einem relativ großen Bereich in Strömungsrichtung über lineare und nichtlineare Entwicklungsstufen, die von zunehmender Komplexität sind. Welchen Verlauf die Störungsentwicklung nimmt, hängt von einer großen Zahl von Einflüssen ab. Solche Größen sind zum Beispiel die Art und die spektrale Verteilung der Außen- und Anfangsstörungen sowie die lokalen Stabilitätseigenschaften der Grenzschicht, die von lokalen Druckgradienten, der Rauigkeit, Wandkrümmung usw. beeinflusst werden.
- Sind die Anfangsamplituden dagegen groß, wie zum Beispiel bei hohem Turbulenzgrad in der Anströmung, wird die lineare Entwicklungsstufe übersprungen (by passed  $\Rightarrow$  by-pass Transition). Der Umschlagsprozess beginnt dann sofort nichtlinear, zum Beispiel mit dem Auftreten von Turbulenzflecken.

Trotz der starken Vereinfachung ist die Beschreibung doch für alle Grenzschichtströmungen vom Unter- bis zum Hyperschall gültig. Die laminare Grenzschicht an einem umströmten Körper stellt prinzipiell ein konvektiv instabiles, offenes System dar, das ständig von äußeren Störungen durchlaufen und erregt wird. Jede eindringende Störung wird stromabwärts wandern und dabei eventuell angefacht. Nach Passieren der Störung kehrt das System lokal in seinen laminaren Zustand zurück und würde laminar bleiben, wenn alle nachfolgenden Störungen eliminiert werden könnten.

Um die große Zahl der Einflussparameter einzugrenzen, wird in der Umschlagsforschung häufig die sogenannte „*kontrollierte Transition*“ untersucht. Dabei werden im Laborexperiment definierte Störungen „kontrolliert“, das heißt, mit vorgegebener Frequenz und Amplitude in die ansonsten möglichst störungsarme laminare Grenzschicht eingeleitet. Die Stromabwärtsentwicklung dieser Störwelle bis in die turbulente Grenzschicht wird mit Hitzdrähten vermessen oder mit Methoden der Strömungssichtbarmachung verfolgt. Erst auf diese Weise war es möglich, bei einfachen Modellströmungen, wie der Poiseuille-Strömung oder Blasius-Grenzschicht, einen Einblick in die komplexen dynamischen Strömungsvorgänge zu gewinnen.

Bild 1.1. gibt einen Überblick der Einflussgrößen auf den Transitionsprozess in einer Grenzschicht.

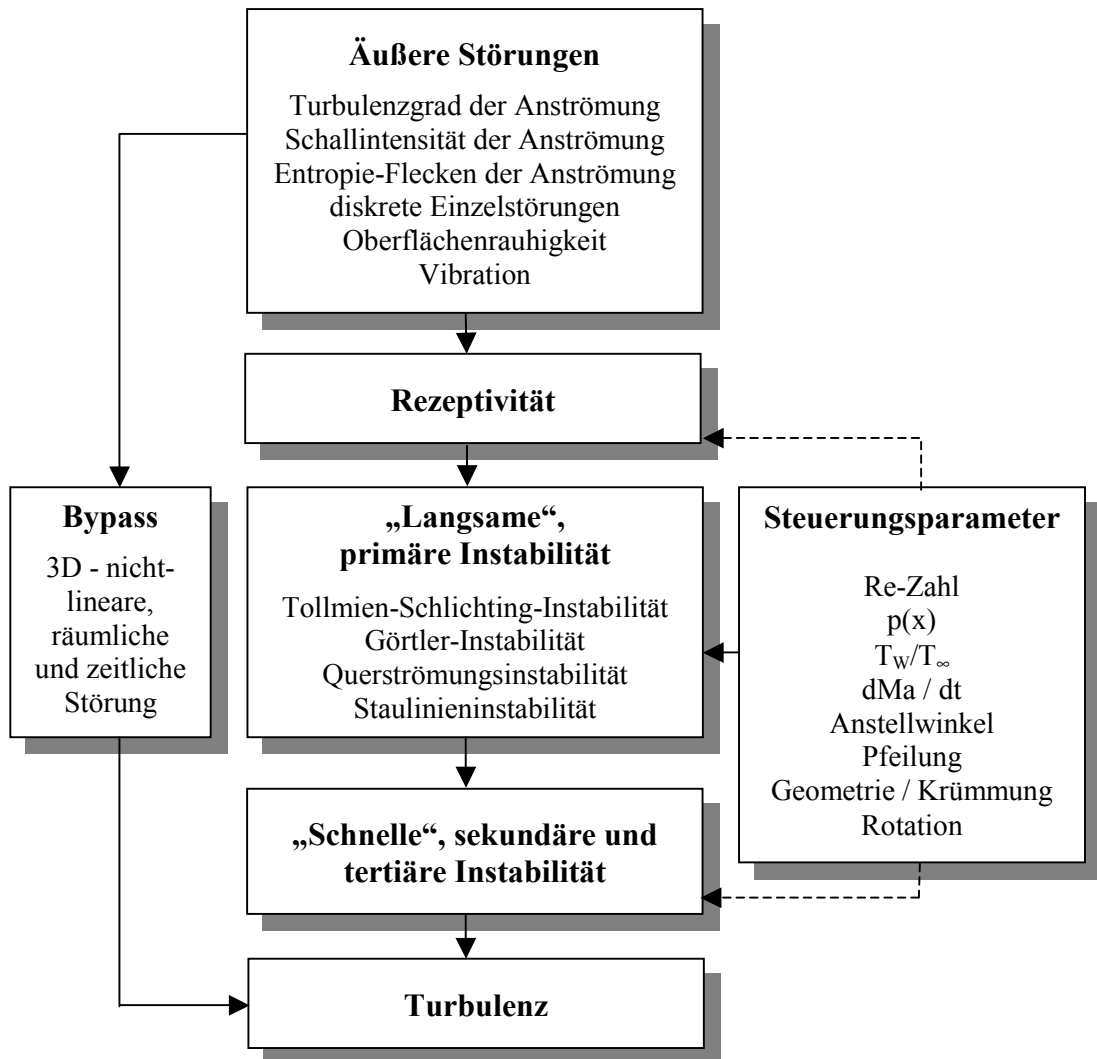


Bild 1.1 - Schematische Darstellung des laminar-turbulenten Umschlagsvorganges in der Grenzschicht

Nachfolgend wird zunächst ein Überblick zum derzeitigen Stand des Wissens über die Transitionsvorgänge in zwei- und dreidimensionalen Grenzschichten gegeben. Anschließend werden die Problemkreise der Rezeptivität und der Umschlagsbeeinflussung angesprochen und es wird in kurzer Form auf die experimentellen, stabilitätstheoretischen und numerischen Methoden der Umschlagsforschung eingegangen.



### 1.2.1 Zweidimensionale Grenzschichten

Am besten erforscht ist der kontrollierte Umschlagsprozess in der inkompressiblen Plattengrenzschicht, der durch zeitlich periodische zweidimensionale Störwellen kleiner Amplituden, den sogenannten *Tollmien-Schlichting-Wellen (TSW)*, eingeleitet wird. Diese Störwellen werden im Experiment zum Beispiel mittels eines quer zur Strömungsrichtung gespannten schwingenden Metallbandes erzeugt. Ihre physikalische Relevanz ist durch die Stabilitätseigenschaften der inkompressiblen zweidimensionalen Grenzschicht begründet. Nach Überschreiten der kritischen Reynoldszahl werden zuerst zweidimensionale (2D) und erst weiter stromab dann auch dreidimensionale (3D) Störungen angefacht. In zahlreichen Transitionsexperimenten konnten eine Reihe von aufeinanderfolgenden Entwicklungsstufen des Umschlagsprozesses beobachtet werden [Klebanoff et al.; 1962] [Kachanov & Levchenko; 1984] [Kachanov; 1987].

Durch stabilitätstheoretische Untersuchungen und in jüngster Zeit auch durch direkte numerische Simulation wurden erhebliche Fortschritte beim Verständnis der ablaufenden Strömungsvorgänge erzielt [Rist; 1990] [Stemmer et al.; 1998].

In der ersten Entwicklungsstufe werden die 2D-TS-Wellen infolge der Instabilität der laminaren Grundströmung (*Primärinstabilität*) exponentiell angefacht, wobei ihre Entwicklung durch die klassische *lineare Stabilitätstheorie* quantitativ gut erfasst ist [Mack; 1984]. Haben die TS-Wellen ausreichend große Amplituden erreicht, setzt in der zweiten Stufe eine nichtlineare, dreidimensionale Entwicklung ein. Diese Entwicklung resultiert aus der *Sekundärinstabilität*, wobei die Gesamtströmung (Grundströmung plus TS-Wellen mit endlicher Amplitude) gegenüber kleinen 3D- (Hintergrund-) Störungen instabil wird. Die dabei auftretende Anfachtung der 3D-Störungen ist durch die *sekundäre Stabilitätstheorie* quantitativ gut beschrieben [Herbert; 1988]. Zwei verschiedene Sekundärinstabilitätsmechanismen wurden identifiziert: *die fundamentale Resonanz* (zwischen 2D-TS-Wellen über 1 % Amplitude und 3D-Schrägwellen gleicher Frequenz oder Längswirbeln) und die *subharmonische Resonanz* (zwischen 2D-TS-Wellen über 0,1 % Amplitude und 3D-Schrägwellen mit halber Frequenz).

Als Folge dieser dreidimensionalen Entwicklung treten in der dritten Stufe dann die charakteristischen Lambda-Wirbel auf, die im Fall des *fundamentalen Umschlages* in Strömungsrichtung hintereinander und beim *subharmonischen Umschlag* gegeneinander versetzt angeordnet sind (Bild 1.2). Leicht oberhalb der Lambda-Wirbel treten lokal sehr begrenzte große Scherungen auf (high-shear layer).

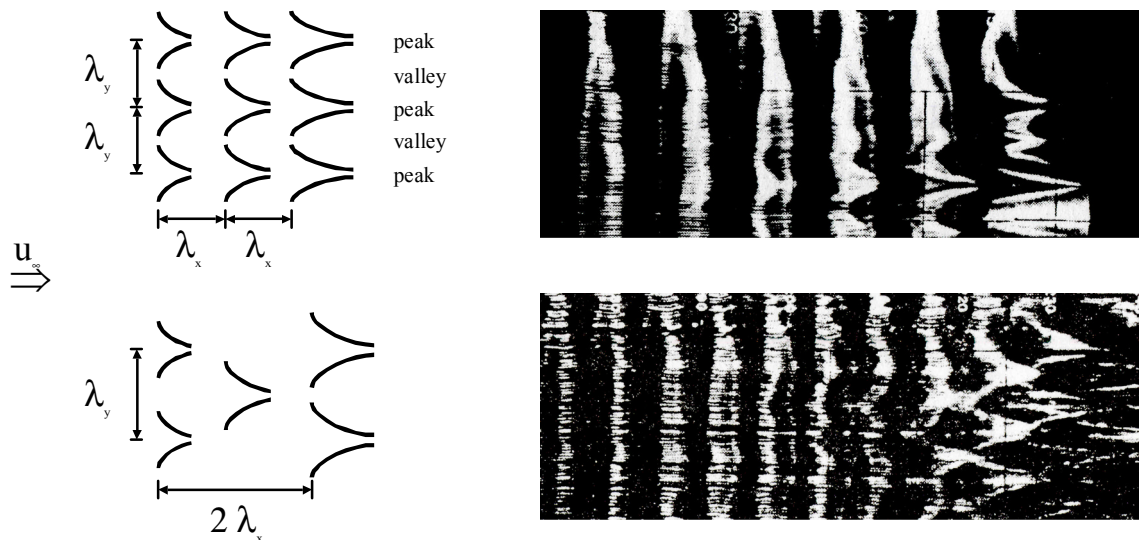


Bild 1.2 - Anordnung der Lambda-Wirbel beim laminar-turbulenten Umschlag infolge fundamentaler (oben) und subharmonischer (unten) Resonanz, Strömungsvisualisierung mittels Rauch [Saric & Thomas; 1983]

Diese Scherschicht bricht dann in der nächsten Stufe plötzlich in mehrere kleine Strukturen auf (breakdown), wobei kleine Haarnadelwirbel (hairpin vortices) beobachtet werden und in Messungen sogenannte „spikes“ in den Geschwindigkeits-Zeitsignalen auftreten. Kurz danach treten die ersten lokalen turbulenten Strömungsgebiete, die sogenannten Turbulenzflecken auf, die sich ausbreiten und zur voll ausgebildeten Strömung zusammenwachsen (Bild 1.3).

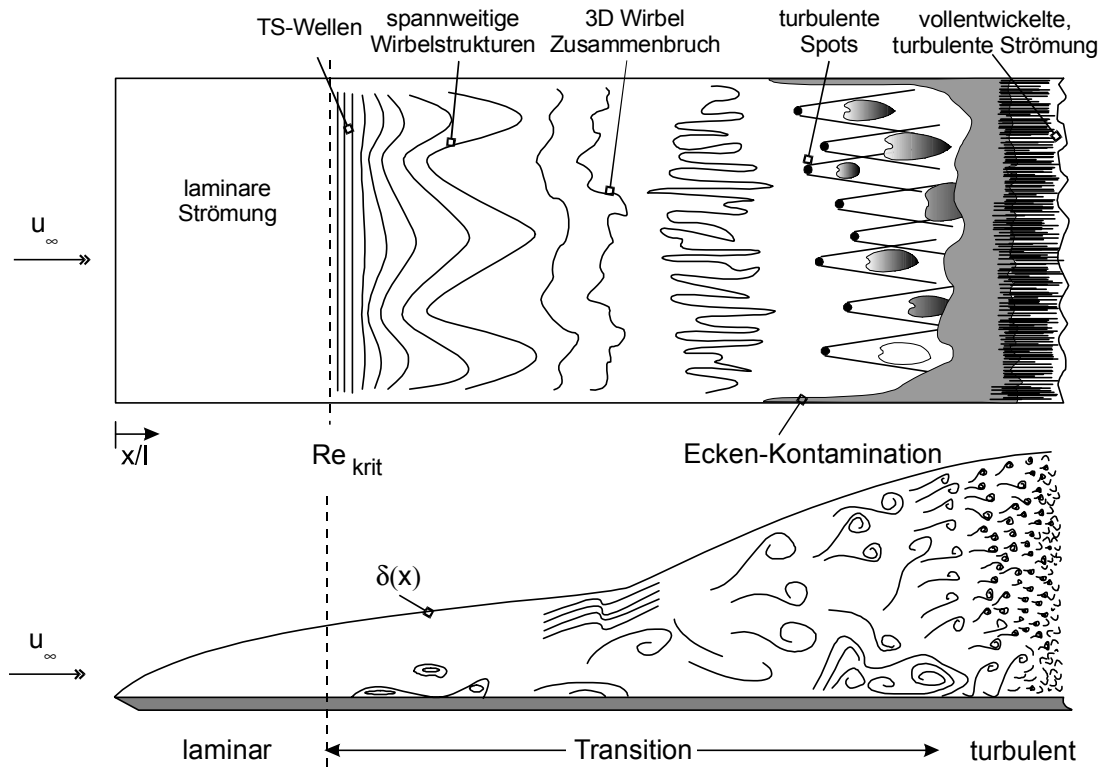


Bild 1.3 - Modell zur Entstehung der Turbulenz innerhalb der Grenzschicht einer hydraulisch glatten Platte (nach [White; 1991])

Selbst für den einfachen Fall der kontrollierten Transition mit 2D-Störeingabe besteht noch ein erheblicher Forschungsbedarf für die späten Stadien der Transition. So wird der Übergang der periodischen Störbewegung zum nichtperiodischen, chaotischen Strömungsverhalten noch nicht verstanden. Hier könnten Resonanzen sekundärer Instabilitätswellen [Dallmann et al.; 1992] eine wichtige Rolle spielen. Weitere Untersuchungen in der 2D-Plattengrenzschicht befassen sich mit der Entwicklung punktförmiger Störungen. Im Experiment werden solche Störungen durch zeitlich periodisches oder pulsartiges Ausblasen, durch ein in die ebene Platte gebohrtes Loch, in die Grenzschicht eingebracht. Mit dieser Störeingabe werden die natürlichen Störungen infolge freier Turbulenz, die ein breites Frequenzspektrum und lokale Generierung aufweisen, besser modelliert. Bei zeitlich periodischer Störeingabe entwickelt sich ein dreidimensionaler Wellenzug mit gekrümmten Wellenfronten, der sich stromab verbreitert [Kachanov; 1984] [Seifert & Wygnanski; 1991] [Wiegand et al.; 1994]. Die einzelnen Störanteile (2D + 3D) entwickeln sich über einen großen Bereich in Strömungsrichtung in Übereinstimmung mit der linearen Stabilitätstheorie [Kachanov & Michalke; 1994]. Der weitere Umschlagsprozess ist noch unbekannt.

Eine deutlich andere Umschlagsentwicklung wurde dagegen in den Experimenten von Gaster und Grant [Gaster & Grant; 1975] mit zeitlich pulsformiger Störeingabe durch ein kleines Loch beobachtet. Es werden so dreidimensionale Wellenpaket-Störungen erzeugt, die wieder aus einer Überlagerung von 2D- und 3D-Wellen, jedoch jeweils mit vielen Frequenzen, mit einem breiten, glockenförmigen Spektrum bestehen. Bei diesen Experimenten wurde schon bei sehr kleinen Amplituden des stromabwärts wandernden Wellenpakets eine dynamische, nichtlineare Entwicklung beobachtet, die stark von der linearen Entwicklung des 3D-Wellenzuges abweicht. In den numerischen Simulationen des Gaster-Experiments durch Konzelmann [Konzelmann; 1990] konnten Sekundärinstabilitätsmechanismen (subharmonische Resonanz) als Ursache für die beginnende nichtlineare Entwicklung identifiziert werden. Innerhalb der Grenzschicht wurde das Auftreten von versetzt angeordneten Scherschicht-Strukturen beobachtet, die in den Messungen von Gaster verborgen geblieben waren. In experimentellen Untersuchungen von Wellenpaketen von Cohen et al. [Cohen et al.; 1991] (analog zu den Gaster-Experimenten) konnte dann auch experimentell das Auftreten von subharmonischer Sekundärinstabilität nachgewiesen werden. Die weitere Entwicklung eines Wellenpaketes bis hin zu einem Turbulenzfleck ist noch nicht erforscht.

Insgesamt gesehen konnte aus diesen Untersuchungen ein guter Einblick in die Vielfalt der Transition in zweidimensionalen Plattengrenzschichten gewonnen werden. Der Transitionsprozess mit Druckgradient, wie er an Tragflügelprofilen auftritt, ist hingegen noch unzureichend erforscht. Gesicherte Erkenntnisse liegen nur darüber vor, dass der Bereich der linearen Störungsentwicklung auch in solchen Grenzschichten von der linearen Stabilitätstheorie gut erfasst wird. Genaue Verfahren zur Berechnung der laminaren Grenzschicht an beliebigen Tragflügelprofilen in Verbindung mit Verfahren zur Lösung der Stabilitätsgleichungen ermöglichen heute Aussagen über die Gestaltung von Profilformen mit langen laminaren Laufstrecken, das heißt, mit langen Bereichen der linearen Störungsentwicklung (siehe Abschnitt 1.2.6). Dies gilt allerdings nur unter der Annahme von sehr kleinen Anfangsstörungen und völliger Oberflächenglattheit.

Über die weitere nichtlineare Entwicklung in Grenzschichten mit Druckgradient ist noch wenig bekannt. Auf der Oberseite eines Tragflügels findet der Umschlagsprozess häufig im Druckanstiegsgebiet bei verzögerter Außenströmung statt, wenn die Grenzschicht bis zum Druckminimum laminar gehalten werden kann. Die laminare Grenzschicht ist bei Verzöge-

rung sehr viel empfindlicher gegenüber Störungen als bei zunehmender oder konstanter Außengeschwindigkeit. In diesem Fall kommt zu der durch Reibung (Viskosität) verursachten Instabilität, die für sehr große Reynoldszahlen verschwindet, die starke „reibunglose“ Instabilität hinzu. Kontrollierte Umschlagsexperimente in stark verzögerten Grenzschichten wurden noch nicht durchgeführt, da die ankommende Strömung extrem turbulenzarm sein muss, um ein Wachstum der unkontrollierten Störungen in der stark instabilen Strömung zu verhindern. In den phänomenologischen Untersuchungen in verzögerten Grenzschichten wurden Lambda-Wirbel in nichtversetzter Anordnung – also die fundamentale Resonanz – beobachtet [Knapp & Roache; 1968] [Gad-el-Hak et al.; 1984]. Wubben [Wubben; 1989] untersuchte in einem Windkanal mit Hitzdrahtsonden den natürlichen Umschlag in einer verzögerten Falkner-Skan Grenzschicht ( $\beta_H = -0,14$ ). Da keine kontrollierten Störungen eingegeben wurden und die Strömung nicht sichtbar gemacht wurde, war eine eindeutige Identifikation von sekundären Instabilitäten oder eine Klärung der Umschlagsmechanismen nicht möglich. Anhand der Stromabwärtsentwicklung des Störspektrums konnte jedoch die quantitative Gültigkeit der primären Stabilitätstheorie nachgewiesen werden. Erste quantitative Ergebnisse über die nichtlineare Störungsentwicklung in einer stark verzögerten Falkner-Skan-Grenzschicht ( $\beta_H = -0,18$ ) konnten mit Hilfe von räumlichen direkten numerischen Simulationen gewonnen werden [Kloker; 1993]. Bei diesen Simulationen eines fiktiven kontrollierten Umschlagsexperimentes zeigte sich, dass der fundamentale Umschlagsprozess hier nicht nur quantitativ (stärkeres Amplitudenwachstum), sondern auch qualitativ anders (früheres Auftreten und Zusammenbruch von Scherschichten in der sogenannten Valley-Ebene) abläuft als in der Blasius-Grenzschicht.

### **1.2.2 Dreidimensionale Grenzschichten**

Im Vergleich zu zweidimensionalen Grenzschichten wird der Umschlagsprozess in dreidimensionalen Grenzschichten, wie er zum Beispiel an gepfeilten Tragflügeln auftritt, weit weniger gut verstanden. Hier können verschiedene Mechanismen der primären Instabilität für das Einsetzen der Transition an verschiedenen Stellen des Flügels bzw. bei verschiedenen Flugzuständen verantwortlich sein. Im Staulinienbereich kann eine Bypass-Transition (attachment-line contamination) und bei sehr hohen Reynoldszahlen gegebenenfalls auch die sogenannte Vorderkanteninstabilität (leading edge contamination) auftreten und schon zur turbulenten Grenzschicht im Vorderkantenbereich führen. In dem sich anschließenden Bereich mit Druckabfall tritt Querströmungsinstabilität (cross flow instability) auf, die sich

deutlich von der TS-Instabilität zweidimensionaler Grenzschichten unterscheidet. Im Bereich mittlerer Profiltiefe kann zusätzlich auch TS-Instabilität auftreten und sich der Querströmungsinstabilität überlagern.

Von besonderem Interesse für die Laminarhaltung durch Formgebung ist das Verständnis der Umschlagsvorgänge im Bereich der Querströmungsinstabilität. Während in zweidimensionalen Strömungen ein negativer Druckgradient stabilisierend wirkt, ist dieser in einer dreidimensionalen Grenzschicht der Grund für eine destabilisierende Querströmungskomponente der Grundströmung (Geschwindigkeitskomponente in der Grenzschicht normal zur Tangente an die äußere Stromlinie), deren Profil einen Wendepunkt besitzt. Charakteristisch für die Querströmungsinstabilität ist das Auftreten von stationären, gleichsinnig rotierenden Querströmungswirbeln innerhalb der Grenzschicht. Im Experiment lassen sie sich in Form von Streifen an der Wand abbilden, die ungefähr parallel zur Potentialströmung verlaufen.

Experimentelle Untersuchungen zur Querströmungsinstabilität führten unter anderem Bippes et al. (DLR, Göttingen) [Bippes; 1972], Saric et al. (Airzona State University, Tempe) [Saric; 1994] und Arnal et al. (ONERA, Toulouse) [Arnal; 1992] durch. Ausführliche Experimente fanden auch bei dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen an einem sogenannten Prinzipmodell im Windkanal statt [Bippes; 1999]. Bei diesem Modell wird der Strömung über eine schiebend angeordnete ebene Platte ein Druckgradient durch einen über der Platte angebrachten Verdrängungskörper aufgeprägt. Die entstehende dreidimensionale Grenzschicht mit in Spannweitenrichtung praktisch konstanter Querströmung untersuchte Nitschke-Kowsky [Nitschke-Kowsky; 1986]. Dabei konnten stationäre Wirbel und laufende Wellen experimentell nachgewiesen werden, die beide in etwa dem gleichen Gebiet angefacht werden. Für die laufenden Wellen wurden zwei verschieden angefachte Frequenzbänder beobachtet, die sich in unterschiedliche Richtungen ausbreiteten [Bippes & Nitschke; 1987]. Von B. Müller & Bippes [Müller & Bippes; 1990] wurden anhand von Experimenten in Windkanälen mit unterschiedlichem Turbulenzgrad mittels Hitzdrahtmessungen die Einflüsse von Turbulenzgrad und Oberflächenbeschaffenheit untersucht und ein großer Einfluss auf die Amplitudenentwicklung der stationären Wirbel und die Lage des Umschlages festgestellt [Müller; 1990]. Mit Hilfe von Oberflächenheißfilmtechnik hat Deyhle [Deyhle; 1993] die Ausbreitungsrichtung sowie Phasen- und Gruppengeschwindigkeit von laufenden Wellen vermessen. Ferner wurde vor

dem Hintergrund des Rezeptivitätsverhaltens erneut der Einfluss von Turbulenzgrad, Schall und Oberflächenrauigkeit untersucht. Es zeigte sich, dass die Anströmturbulenz die Initialisierung laufender Störwellen bestimmt, während kleinste 3D-Rauigkeiten die Entwicklung der Querströmungswirbel fördern [Bippes & Deyhle; 1996]. Bei höherem Turbulenzgrad sind die Sättigungsamplituden der Querströmungswirbel kleiner und der Umschlag verschiebt sich stromab.

Wichtig für den Transitionsprozess am schiebenden Flügel ist auch die Berücksichtigung der Oberflächenkrümmung. Grundsätzliche experimentelle Untersuchungen [Bippes; 1995 a, b] an einem konkav-konvex gewölbten schiebenden Flügel zeigten unterschiedliche Anfachungen laufender Wellen und stationärer Störungen.

Analytische und numerische Untersuchungen der Stabilität dreidimensionaler Grenzschichten wurde für die Falkner-Skan-Cooke (FSC) Profildfamilie durchgeführt, die der Strömung auf einem unendlich breiten, schiebenden Keil entspricht. Mack [Mack; 1984 a] untersuchte die Querströmungsinstabilität mit der linearen Stabilitätstheorie und stellte eine Dominanz der laufenden gegenüber den stationären Störmoden in einer beschleunigten Grundströmung fest. Mit Hilfe der sekundären Stabilitätstheorie konnten T. Fischer & Dallmann [Fischer & Dallmann; 1991] für FSC-Profile zeigen, dass durch Wechselwirkungen zwischen den Störmoden verursachte höherfrequente, laufende Wellen auftreten können. In einer Untersuchung konnte T. Fischer [Fischer; 1993] eine starke Anfachung hochfrequenter, sekundärer Störwellen berechnen, sobald die Amplitude des stationären Wirbels einen bestimmten Grenzwert überschreitet. In Experimenten wurde auch von Kohama, Saric & Hoos [Saric et al.; 1991] mit Hitzdrahtmessungen das Auftreten von hochfrequenten, sekundären Störwellen beim Querströmungsumschlag beobachtet.

Mit Hilfe von zeitlich direkten numerischen Simulationen untersuchten F. Meyer [Meyer; 1989] und M. Wagner [Wagner; 1992] die nichtlinearen Stadien des Umschlags infolge von Querströmungsinstabilität. In der Simulation von Meyer wurden die Bedingungen des zeitlichen Simulationsmodells mit paralleler Grundströmung (FSC-Profil) dem DLR-Prinzipexperiment für eine feste x-Position bei 80 % der Plattentiefe angepasst und versucht, die zeitliche nichtlineare Störungsentwicklung mit der räumlichen Entwicklung der Störungen zwischen Plattenvorder- und Hinterkante zu vergleichen. F. Meyer stellte den Einfluss der Anfangsbedingungen (hinsichtlich der relativen Größe der stationären und der

laufenden Störungen) auf den zeitlichen Transitionsverlauf dar. In qualitativer Übereinstimmung mit dem DLR-Experiment ergab sich bei bevorzugter Anregung der instationären Störung ein reduziertes Wachstum der stationären Wirbel. Für einen Fall mit gleicher Anfangsamplitude von stationären und laufenden Störungen wurde eine Simulation mit hoher Auflösung bis zum Zerfall der Querströmungswirbel erstellt und die zu verschiedenen Stadien der zeitlichen Entwicklung beobachteten Strukturen dokumentiert. Ergebnisse von räumlichen, direkten numerischen Simulationen für die Bedingungen des DLR-Prinzipexperiments stellte W. Müller [Müller; 1994] vor. In guter Übereinstimmung mit dem Experiment bei niedrigem Turbulenzgrad wurde bei alleiniger Anregung einer stationären Störung ein starkes Wachstum der Wirbel mit Saturierung bei Amplituden von 20 % (für die u-Komponente) beobachtet. In einer Simulation mit gleichzeitiger Störeingabe von stationären und laufenden Wellen wurde dagegen – analog zum Experiment bei hohem Turbulenzgrad – eine stark nichtlineare Entwicklung der laufenden Welle bis zu Amplituden von etwa 12 % ermittelt, während die Querströmungswirbel insgesamt nur Amplituden von etwa 2 % erreichten.

Die Erkenntnisse aus den Experimenten und theoretischen Untersuchungen wurden unter anderem von Reed, Saric & Arnal zusammengefasst [Reed, Saric & Arnal; 1996]. Allen bisherigen experimentellen Untersuchungen zur Querströmungsinstabilität ist gemeinsam, dass dabei der „natürliche“ Umschlagsprozess untersucht wurde, da die stark instabile Grenzschicht im Experiment nicht störungsarm gehalten werden konnte. Dabei wird nicht die Anfachung einer diskreten Frequenz, sondern eines mehr oder weniger breiten Frequenzbandes gemessen, was die Verfolgung der Stromabwärtsentwicklung der Störungen sehr schwierig macht. Hinzu kommt, dass die Anfangsbedingungen nicht eindeutig definiert sind und in verschiedenen Experimenten eine starke Abhängigkeit der Umschlagsentwicklung von den Anfangsbedingungen (Turbulenzgrad und Oberflächengüte) ermittelt wurde.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass beim Umschlagsprozess in dreidimensionalen Grenzschichten schon für den linearen Bereich der Umschlagsentwicklung zahlreiche offene Fragen bestehen. In den bisherigen experimentellen Untersuchungen mit natürlichem Umschlag, das heißt, ohne kontrollierte Störungseingabe, konnte dies noch nicht geklärt werden. In diesem Zusammenhang ist insbesondere die Aufklärung der Rezeptivitätsme-



chanismen von großer Bedeutung. Die Erforschung der nichtlinearen räumlichen Umschlagsentwicklung bis in die späten Stadien der Transition hat gerade erst begonnen.

### 1.2.3 *Lineare Stabilitätstheorie*

Die Lineare Stabilitätstheorie (LST) stellt das am häufigsten angewandte Werkzeug zur Untersuchung von Transitionsvorgängen dar. Der weit verbreitete Einsatz der LST in der Umschlagsforschung und in den ingenieurmäßigen Anwendungen resultiert aus der großen Bedeutung des linearen Bereichs der Störentwicklung für Ablauf und Länge des gesamten Umschlagsprozesses. In diesem Bereich entwickeln sich 2D- und 3D-Anfangsstörungen zunächst linear, das heißt, unabhängig voneinander. Sie werden dabei entsprechend den lokalen Stabilitätseigenschaften der Grenzschicht exponentiell angefacht. In 2D-Grenzschichten erfolgt diese Entwicklung „langsam“, mit geringen Anfachungsraten und erstreckt sich über einen großen Bereich in Strömungsrichtung. Die Störkombination, die diesen Wettlauf gewinnt und zuerst größere Amplituden erreicht, prägt dann den Verlauf der weiteren, nichtlinearen Entwicklung.

Mit der LST wird die lokale Stabilität einer laminaren Grenzschicht gegenüber einer einzelnen Störwelle berechnet. Dabei werden folgende Annahmen getroffen: Es wird (I) eine parallele Grundströmung (Grenzschichtprofil) betrachtet, die von einer Störwelle (II) mit sehr kleinen Amplituden und komplexem Wellenansatz (III) überlagert wird. Unter diesen Bedingungen reduzieren sich die Navier-Stokes-Gleichungen auf linearisierte Stördifferentialgleichungen, deren Lösung ein Eigenwertproblem ist. Die Eigenwerte, die heute schnell und zuverlässig mit numerischen Verfahren ermittelt werden können, stellen die exponentielle Anfachungsrate (oder Dämpfung) und die Wellenzahl der betrachteten Störung dar. Zur Stabilitätsanalyse einer laminaren Grenzschicht muss eine Vielzahl solcher Rechnungen sukzessive an vielen  $x$ -Positionen und jeweils für viele Frequenzen durchgeführt werden. Ergebnisse werden in Form von Stabilitätsdiagrammen und Anfachungskurven für konstante Störfrequenzen angegeben und ermöglichen einen vollständigen Überblick über die lineare Störentwicklung in 2D-Grenzschichten (siehe Abschnitt 1.2.1). Numerische Verfahren zur LST von 2D-Grenzschichten sind heute ein Standardwerkzeug der Umschlagsforschung [Schrauf; 2000]. Unter Verwendung der Annahmen (I – III) können für ganz unterschiedliche Anwendungsfälle, wie zum Beispiel zwei- oder dreidimensionale Störwellen in zwei- oder dreidimensionalen, inkompressiblen oder kompressiblen Grund-

strömungen, entsprechende Stabilitätsgleichungen der LST formuliert werden [Mack; 1984 b]. Für dreidimensionale Tragflügel-Grenzschichten liefern Stabilitätsrechnungen ein sehr komplexes Bild, da hier sowohl stationäre Störungen (Längswirbel) als auch laufende Wellen stark angefacht werden (siehe Abschnitt 1.2.2).

#### **1.2.4 Rezeptivität**

Die direkte Abhängigkeit des Umschlagsprozesses von den Anfangsstörungen ist einer der Gründe für die gegenwärtig noch vorhandenen Unsicherheiten der Vorhersage des Umschlagsbereichs. Bei der Übertragung von Windkanalexperimenten am Modell auf die Großausführung im Freiflug können selbst bei nominell gleichem Turbulenzgrad durch differierende Turbulenzspektren Unterschiede in der Umschlagsentwicklung und Umschlagslage bewirkt werden. Schwankungen der äußeren Störungen können im Bereich der Rezeptivität zu veränderten Anfangsstörungen und damit zu Schwankungen der Umschlagsentwicklung, eventuell sogar zu einem ganz anderen Verlauf führen. Die dabei wirksamen Rezeptivitätsmechanismen werden erst in Ansätzen verstanden und sind Gegenstand aktueller Forschung. Bei zweidimensionalen Grenzschichten steht dabei die Erzeugung von TS-Wellen durch Schallfelder und Anströmturbulenzen im Zusammenwirken mit lokalen Variationen der Oberflächengeometrie im Mittelpunkt. Viele der derzeitigen Vorstellungen, die man von Rezeptivitätsvorgängen hat, wie z. B. über die Anpassung der Wellenlänge, wurden mit theoretischen (asymptotischen) Methoden gewonnen [Goldstein & Hultgren; 1989] [Kerschen; 1990]. Die Quantifizierung dieser Effekte, das heißt, die eindeutige Zuordnung einer definierten Außenstörung zu Amplituden, Phasen, Frequenz und Wellenlänge der dadurch erzeugten TS-Wellen am Neutralpunkt steht noch aus. Hier besteht noch ein großer Forschungsbedarf. Der experimentelle Zugang ist außerordentlich schwierig, da sowohl die äußeren als auch die in der Grenzschicht erzeugten Störungen sehr kleine Amplituden haben und oft erst stromab nach Anwachsen der Amplituden im instabilen Bereich gemessen werden können. Zunehmend werden deshalb hochgenaue direkte numerische Simulationen zur Erforschung der Rezeptivitätsvorgänge eingesetzt.

Bei dreidimensionalen Grenzschichten, die primär sowohl gegen Wirbel als auch gegen laufende Wellen instabil sind, ist das Rezeptivitätsproblem sehr viel komplexer [Bippes & Deyhle; 1996] [Saric; 1994]. Zusätzlich zur Wirkung der Anströmungsturbulenz sind hier schon sehr geringfügige Änderungen der Strömung in Spannweitenrichtung ausreichend,

um Querströmungswirbel anzuregen. Solche Variationen können durch Oberflächeneffekte, wie zum Beispiel Rauigkeiten, Welligkeit im  $\mu\text{m}$ -Bereich, aber auch durch windkanalspezifische, spannweite Ungleichförmigkeit der Anströmung erzeugt werden. Die Erforschung dieser Rezeptivitätsmechanismen befindet sich noch am Anfang. Die Wirkung von großflächigen oder lokalen Wandvibrationen ist noch gänzlich unerforscht.

Aufgrund der in den letzten Jahren immer schnelleren Entwicklung der Leistungsfähigkeit moderner Computersysteme kommen zusätzlich verstärkt komplexere Simulationsverfahren zum Einsatz. Bei der nichtlinearen Stabilitätstheorie (NOLOT) werden aus den Navier-Stokes-Gleichungen parabolische Stördifferentialgleichungen (PSE – Parabolic Stability Equations) entwickelt, die eine nichtlineare Stabilitätsanalyse erlauben [Bertolotti et al.; 1995]. Bei der direkten numerischen Simulation (DNS) wird analog zur Vorgehensweise beim kontrollierten Experiment – die zeitlich/räumliche Entwicklung einer definierten vorgegebenen Störung bis zum Zusammenbruch der laminaren Strömung durch hochgenaue numerische Lösungen der vollständigen dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen simuliert. Ziel ist es, die dabei durchlaufenen Entwicklungsstadien zu analysieren und zu verstehen. Zwei grundlegende numerische Modelle sind dabei im Einsatz: das sogenannte zeitliche Modell und das räumliche Modell [Gmelin & Rist; 2000] [Bonfigli & Kloker; 1998] [Kleiser et al.; 1993] [Wagner & Dallmann; 1999].

### **1.2.5 Experimentelle Untersuchungen**

Zur detaillierten Erforschung von Transitionsvorgängen sind Experimente in möglichst störungsarmen Windkanälen mit definierten Anfangsbedingungen (zum Beispiel mit kontrollierter Störeingabe) und detaillierte Vermessungen der dreidimensionalen, instationären Störungsentwicklung unerlässlich. In Deutschland werden solche Transitionsexperimente in dreidimensionalen Grenzschichten seit vielen Jahren beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Göttingen durchgeführt (siehe Abschnitt 1.2.2).

In jüngerer Zeit beschäftigen sich auch Forscher der Universitäten in Aachen, Berlin, Dresden, Erlangen und Stuttgart mit der Durchführung von kontrollierten Transitionsexperimenten. Das Strömungsfeld wird dabei mit Punktmessverfahren, das heißt mit der erprobten Hitzdraht- bzw. Heißfilmtechnik vermessen. Der Einsatz der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) zur Vermessung von momentanen, höchst instationären Transitionsvorgängen hat vor wenigen Jahren begonnen [Becker et al.; 1993] und erfordert noch Weiterentwicklungen hinsichtlich kleinerer Messvolumina und der Steigerung der Messrate. Als berührungsfreies Messverfahren bietet die LDA-Technik jedoch ein großes Anwendungspotential zur Untersuchung der Transition in stark instabilen Laminarströmungen, die durch das Einbringen von Sonden in ihrem Verhalten stark beeinflusst werden.

Zur Gewinnung von zuverlässigen Informationen über die instationären dreidimensionalen Strömungsfelder mit Punktmessverfahren müssen kontrollierte Experimente reproduzierbar und über längere Zeiträume unbeeinflusst von äußeren Bedingungen (Schwankungen der Außentemperatur) durchgeführt werden können. Bei Experimenten mit natürlicher Umschlagsentwicklung, die unvermeidbare, leichte zeitliche und räumliche Schwankungen aufweisen, können räumliche Verteilungen nur für zeitlich gemittelte Daten gewonnen werden. Zur Untersuchung solcher Strömungsfelder bietet die Particle-Image-Velocimetry (PIV) [Adrian; 1991], [Fischer; 1993], in Verbindung mit digitaler Bildauswertung neue Möglichkeiten der quantitativen Erfassung momentaner Strömungsvorgänge in einer ganzen Ebene.

In den letzten Jahren wurden in Deutschland Oberflächenmessverfahren (u.a. Heißfilm zur Messung der Wandschubspannung, Piezo-Folien zur Messung der Druckschwankungen) zu Multi-Sensor-Arrays zur flächenhaften Erfassung von Wandsignalen weiterentwickelt und zur Anwendungsreife im Flugversuch gebracht [Nitsche et al.; 1989] [Nitsche; 1994].

In ersten Flugversuchen mit einer G-109 konnte mit diesen Arrays die Transitionslage auf der Profilerseite von Laminarhandschuhen eindeutig ermittelt werden. Derzeitige Weiterentwicklungen haben zum Ziel, durch flächenhafte, instationäre Messungen charakteristische Muster des getriggerten und des natürlichen Transitionsprozesses im Flugversuch zu bestimmen und durch Vergleiche mit direkten numerischen Simulationen die ablaufenden Transitionsvorgänge zu identifizieren. Für alle Methoden einer aktiven Umschlagsbeeinflussung müssen die ankommenden Störungen messtechnisch zuverlässig erfasst und analysiert werden (siehe Abschnitt 1.2.6). Dies kann am besten über Wandsensor-Arrays mit ausreichender zeitlicher und räumlicher Auflösung erfolgen. Für zukünftige Anwendungen besteht deshalb ein erheblicher Forschungsbedarf in Bezug auf weitere Miniaturisierung und höhere Packungsdichte der Sensoren. Die notwendigen Auflösungsanforderungen können zum Beispiel aus Grundlagenuntersuchungen mit DNS bestimmt werden.

### ***1.2.6 Passive und aktive Transitionsbeeinflussung***

Zur Laminarhaltung von Grenzschichtströmungen, das heißt, zur Verzögerung des laminar-turbulenten Umschlagsprozesses, kommen zwei grundlegend verschiedene Eingriffsmöglichkeiten in Betracht. Unter dem Begriff der „passiven“ Umschlagsbeeinflussung können alle Maßnahmen zugeordnet werden, die darauf abzielen, die Grundströmung zu stabilisieren. Das bedeutet, die Grenzschichtströmung selbst wird (z. B. durch Formgebung oder / und Grenzschichtabsaugung) so verändert, dass die Anfachung instabiler Störungen erst weiter stromabwärts einsetzt. Bei der „aktiven“ Umschlagsbeeinflussung wird dagegen die Grundströmung nicht verändert; hier wird versucht, die auftretenden instabilen TS-Wellen messtechnisch zu erfassen und durch Überlagerung mit gegenphasig eingebrachten Störungen gezielt auszulöschen oder zumindest in der Amplitude stark zu reduzieren. Eine zusammenfassende Darstellung zum Problem der Umschlagsbeeinflussung wird von Gad-el-Hak [Gad-el-Hak; 2000] gegeben. Alle Maßnahmen zur Beeinflussung des Umschlagsprozesses können nur im linearen Bereich effektiv angewandt werden. Die nichtlinearen Prozesse entwickeln sich rasch und entfalten eine Eigendynamik, die praktisch nicht mehr beeinflusst werden kann.

### ***Passive Beeinflussung***

Seit vielen Jahren wird die Laminarhaltung durch optimale Formgebung ungepfeilter Tragflügel erfolgreich eingesetzt, z. B. bei der Entwicklung von Laminarprofilen für Segelflugzeuge. Die Gleitzahlen moderner Kunststoffsegelflugzeuge konnten dadurch erheblich gesteigert werden. Zur Laminarhaltung von transsonischen, gepfeilten Tragflügeln reicht die Formgebung allein zur Stabilisierung der dreidimensionalen Grenzschicht nicht aus. In der Luftfahrtindustrie in den USA und in Europa wird deswegen das Konzept der Hybrid-Laminarisierung (Absaugung im Nasenbereich und Formgebung im Kastenbereich) verfolgt und in ersten Großversuchen erprobt. Durch verteilte, dem äußeren Druckfeld angepasste Absaugung durch perforierte Bleche [Bieler et al. 1998], wird die Grenzschicht im Bereich der Flügelnase gegenüber der Querströmungsinstabilität stabilisiert. Einzelheiten der Strömung über Lochbleche mit möglichen negativen Auswirkungen auf Stabilität und Störerzeugung, wie z. B. die lokalen Effekte der konzentrierten hohen Absauggeschwindigkeiten, die Einflüsse von Lochunregelmäßigkeiten oder die Wirkung von Lochreihen auf die Rezeptivität der Grenzschicht werden zum Beispiel von Messing, Kloker & Wagner untersucht [Messing, Kloker & Wagner; 1999]

### ***Aktive Beeinflussung***

Für den einfachsten Fall von 2D-TS-Wellen in 2D-Grenzschichten konnte die Wirksamkeit einer aktiven Umschlagsbeeinflussung in zahlreichen numerischen Simulationen [Laurien & Kleiser; 1989], [Kral & Fasel; 1989] prinzipiell nachgewiesen werden. Dabei wurden jeweils zwei Störgeneratoren (Schwingband, Schwingdraht, Heizstreifen) zur Erzeugung (stromauf) und gegenphasigen Überlagerung (stromab) von zeitlich periodischen TS-Wellen eingesetzt. Ähnliche Prinzipuntersuchungen wurden auch mit Hilfe von direkten numerischen Simulationen [Bestek & Wolz; 1994] durchgeführt. Für anwendungsrelevante „natürliche“ Bedingungen mit einem breiten Störspektrum, das aus einer Überlagerung von 2D- und 3D-Wellen verschiedener Frequenzen besteht, wurden vergleichbare Grundlagenuntersuchungen zur Wirksamkeit von aktiven Beeinflussungsmaßnahmen z.B. von Rist & Gmelin durchgeführt [Gmelin & Rist; 1999] [Gmelin, Rist & Wagner; 2000]. Für die Realisierung eines aktiven Beeinflussungskonzeptes kommt der eindeutigen Identifizierung der ankommenden Störungen durch Wandsensoren, der Entwicklung von geeigneten Störgeneratoren sowie geeigneter Regelverfahren eine große Bedeutung zu [Baumann & Nitsche;

1997]. In den Arbeiten von [Zhou & Grosche; 1994] [Denecke et al.; 1994] [Brechling; 1988] wird dargestellt, wie angeregte TS-Wellen durch gegenphasige Beeinflussung erfolgreich gedämpft werden können. Die Anregung erfolgt durch periodisches Ausblasen / Absaugen von Luft durch Schlitze quer zur Strömungsrichtung.

### **1.3 Aufgaben und Ziele der eigenen Arbeit**

Als Teilprojekt des Themenkreises „Transitionsbeeinflussung“ des DFG-Schwerpunktprogrammes „Transition“ soll in dieser Arbeit die Entwicklung einer Plattengrenzschicht experimentell unter dem Einfluss periodischer Anregung über Schlitze senkrecht und insbesondere schräg zur Anströmung untersucht werden. Dabei sollen unter anderem die Möglichkeiten und die Wirksamkeit der aktiven Beeinflussung mittels aktiver Störungs-dämpfung sowohl unter grundlagenorientierten Aspekten der theoretische Modellbildung, von Parameter- und Durchführbarkeitsstudien als auch der Entwicklung und Analyse von Beeinflussungskonzepten untersucht werden.

Im Gegensatz zur sonst üblicherweise verwendeten „Mehrkammertechnik“ für die Erzeugung von schräglaufenden Störmoden wird der Winkel der TSW bei diesen Experimenten über eine Drehung des Störschlitzes realisiert. Die Schlitze zur Übertragung des Störsignals in die Grenzschicht sind oberflächenbündig und parallel zueinander innerhalb des drehbaren Platteneinsatzes angeordnet. Bei der Mehrkammertechnik sind mehrere getrennt hintereinanderliegende Schlitze über der Spannweite angeordnet. Mittels eines spannweitig zeitlich versetzten Störsignals kann somit eine schräglaufende TSW erzeugt werden.

Neben verschiedenen Vorteilen dieser Versuchsanordnung, zum Beispiel einer konstanten örtlichen Lage der Störeinführung, bestehen auch mehrere Nachteile im Vergleich zur Drehung eines spannweitig durchgängigen Störschlitzes. Ein entscheidender Nachteil ist der sehr hohe technische Aufwand. Jede einzelne Kammer muss separat angesteuert werden. Das bedeutet je Druckkammer einen Lautsprecher, einen Verstärker und einen Störsignalgenerator. Weiterhin ist die Gleichförmigkeit des Störsignals über der Spannweite nur bedingt linear. Aufgrund der Übergänge zwischen den einzelnen Störschlitzen bildet sich ein stufenförmiger Verlauf des Störsignals quer zur Plattenvorderkante aus. Eine Glättung des spannweitigen Verlaufes ist nur über eine Erhöhung der Anzahl und damit gleichzeitig einer Verkürzung der Schlitze in Spannweitenrichtung zu erreichen. Das bedeutet aber auch eine gleichzeitige Erhöhung des technischen Aufwandes. Im Vergleich zur Mehr-

kammertechnik hat die Konfiguration mit schrägen Schlitzten den Vorteil eines erheblich geringeren materiellen Aufwandes. Eine Umsetzung der Laborversuche zur aktiven Grenzschichtkontrolle in die technische Anwendung ist aufgrund der einfacheren Handhabung somit wesentlich realistischer.

Der physikalische Vorgang der Entwicklung und Dämpfung von TS-Wellen soll mit Hilfe von Hitzdrahtmessungen und einer neuartigen, zeitauflösenden Methode der Strömungssichtbarmachung möglichst genau beschrieben werden [Knörnschild & Buckisch, 1997]. Die detaillierte Erfassung der Strömungsform in unmittelbarer Nähe der Schlitzte beim periodischen Ansaugen und Ausblasen soll als Grundlage für die Erarbeitung eines besseren Verständnisses der Vorgänge der Störungsentstehung dienen. Die aktive Dämpfung erfolgt über einen zweiten Schlitz stromab im Bereich des Übergangs zur turbulenten Grenzschicht. Der ankommenden TSW wird dabei ein gegenphasiges Störsignal überlagert, was zur Auslöschung bzw. starken Verringerung der Störampplitude der TSW führt. Dieser Mechanismus der aktiven Dämpfung der im Instabilitätsbereich eingetragenen und angefachten Wellen soll experimentell detailliert erfasst werden.

Parallel zu den experimentellen Untersuchungen wurden numerische Simulationen (LST) an der Universität Stuttgart, am Institut für Aero- und Gasdynamik, durchgeführt. Die praktischen und theoretischen Ergebnisse werden ausführlich dargestellt, diskutiert und verglichen.

Die folgenden Stichpunkte fassen noch einmal die Ziele dieser Arbeit zusammen:

#### *Ziele der Visualisierung*

- Erprobung eines neuen, zeitlich hochauflösenden CCD-Kamerasystems bei Verwendung eines Dauerstrichlasers als Lichtquelle
- Aufnahmen von TS-Wellen bei verschiedenen Schräglaufwinkeln
- zeitlich aufgelöste Bilder der Entwicklung einer TSW im Bereich der Störungseinkopplung
- zeitlich aufgelöste Bilder der Entwicklung charakteristischer Strukturen (Lambda-Wirbel) im Bereich des Transitionsgebietes



*Ziele der Hitzdrahtmessungen*

- Nachweis der Grenzschichtentwicklung entsprechend der Theorie von Blasius als eine wichtige Voraussetzung der geplanten Transitionsexperimente
- Entwicklung der TS-Instabilitäten in Abhängigkeit vom Schalldruckpegel und ihrer Anregungsfrequenz
- Bestimmung der Abhängigkeit der TSW-Parameter und ihrer Entwicklung vom Schräglaufwinkel der TSW, Vergleich Theorie und Experiment
- Aktive Dämpfungsuntersuchungen zur Auslöschung der TS-Instabilität durch gegenphasige Überlagerung; Winkelabhängigkeit der erreichten Dämpfung
- Abhängigkeit der Dämpfung von der Phasenlage und Amplitude des Dämpfungssignals; Vergleich Theorie und Experiment
- räumlich hochauflösende Messungen im Nahfeld der Störungseinkopplung, sowohl für die Störanfachung als auch für die Dämpfung
- Aussagen über die Umsetzung der eingekoppelten Störung in wandnormaler Richtung in eine Schwankungsbewegung stromab
- Erkenntnisse über das Verhalten der Störampplitudenverläufe bei Dämpfung
- Einfluss der gegenphasigen Störungseinkopplung auf die Grenzschicht stromauf

Als Ergebnis dieser Arbeit werden Aussagen über Entstehung und Entwicklung der TS-Wellen, ihre Abhängigkeiten von verschiedenen Parametern sowie neue Erkenntnisse über die Mechanismen und die Wirksamkeit der aktiven Störungsdämpfung erwartet. Ein besonderer Schwerpunkt wird dabei auf die Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der Tollmien-Schlichting-Instabilitäten gelegt. Gleichzeitig soll damit die Eignung des Versuchsaufbaues mit schrägen Schlitzen für weiterführende Transitionsuntersuchungen nachgewiesen werden.

## 2 Grundlagen

Untersuchungen von laminar-turbulenten Umschlagsprozessen erweisen sich als äußerst schwierige Experimente mit sehr hohen Anforderungen an den gesamten Versuchsaufbau, nicht nur hinsichtlich der Auslegung des Versuchsstandes, sondern auch für die zum Einsatz kommenden experimentellen Methoden und Messtechniken. Entscheidendes Kriterium ist dabei das Erzielen eines möglichst geringen Niveaus aller Arten von Hintergrundstörungen innerhalb der Versuchsanlage. Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitschwankungen, die z. B. durch Strömungsablösung an Kanten und Ecken des Versuchsstandes, Vibrationsübertragung von Gebäudeschwingungen (Körperschall) oder durch lokale Temperaturgradienten entstehen können, sollen dabei fast vollständig eliminiert werden. Die Auswahl der Messtechniken muss den erhöhten Ansprüchen, z. B. bezüglich eingebrachter Störungen durch Messsonden, genügen. Außerdem muss die angewendete Messmethode in der Lage sein, zuverlässig und mit extrem hoher Auflösung auch kleinste Schwankungen der Strömung zu erfassen ( $\approx 0,001 \cdot u_\infty$ ). Dies stellt sehr hohe Anforderungen an die Gestaltung der Signalwege und die Qualität der Messgeräte. Weiterhin ist es sehr wichtig, dass alle zur Anwendung gelangenden Methoden genauestens bekannt und erforscht sind.

Nur unter Einhaltung all dieser Bedingungen ist es möglich, zuverlässige Aussagen über die beobachteten physikalischen Mechanismen zu treffen, ohne dabei durch unkontrollierte bzw. unbekannte Nebeneffekte oder Störungen die Messwerte zu verfälschen.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden im Niedergeschwindigkeitswindkanal des Institutes für Luft- und Raumfahrttechnik (ILR) der Technischen Universität Dresden durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen Windkanal „Göttinger Art“ mit geschlossener Rückführung. Die Messstrecke ist offen, hat einen Querschnitt von 3 m Durchmesser und eine Länge von 4,5 m. Messungen des Turbulenzgrades der  $u$ -Komponente der ungestörten Anströmung ergaben einen Wert kleiner 0,12 %, wovon der größte Teil auf eine Volumenstromschwankung des Windkanals zurückzuführen ist und damit für die durchzuführenden Experimente nicht als Turbulenz betrachtet werden muss (Bild 2.1).

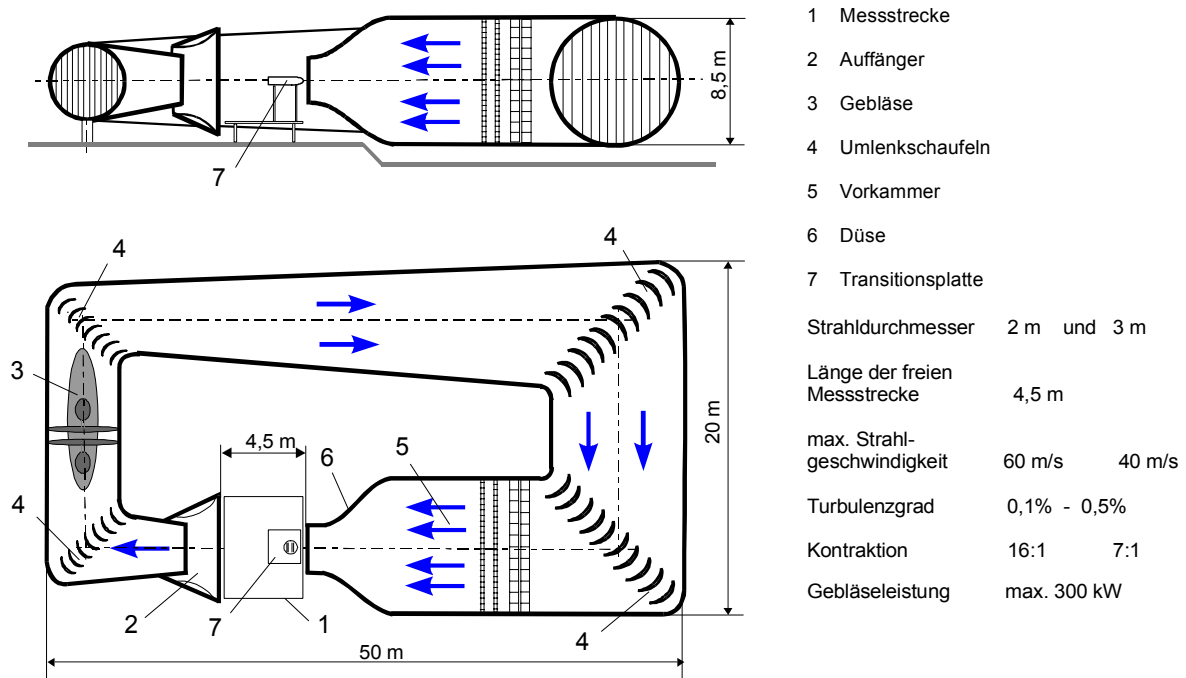


Bild 2.1 - Versuchsstand im Windkanal des ILR

## 2.1 Versuchsaufbau

Die Grundkonfiguration des Modells (Bild 2.2) wurde bereits in vorausgegangenen Experimenten erfolgreich bestätigt [Zhou & Grosche 1994] [Knörmisch et al., 1997]. Zwei ebene Platten ( $2\text{ m} \times 1\text{ m} \times 0,04\text{ m}$ ) sind horizontal, unmittelbar am Ende der Windkanaldüse, in deren Mitte montiert. Sie bestehen aus einer besonders spannungsfreien Aluminiumlegierung. Dadurch ist eine Veränderung der Kontur als Folge thermischer Effekte bei der Bearbeitung weitestgehend ausgeschlossen. Auf einem Rubin-Sensor-Messtisch konnte ein maximaler Bearbeitungsfehler der CNC-gefrästen Anström-Ellipsenkontur (6 : 1) von  $0,04\text{ mm}$  in Spannweitenrichtung nachgewiesen werden. Beide Seiten sind plangefräst und zur Verringerung der Oberflächenrauigkeit poliert. In Stromabrichtung beträgt die Abweichung weniger als  $0,02\text{ mm}$ . Die Platten sind in einem starren Rahmen frei gelagert. Numerische Stabilitäts- und Schwingungsanalysen der Eigenschwingung der Platte bzw. angeregten Plattenschwingung ergaben keine signifikanten Plattenauslenkungen oder Resonanzschwingungen für die Versuchskonfiguration. Über eine Verstelleinrichtung lässt sich der komplette Trägerrahmen, inklusive der starr daran befestigten 3D-Traversierung, gegenüber der Anströmrichtung neigen. Seitlich an der Messplatte angebrachte Plexiglasscheiben verringern den Einfluss der Hufeisenwirbel im Randbereich sowie die durch die

Rahmenkonstruktion bedingten Störungen im Strömungsfeld. Die rechnergesteuerte Traversierung erlaubt in x- und y-Richtung eine Auflösung von 0,0125 mm. Wie vorangegangene Experimente zeigten, ist für die Höhenkoordinate in wandnormaler Richtung eine exakte Kenntnis der Position der Sonde von entscheidender Bedeutung. In Verbesserung zum bisherigen Aufbau wurde eine neue Sondentraversierung mit einer theoretischen Auflösung von 0,375  $\mu\text{m}$  installiert. Ein Entfernungssensor mit einer Schaltgenauigkeit von unter 1  $\mu\text{m}$  dient dabei als Referenz zur Bestimmung des Wandabstandes.

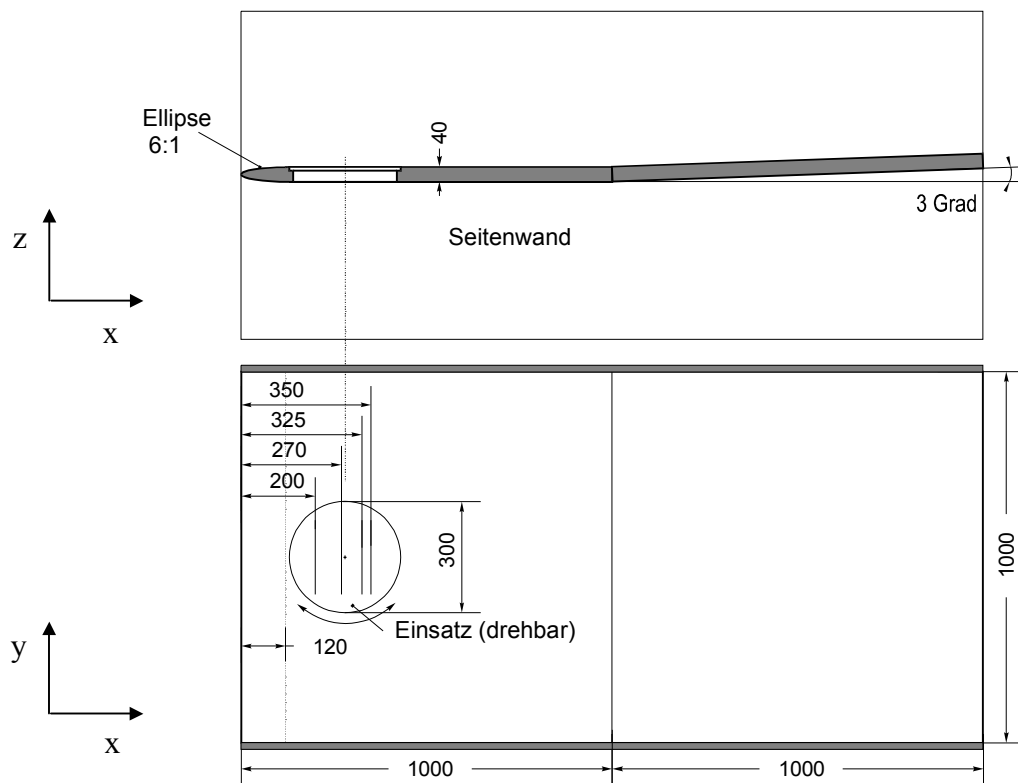


Bild 2.2 - Versuchsmodell

Die bei der Auslegung des Modells berücksichtigten Anforderungen resultieren sowohl aus eigenen Erfahrungen als auch aus Literaturangaben. Nach Untersuchungen von Davis [Davis; 1980] wird ein Achsenverhältnis von größer als 5 bei der Gestaltung der Anlaufkontur einer ebenen Platte empfohlen, um sehr geringe lokale Übergeschwindigkeiten und einen unkritischen, ablösefreien Verlauf des *Pohlhausen-Formparameters* zu erreichen (Vermeidung von Vorderkantenablösung bei  $\Lambda = -12$ ).

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \cdot \frac{dU}{dx} \quad \text{Gl. 1}$$

Arbeiten von Saric et al. (1985, 1991) zeigen, dass durch die Verwendung einer modifizierten Ellipsenkontur (MSE - modified super ellipse) neben der Stromaufverlagerung des Druckminimums auch der Krümmungssprung an der Übergangsstelle zur Plattenkontur vermieden wird. Das gewählte Halbmesserverhältnis von 6 : 1 ist ein guter Kompromiss zwischen Fertigungsaufwand und Minimierung der Übergeschwindigkeit. Diese Kontur garantiert eine gleichmäßige Beschleunigung der wandnahen Strömung und verhindert gleichzeitig eine Ablösung an der Plattenvorderkante.

Die Methode der Grenzschichtanregung zur Erzeugung von Tollmien-Schlichting-Wellen über periodische Druckschwankungen und die damit verbundenen periodischen Fluidbewegungen wird in zahlreichen Veröffentlichungen ausführlich beschrieben [Kloppmann; 1991] [Fischer; 1993]. Im verwendeten Versuchsaufbau werden dazu gekammerte Lautsprecher verwendet. Die Druckschwankungen werden über neun, in konstantem Abstand angeordnete Schläuche ( $d_i = 6 \text{ mm}$ ) in eine Schallkammer eingeleitet und durch ein Metallsieb gleichmäßig. Die Einleitung in die Grenzschicht erfolgt durch einen oberflächenbündigen Schlitz mit 200 mm Länge und 0,2 mm Breite. Vier voneinander unabhängige Austrittsöffnungen dieser Art ermöglichen Parameterstudien. Die Anordnung ist der folgenden Abbildung (Bild 2.3) zu entnehmen. Mit Hitzdrahtmessungen konnte nachgewiesen werden, dass die Schlitze selbst keinen Einfluss auf die Strömung haben und eine gleichmäßige Verteilung des Störsignals in spannweitischer Richtung vorliegt. Um Versperrungseffekte zu vermeiden, die eine Beeinflussung der Druckverteilung über der Platte zur Folge haben können, liegen alle Zuführungen innerhalb des Modellkörpers.

Alle Schlitze sind in einem stufenlos drehbaren Einsatz angeordnet, mit dem der Winkel der Störung gegenüber der freien Anströmung variiert werden kann. Mit der Veränderung des Winkels kommt es gleichzeitig zu einer Verschiebung der lateralen Ausdehnung der Schlitze. Um Störungen auszuschließen, die durch Sekundär-Instabilitäten im Randbereich der Störschlitze verursacht werden, konzentrieren sich die Messungen auf ein Gebiet von  $y/b = -0,02$  bis  $+0,02$ , wobei  $y/b = 0$  der Plattenmittelachse entspricht.

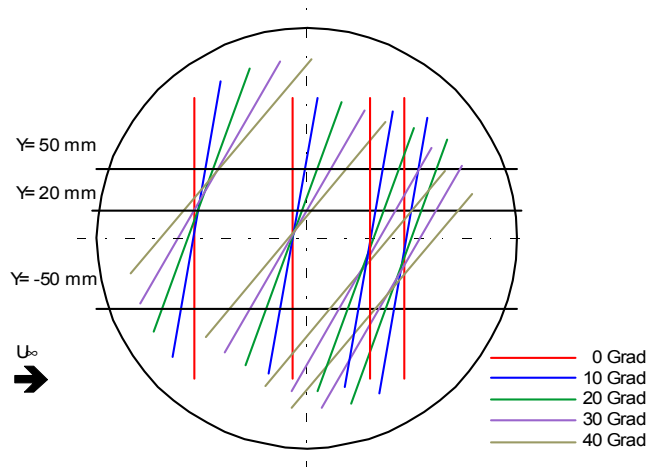


Bild 2.3 - Schlitzkonfiguration des Platteneinsatzes bei verschiedenen Winkeln

### 2.1.1 Hitzdrahtmesstechnik

Das zur Messwerterfassung verwendete Hitzdrahtanemometer DANTEC-55M10 arbeitet im Konstant-Temperatur-Betrieb (CTA). Die Messsignale wurden nach einem 5 kHz – Tiefpassfilter von einem PC mit einer Messkarte vom Typ AT MIO-16X der Firma „National Instruments“ erfasst. Als Sonden fanden Normaldraht-Sonden und V-Sonden mit 5µm Draht Anwendung. Zur parallelen Auswertung und Überwachung der Messsignale wurde ein 3-Kanal Oszilloskop (100 kHz) und ein Signalanalysator von YOKOGAWA - AR1600 eingesetzt.

Das periodische Signal, einschließlich der Phasendifferenz zwischen Anregung und Dämpfung für die Lautsprecheransteuerung, wurde mittels eines Funktionsgenerators (YOKOGAWA FC120 – 2 MHz) und einer anschließenden Leistungsverstärkung (RFT-LV102) erzeugt.

Die Signale des Druckgebers zur Bestimmung der Kanalgrundgeschwindigkeit sowie die der Temperatursonde in der Messstrecke wurden ebenfalls über die PC-Messkarte erfasst. Die Auswertung und die graphische Darstellung der gewonnenen Messdaten erfolgte auf einem PC.

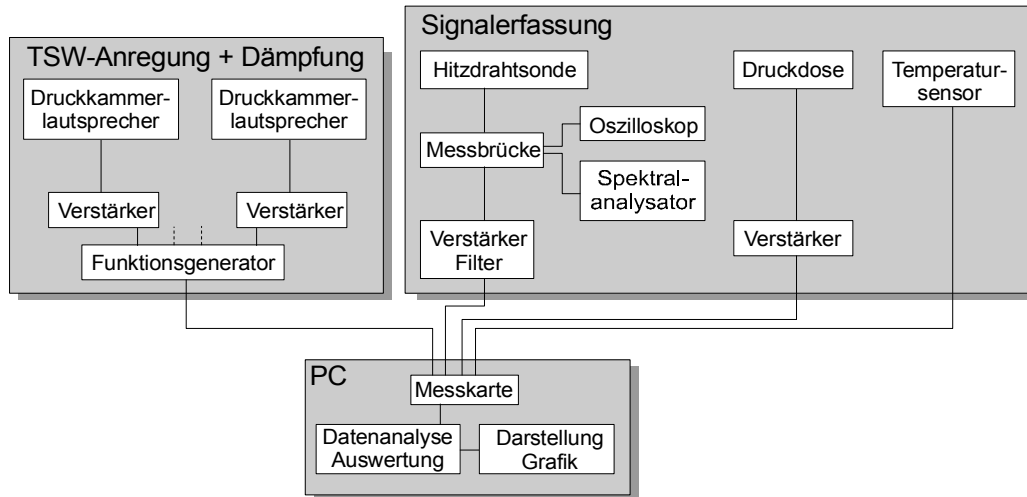


Bild 2.4 - Blockschaltbild der Datenerfassung und Auswertung

Zur Ermittlung der Strömungskomponenten quer zur Hauptströmungsrichtung wurde eine 2-Draht-V-Sonde entwickelt. Die Abweichung der horizontalen Lage der Hitzdrähte beträgt weniger als 0,1 mm. Die Konfiguration der Messwerterfassung und der zur Datenanalyse verwendete Butterworth-Filter sind in Bild 2.4 und Bild 2.5 zusammengefasst.

Aufgrund der hohen Anzahl an FFT-Stützstellen ergibt sich eine zufriedenstellende Frequenzauflösung bei der Zeitanalyse der Messsignale. Daher kommt ein Impuls dominierter Filter (IIR) zum Einsatz, um somit eine möglichst exakte Bestimmung der Amplitude des Störsignals zu gewährleisten.

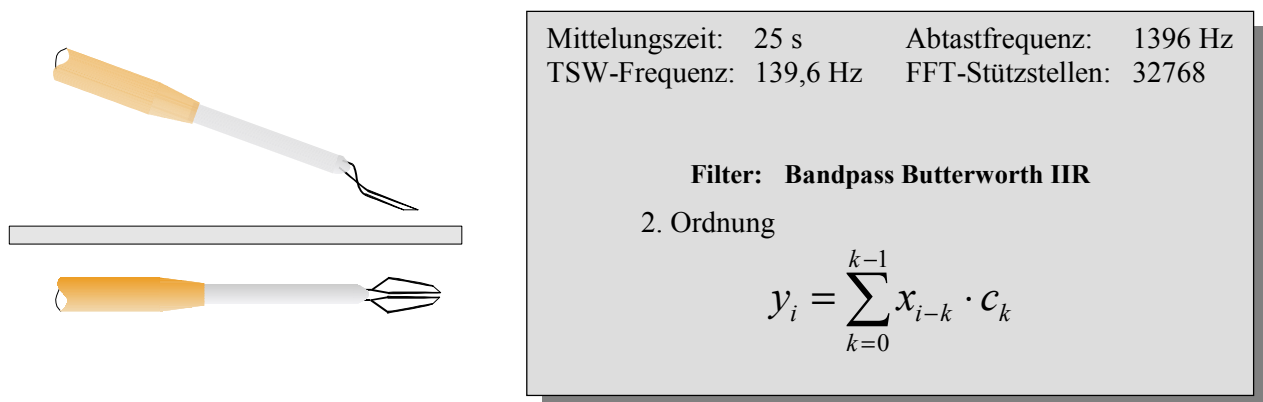


Bild 2.5 - 2-Draht-V-Sonde und Daten der Messwerterfassung

### 2.1.2 Abschätzung Mittelungszeit, Messwertanzahl

Zur Erfüllung der statistischen Unabhängigkeit der Messwerte und für eine zuverlässige Bestimmung der Turbulenzgrößen und Mittelwerte ist eine Mindestanzahl von Messwerten notwendig, was wiederum eine Mindestmesszeit zur Folge hat. Es ist kein Problem der Messmethode, sondern ein Strömungsproblem. Im folgenden wird dazu eine Abschätzung vorgestellt. Weiterführende Betrachtungen sind unter anderem in [Lumley; 1992] und [Tennekes & Lumley; 1972] zu finden.

Für die Mittelwertbildung einer statistisch verteilten Größe (z. B. der zeitabhängigen Geschwindigkeitskomponente) gilt folgende Beziehung:

$$\bar{u} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \cdot dt \quad \text{Gl. 2}$$

Aufgrund der endlichen Messzeit  $T$  liegt ein Mittelwert  $\bar{u}_T$  vor:

$$\bar{u}_T = \frac{1}{T} \int_0^T u(t) \cdot dt \quad \text{Gl. 3}$$

Für die Quantifizierung der Messzeit wird die relative Abweichung  $\varepsilon$  näher betrachtet:

$$\varepsilon = \frac{\bar{u} - \bar{u}_T}{\bar{u}} \quad \text{Gl. 4}$$

Die mittlere quadratische Abweichung von  $\overline{(\bar{u} - \bar{u}_T)^2}$  berücksichtigend, die mit wachsender Mittelungszeit gegen Null gehen muss, leiten Lumley und Panofsky [Lumely & Panofsky; 1964] die folgende Beziehung für die Messzeit  $T$  ab:

$$T = 2 \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \cdot \frac{T_I}{\varepsilon^2} \quad \text{Gl. 5}$$

$T_I$  definiert einen integralen Zeitmaßstab, der sich näherungsweise durch die Grenzschichtdicke  $\delta$  und die Grenzschichtrandgeschwindigkeit  $u_\delta$  ausdrücken lässt. Damit kann für die erforderliche Messzeit  $T$  zur Bestimmung des Mittelwertes  $\bar{u}$  (Moment erster Ordnung) mit der Genauigkeit  $\varepsilon$  geschrieben werden:



$$T = 2 \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\bar{u}^2} \cdot \frac{\delta}{u_\delta \cdot \varepsilon^2} \quad \text{Gl. 6}$$

Entsprechend längere Messzeiten ergeben sich für Momente höherer Ordnung. Lumely und Panofsky [Lumely & Panofsky; 1964] ersetzen in Gleichung fünf die Geschwindigkeit  $u$  durch  $u^2$  beziehungsweise durch  $u^4$  und leiten daraus die Beziehung zu den Messzeiten für das zweite und vierte Moment ab:

$$T_2 = 4 \cdot \frac{\delta}{u_\delta \cdot \varepsilon^2} \quad \text{Gl. 7}$$

$$T_4 = \frac{64}{3} \cdot \frac{\delta}{u_\delta \cdot \varepsilon^2} \quad \text{Gl. 8}$$

Bei den Momenten zweiter und vierter Ordnung ist im Gegensatz zum Moment erster Ordnung keine Abhängigkeit von der Turbulenzintensität ( $Tu$ ) vorhanden.

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}} \quad \text{Gl. 9}$$

Neben der geforderten Genauigkeit ist die Messzeit nur durch den integralen Zeitmaßstab  $T_I$  festgelegt.

$$T_I \approx \frac{\delta}{u_\delta} \quad \text{Gl. 10}$$

Im Diagramm (Bild 2.6) ist die Abhängigkeit der Mittelungszeit als Funktion des Fehlers dargestellt. Als charakteristische Länge  $\delta$  wurde die zu erwartende Wellenlänge der TS-Instabilitäten gewählt (26 mm). Die Grenzschichtrandgeschwindigkeit wurde mit 10 m/s festgelegt und eine maximale Turbulenzintensität von 20 % gewählt. Die Mittelungszeit der ersten Momente beträgt ca. 2 s bei einer Genauigkeit von 1 %. Werden die Mittelwerte der Schwankungsgrößen, Momente zweiter Ordnung, mit einer Genauigkeit von 1 % gefordert, ist eine Messzeit von bereits 104 s notwendig. Für die Bestimmung der Mittelwerte der Momente vierter Ordnung mit einer Abweichung von 1 % verlängert sich die Messzeit auf 9,2 min.

Für die verwendete Messzeit von 25 s ergeben sich folgende erreichbare Genauigkeiten der Mittelwerte:

- 1. Ordnung      0,3 %
- 2. Ordnung      2,1 %
- 4. Ordnung      4,7 %

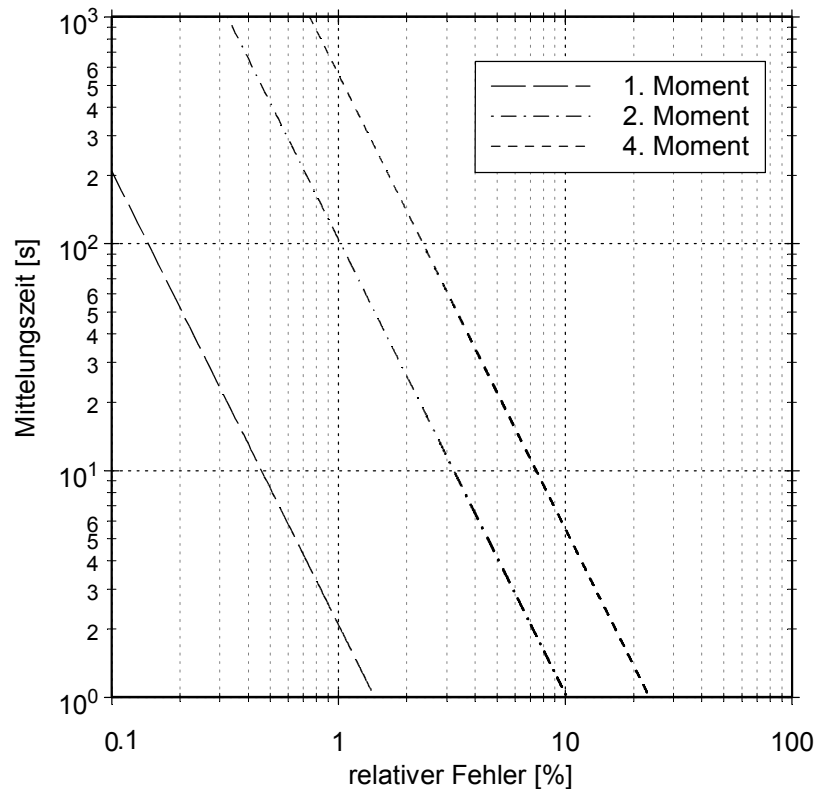


Bild 2.6 - Mittelungszeit als Funktion des relativen Fehlers

Durst [Durst; 1997] gibt für die notwendige Anzahl  $N$  statistisch unabhängiger Einzelmessungen eine Beziehung an, die mit den Näherungen aus Gleichung 5 und Gleichung 8 auf eine Abhängigkeit der Turbulenzintensität zurückgeführt werden kann:

$$N = \frac{T}{T_l} \approx \frac{T \cdot u_\delta}{\delta} = 2 \cdot \frac{\overline{u'^2}}{\overline{u}^2} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2} \quad \text{Gl. 11}$$

Für den Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit sind somit 800 Messwerte notwendig, um eine Genauigkeit von 1 % zu erreichen. Bei gleicher Genauigkeit bedeutet das eine Anzahl an Messwerten für die zweite Ordnung von  $4 \cdot 10^4$  und für die vierte Ordnung von  $2,1 \cdot 10^5$ . Die verwendete Konfiguration erfordert 9070 statistisch unabhängige Messwerte bei einer Genauigkeit von 2,1 % für die Mittelwerte der zweiten Ordnung. Für die Momente vierter Ordnung sind 9657 Messwerte notwendig (Fehler = 4,7 %).

Ein weiterer Parameter für die Bestimmung der Messkonfiguration ist die Einhaltung des Nyquist-Kriteriums. Es bedeutet, dass die höchste darstellbare Frequenz die Hälfte der Messfrequenz beträgt.

## 2.2 Untersuchung der Grundströmung

### 2.2.1 Druckverteilung

Zum Nachweis einer geeigneten natürlichen Grundströmung über der Platte, entsprechend der Theorie von Blasius, wurden Druckverteilungsmessungen durchgeführt sowie Geschwindigkeitsprofile mit einer Normaldrahtsonde bei verschiedenen Lauflängen gemessen.

Die Forderung, eine Blasius-Strömung zu erreichen, setzt voraus, dass keine Druckgradienten im Messbereich vorhanden sind. Dazu wurde an zwei spannweitigen ( $y/b = \pm 0,4$ ) und 32 Stromabpositionen über Wanddruckbohrungen der Druck bei einer Grundströmungsgeschwindigkeit von 10 m/s gemessen. Aufgrund der anfänglich horizontalen Montage der Platte im Windkanal und ihrer Versperrungseffekte ergab sich eine beschleunigte Strömung auf der Plattenoberseite, und somit ein negativer Druckgradient. Der Druckgradient wurde aus dem Verlauf der dimensionslosen Druckbeiwerte  $c_p$  wie folgt berechnet:

$$\text{grad } c_p(n-1) = \frac{c_p(n) - c_p(n-1)}{x(n) - x(n-1)} \quad \text{Gl. 12}$$

Dabei ist n die Nummer der Messposition.

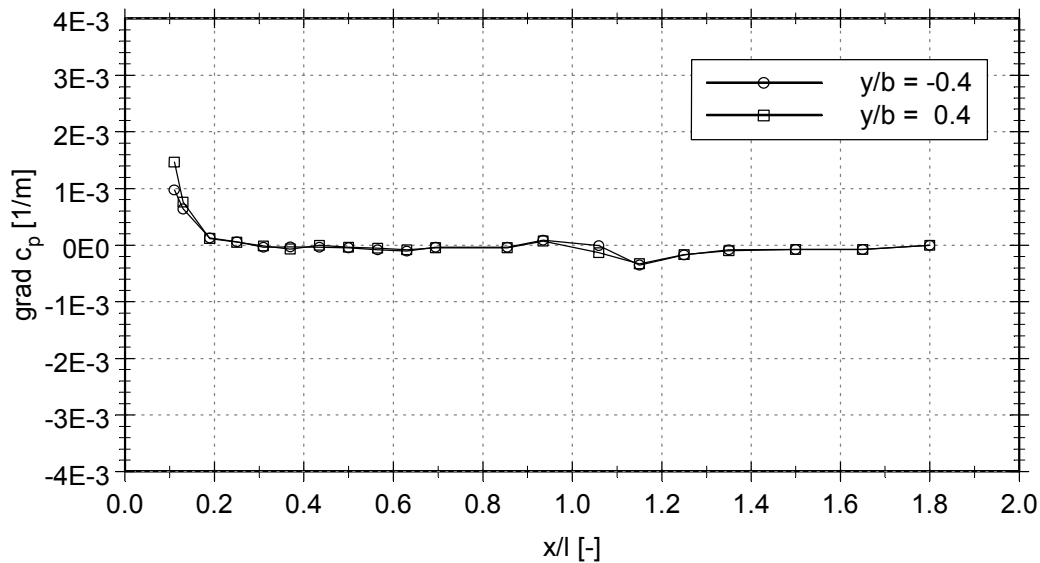


Bild 2.7 - Druckverteilung bei 2 spannweiten Positionen auf der ebenen Platte;  
 Plattenneigung =  $4^\circ$  ; zusätzliche Anstellung der Plattenverlängerung =  $3^\circ$ ,  $l = 1\text{ m}$

Mit dem Ziel, diesen negativen Druckgradienten auszugleichen, wurden die Plattenanstellung und die Neigung der Plattenverlängerung variiert. Für eine Plattenneigung von  $4^\circ$  und eine Neigung der Plattenverlängerung von  $3^\circ$  (vgl. Bild 2.2) konnte der Verlauf des Druckgradienten im Bereich von  $Re_{\delta^*} = 648 - Re_{\delta^*} = 1375$  ( $x/l = 0,2 - 0,9$ ) auf einen Wert von fast Null eingestellt werden (Bild 2.7). Diese Werte rechtfertigen die Annahme einer Blasius-Strömung als Grundlage für weitere Experimente.

### 2.2.2 Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht

Das Stabilitätsverhalten der TS-Moden ist im hohen Maß abhängig von der Form des Geschwindigkeitsprofils der Grenzschicht. Eine Forderung besteht darin, dass dieses keine Wendepunkte aufweist. Selbst bei Vernachlässigung des Reibungseinflusses sind Profile mit Wendepunkt instabil (Rayleigh-Instabilität). Auch in dieser Hinsicht wurden für den Nachweis einer Blasius-Strömung Geschwindigkeitsprofile in wandnormaler Richtung an verschiedenen Positionen gemessen. Stellvertretend sind in Bild 2.8 Geschwindigkeitsprofile an zwei Messpositionen dargestellt. Weitere sind dem Anhang beigelegt. Die Höhenkoordinate  $z$  ist mit der Grenzschichtdicke  $\delta$  normiert. Der lokale Geschwindigkeitswert  $u(z)$  ist auf die Geschwindigkeit  $u_\infty$  der freien Anströmung bezogen. Im Vergleich dazu sind die Geschwindigkeitsprofile nach der Theorie von Blasius eingezeichnet.

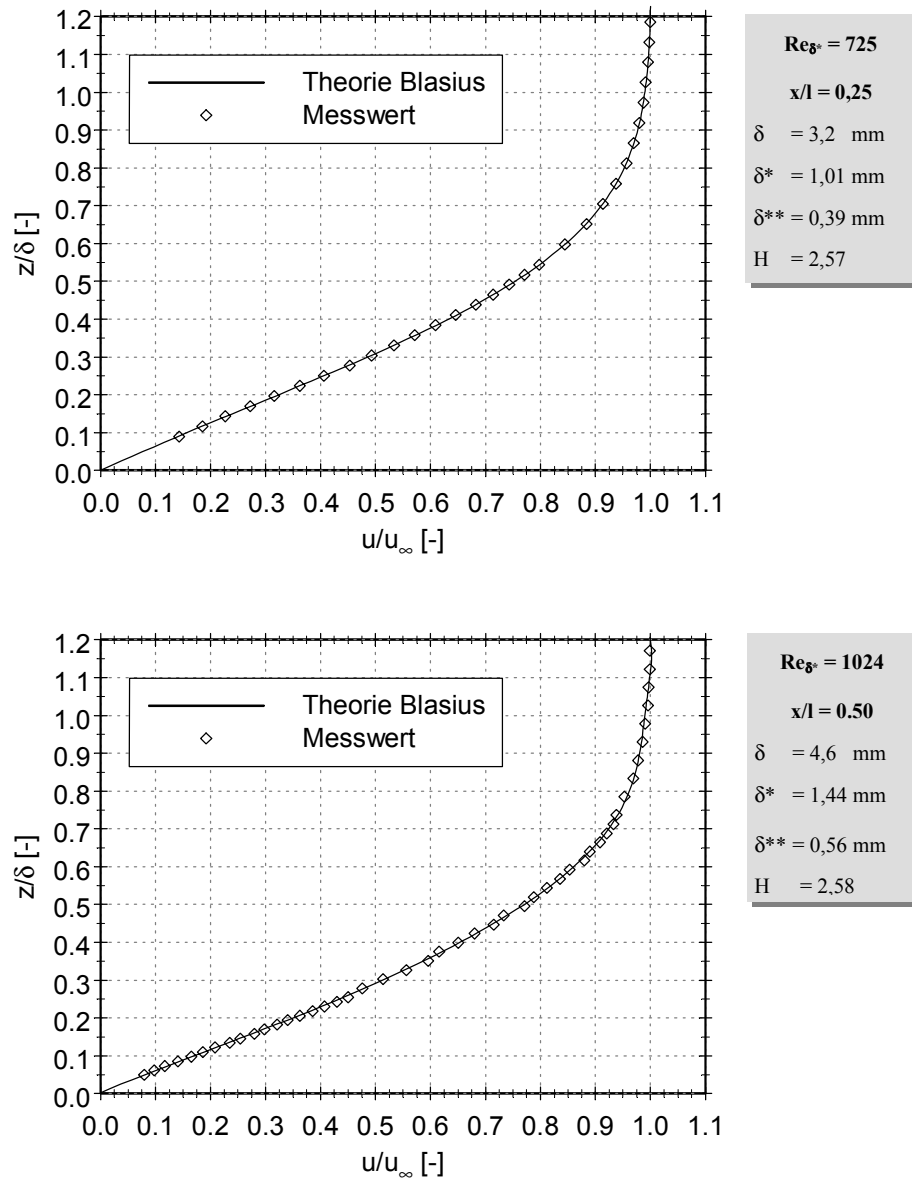


Bild 2.8 - Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht im Messbereich

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile (siehe auch Anhang I / II) weisen keinen Wendepunkt auf und stimmen zufriedenstellend mit dem Blasius-Profil überein. Im Bild 2.9 ist der Verlauf des Formparameters im Vergleich zur Theorie nach Blasius dargestellt. Auch diese Ergebnisse rechtfertigen die Annahme einer Blasius-Strömung für die nachfolgenden Experimente.

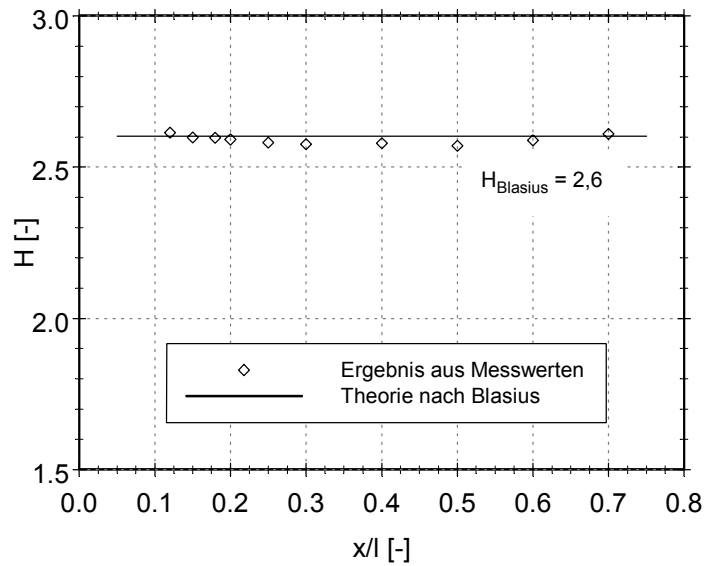


Bild 2.9 - gemessener Verlauf des Formparameters stromab im Vergleich zur Theorie nach Blasius

Das Wachstum der Geschwindigkeitsprofile entspricht dem Grenzschichtwachstum einer Blasius-Grenzschicht. Allerdings sind die Absolutwerte der Grenzschichtdicke bzw. der Verdrängungsdicke kleiner als die mit der Lauflänge gebildeten theoretischen Werte. Die Ursache dafür liegt in der stark beschleunigten Grenzschichtströmung an der Plattenvorderkante. Eine schematische Entwicklung der Plattengrenzschicht ist in Bild 2.10 skizziert.

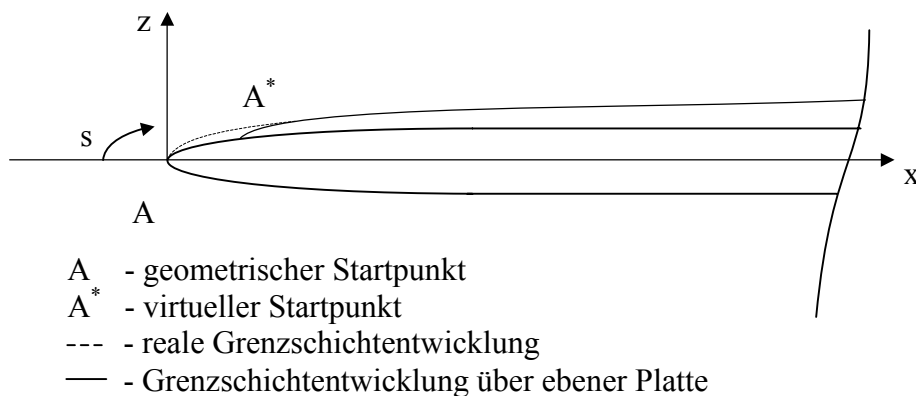


Bild 2.10 - Skizze der Lage des geometrischen und virtuellen Startpunktes

Für die Angabe der Reynoldszahlen nach

$$Re_s = \frac{u_\infty \cdot s}{\nu} \quad \text{Gl. 13}$$

in Abhängigkeit der Messposition ist es notwendig, den Versatz zwischen reellem und theoretischem Startpunkt der Grenzschichtentwicklung zu berücksichtigen.

Der virtuelle Startpunkt wird durch eine Extrapolation des Grenzschichtverlaufes gewonnen (Bild 2.11). Für die Experimente dieser Arbeit beträgt der Versatz ( $s$ ) von der Platten-vorderkante 1,6 mm bzw. bei Berücksichtigung der Ellipsenkontur  $\Delta x = 12,1$  mm.

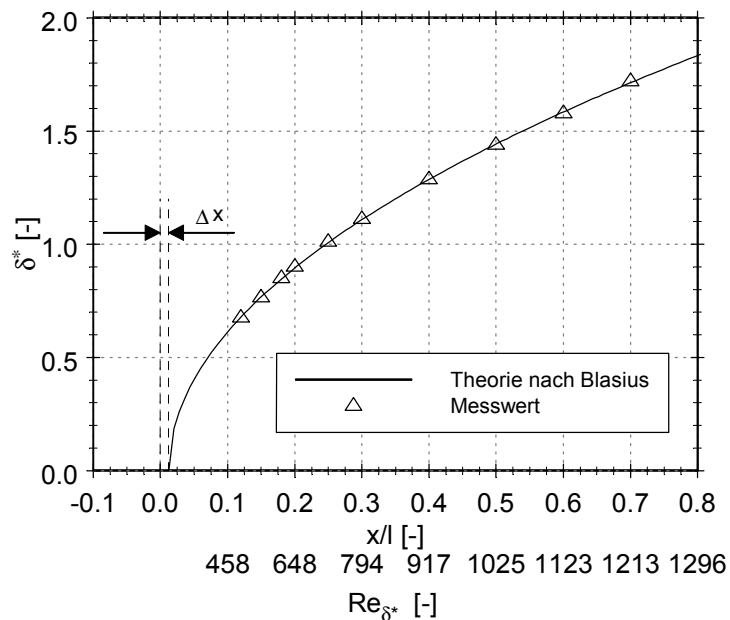


Bild 2.11 - Bestimmung des virtuellen Startpunktes der Grenzschichtentwicklung aus dem Verlauf der Verdrängungsdicke

Alle in dieser Arbeit verwendeten Reynoldszahlen sind, wie in der folgenden Formel angegeben, mit der Verdrängungsdicke der Grenzschicht gebildet:

$$Re_{\delta^*} = \frac{u_\infty \cdot \delta^*}{\nu} \quad \text{Gl. 14}$$

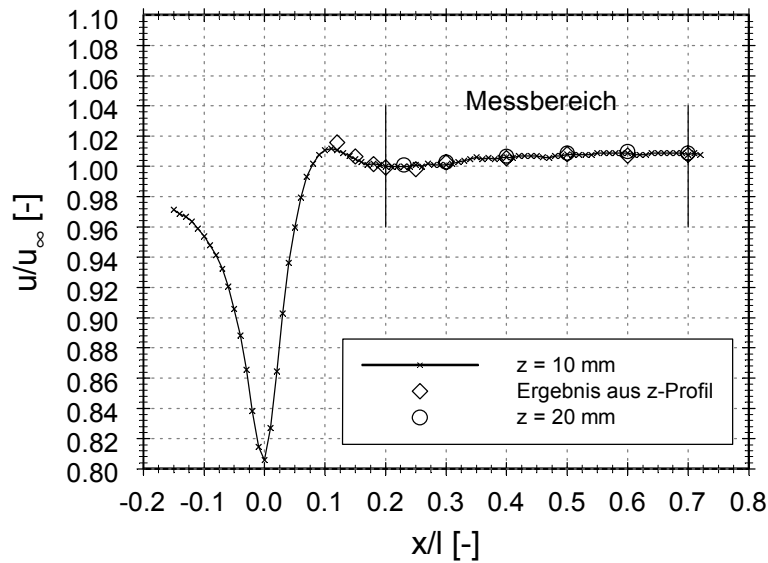


Bild 2.12 - Verlauf der ungestörten Geschwindigkeit über der Transitionsplatte;  
Vergleich von Höhenprofilen mit Längsprofilen in verschiedenen Höhen

Der Verlauf der Geschwindigkeit über der Transitionsplatte außerhalb der Grenzschicht (Bild 2.12) zeigt im gesamten Messbereich einen nur geringen Anstieg von weniger als 1,5 %. Vergleichend sind die Ergebnisse sowohl von Höhenprofilen als auch von x-Profilen in verschiedenen Höhen eingetragen. Die Ergebnisse stimmen gut überein. Im weiteren Verlauf der Arbeit wurden diese Daten als Grundlage für begleitende Rechnungen nach der Linearen Stabilitätstheorie verwendet. In Abschnitt 2.5 wird näher darauf eingegangen.

### 2.3 Signalform des Störzeugers

Das Störsignal der Grenzschichtanregung (Funktionsgenerator YOKOGAWA FC120 – 2 MHz) wurde mit einem Leistungsverstärker (RFT-LV102) in seiner Amplitude erhöht. Mit dem Störzeuger ist es möglich, sowohl den fundamentalen als auch den subharmonischen Transitionstyp zu erzeugen. Die Untersuchungen dieser Arbeit beschränken sich jedoch auf den fundamentalen Typ. In diesem Fall war das Anregungssignal eine Sinusschwingung der Frequenz  $f$  und der Amplitude  $a_1$ :

$$a(t) = a_1 \cdot \sin(2\pi ft) \quad \text{Gl. 15}$$



In Fortsetzung dieser Arbeit sind auch Experimente zum subharmonischen Transitionstyp geplant. Dabei wird zu dieser Sinusschwingung (Fundamentale) eine Sinusschwingung der Frequenz  $f/2$  und der Amplitude  $a_{0,5}$  (Subharmonische) addiert:

$$a(t) = a_1 \cdot \sin(2\pi ft + \varphi_{As}) + a_{0,5} \cdot \sin(\pi ft) \quad \text{Gl. 16}$$

Zusätzlich kann die Phasendifferenz  $\varphi_{As}$  zwischen der Fundamentalen und der Subharmonischen variiert werden.

Im folgenden wird gezeigt, wie sich die eingebrachten Störungen als Geschwindigkeitschwankungen wiederfinden. Die über oberflächenbündige Schlitze eingebrachten sinusförmigen Störungen sind lokal an der Wand angeregte periodische Geschwindigkeitsfluktuationen in wandnormaler Richtung. Ziel ist es, eine kontrollierte Anfangsbedingung für eine, sich in der Grenzschicht ausbreitende Störwelle vorzugeben. Welcher physikalische Mechanismus der Umwandlung zur Störwelle in der Grenzschicht zugrunde liegt, ist bisher nicht bekannt. Es konnte jedoch nachgewiesen werden, dass es möglich ist, kontrollierte Anfangsbedingungen zu realisieren.

### 2.3.1 Spannweitige Abhängigkeit des erzeugten Störsignals

Die Kalibrierung des Störerzeugers erfolgte in der Messstrecke bei den für die Messung ausgewählten Parametern, wie z. B. der Anströmgeschwindigkeit. In der folgenden Abbildungen (Bild 2.14) ist der spannweitige Verlauf eines Störmodenprofils dargestellt. Die Lage des Profils ist 30 mm stromab, hinter dem ersten Störschlitz ( $Re_{\delta^*} = 695$ ;  $x/l = 0,23$ ). An dieser Position hat sich das Störmodenprofil bereits voll ausgebildet. Wie frühere Untersuchungen gezeigt haben [Knörschild & Buckisch; 1996], ist für die Untersuchung des Tollmien-Schlichting-Umschlages eine außerordentlich gleichmäßige Verteilung von Stör-Amplitude und Phase notwendig. Im Verlauf dieser Arbeit wird darauf noch näher eingegangen (Abschnitt 4.1).

Die Phasenlage an einem Messpunkt wurde aus der Differenz zwischen Anregungssignal (Sinusgenerator für Lautsprechersteuerung) und dem örtlichen Zeitsignal der Hitzdrahtsonde bestimmt. Beide Signale wurden dabei zeitgleich gemessen. Bild 2.13 verdeutlicht das Prinzip der Phasenlagenberechnung.

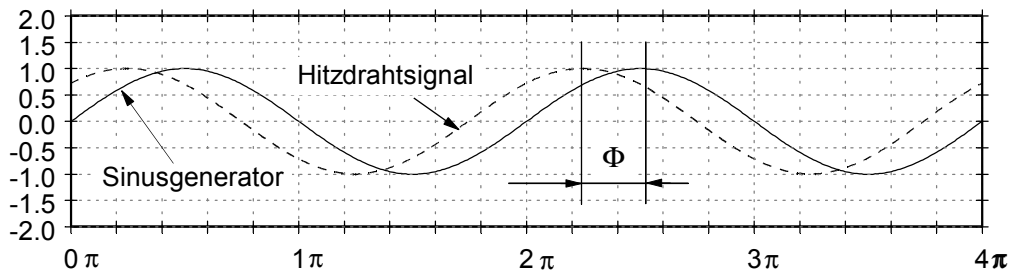


Bild 2.13 - Prinzipdarstellung für die Bestimmung der Phasenlage aus der Differenz des Signals vom Sinusgenerator und des örtlichen Messsignals der Hitzdrahtsonde

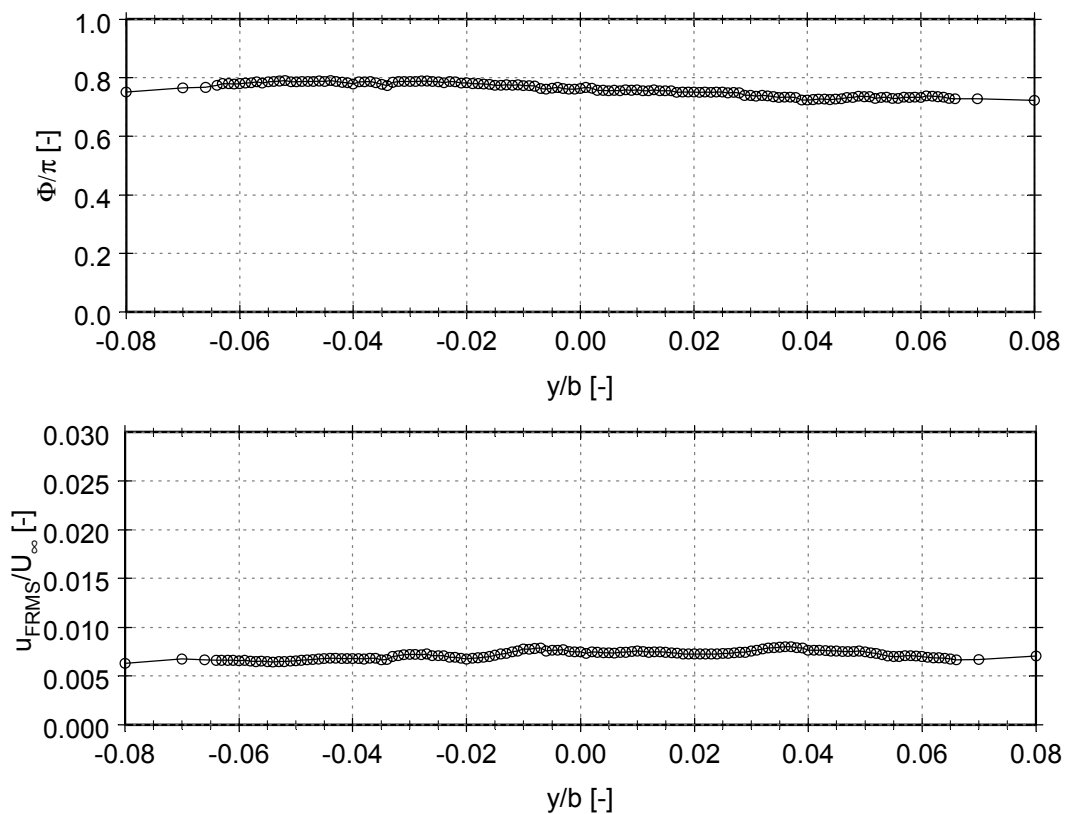


Bild 2.14 - Spannweitiges Störampplitudenprofil und Verlauf der Phasenlage 30 mm hinter dem ersten Störschlitz;  $Re_{\delta^*} = 695$ ;  $x/l = 0.23$

In Bild 2.14 sind der Störampplituden- und der Phasenverlauf bei einer Anregung mit  $f = 139.6$  Hz dargestellt. Abgesehen von minimalen Schwankungen ( $\Delta\Phi/\pi < 0,05$ ;  $\Delta u_{FRMS}/u_{\infty} < 0,01$ ) lässt sich ein nahezu gleichbleibender Verlauf quer zur Strömungsrichtung feststellen. Der Störgenerator entspricht somit den hohen Anforderungen an die Gleichförmigkeit des erzeugten Signals. Die Störmodenprofile hinter den 3 weiteren Störschlitzen liefern einen ähnlich konstanten Querverlauf von Störampplitude und Phase.

### 2.3.2 Abhängigkeit des erzeugten Störsignals von der Anregungsstärke

Ein weiterer Parameter des Störzeugers ist die Anregungsstärke. Aus ähnlichen Experimenten [Wiegel & Fischer; 1995] [Zhou & Grosche; 1994] und numerischen Berechnungen ist die Größenordnung der benötigten Anfangsstörung bekannt [Berlin et al.; 1995]. Zur einfachen Handhabung des Störzeugers ist es sinnvoll, im relevanten Amplitudenbereich einen linearen Zusammenhang zwischen Anregungssignal, der Spannung am Lautsprecher ( $A_{SPL}$  [V]), und Störampplitude in der Grenzschicht zu haben. In Bild 2.15 a sind Störmodenprofile der Grenzschicht bei 20 verschiedenen Anregungsstärken ( $A_{SPL}$  von 1 % bis 100 %) dargestellt. Die SPL-Werte wurden mit einem Schallpegelmessgerät bei ruhender Außenströmung bestimmt. Gezeigt wird nur der relevante Bereich um das jeweilige Amplitudenmaximum. Der Verlauf der Profile ist bei allen qualitativ ähnlich. Bild 2.15 b zeigt die angestrebte lineare Abhängigkeit des Amplitudenmaximums bei steigender Anregungsstärke. Das Maximum der linearen Entwicklung entspricht  $u_{FRMS-Amax} = 0.183$  m/s.

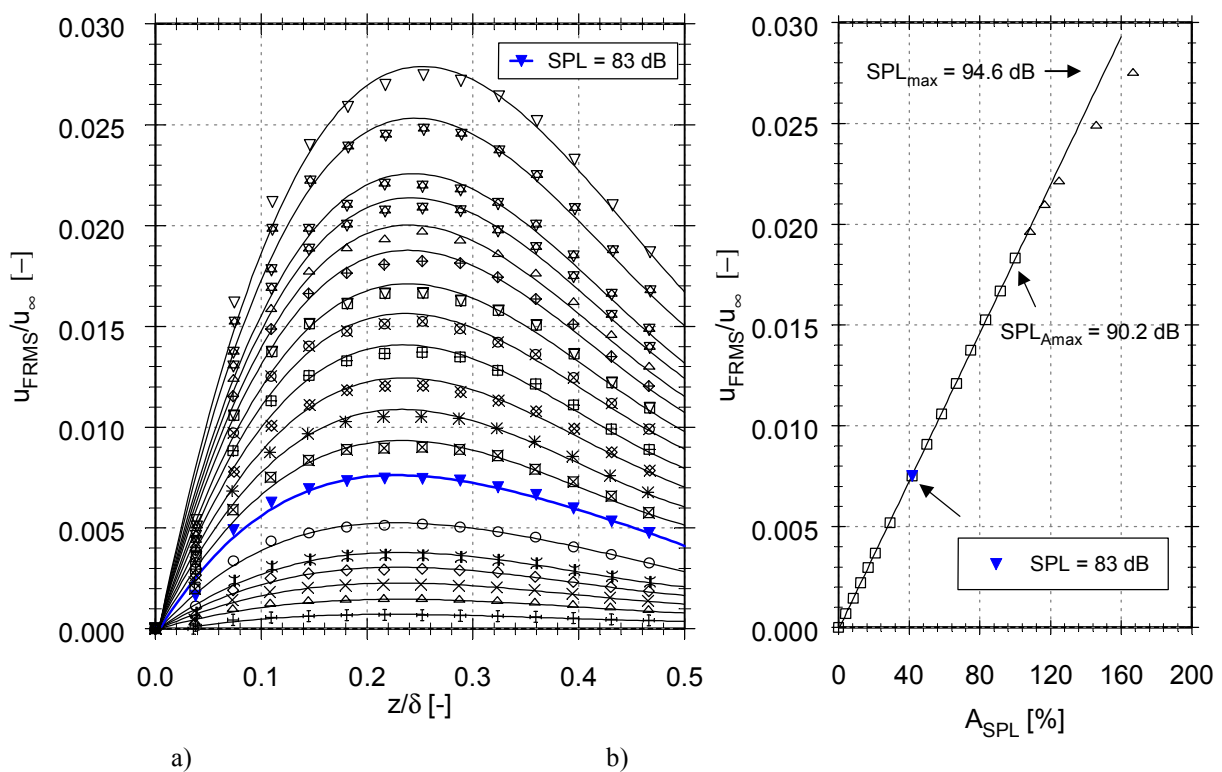


Bild 2.15 - Störmoden bei variabler Anregungsstärke ( $A_{SPL}$  [V]);  $Re_{\delta^*} = 695$ ,  $x/l = 0,23$ ;  $y/b = 0$ ;  $u_\infty = 10$  m/s, a) Störmodenverlauf für  $A_{SPL} = 1$  %, ..., 100 %, b) Verlauf der maximalen Störampplitude

Die Abhängigkeit der Amplitude vom Schalldruckpegel (SPL) ist dabei wie folgt definiert:

$$A_{SPL} = \frac{A(SPL)}{A_{\max}} \cdot 100\% \quad \text{Gl. 17}$$

Die Zeitsignale der maximalen Störampplitude sind in Bild 2.16 dargestellt. Deutlich wird der sinusförmige Verlauf entsprechend Gleichung 15 ersichtlich. Der überwiegende Teil der nachfolgenden Messungen wurde bei einem Schalldruckpegel von 83 dB ( $A_{SPL}/A_{\max} = 42\%$ ;  $SPL_{A_{\max}} = 90.2$  dB;  $u_{FRMS-A_{\max}} = 0.183$  m/s) durchgeführt.

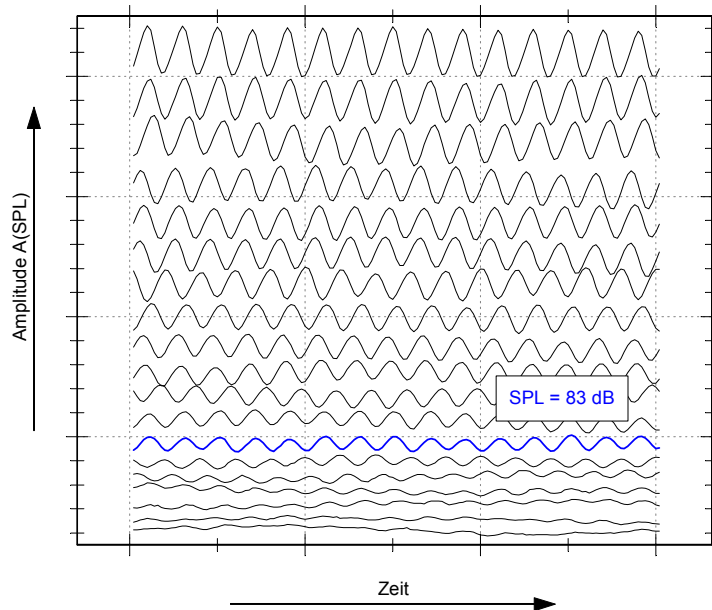


Bild 2.16 - Zeitsignale der maximalen u-Störampplitude in Abhängigkeit von der Anregungsleistung des Störsignals;  $Re_{\delta^*} = 695$ ,  $x/l = 0,23$ ;  $y/b = 0$ ;  $u_{\infty} = 10$  m/s

Gleichzeitig mit der Erhöhung der Amplitude bei steigender Anregung verschiebt sich die Lage des lokalen Maximums um einen sehr geringen Betrag ( $\approx 0,03$  mm) vom wandnahen Bereich in Richtung Grenzschichtrand, wie aus Bild 2.17 ersichtlich wird. Diese Lageänderung ist laut LST jedoch nicht vorhanden.

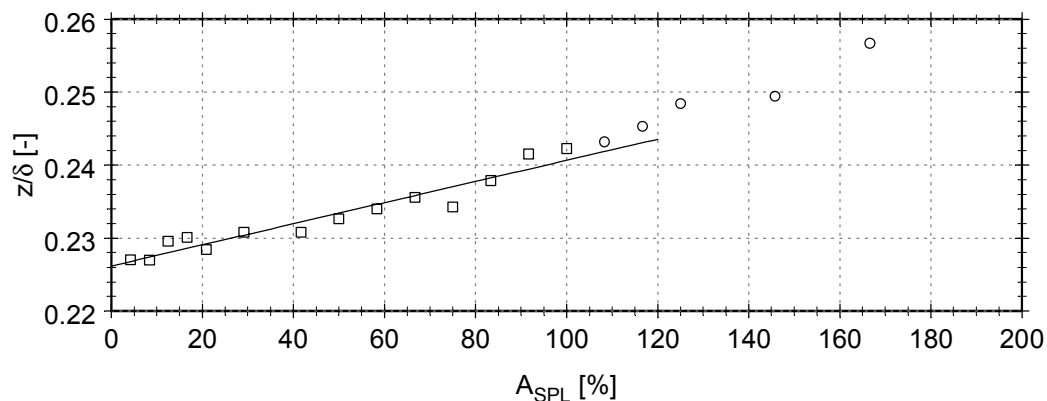


Bild 2.17 - lineare Abhängigkeit der Lage ( $z$ ) des Störampplitudenmaximums von der Anregungsleistung des Störsignals

## 2.4 Lage der Störschlitzte bei verschiedenen Initialisierungswinkeln der Störwelle

Eine Besonderheit des Versuchsaufbaus ist die Lageänderung der Störschlitzte im Verhältnis zur Plattenvorderkante bei einem Schräglaufwinkel ungleich Null Grad. Resultierend aus der baulich bedingten dezentralen Anordnung der Schlitzte im Drehtellereinsatz der ebenen Platte wandern die Schlitzenden bei einer Schrägstellung stromauf bzw. stromab (Bild 2.18). Es ändert sich damit auch der Ort der Störeintragung in die Grenzschicht, was wiederum ein unterschiedliches Verhalten bei der weiteren Entwicklung dieser Störungen zur Folge hat (Rezeptivity - siehe Abschnitt 1.2.4).

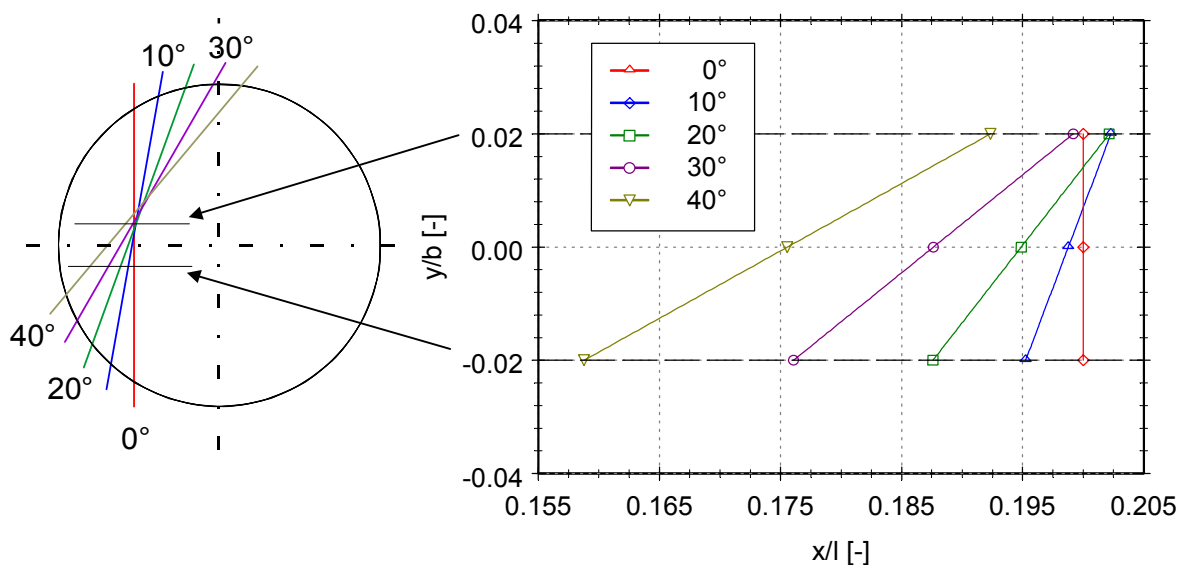


Bild 2.18 - Lageänderung der Störschlitzte bei Initialisierungswinkeln ungleich 0°  
am Beispiel des ersten Störschlitzes

Überwiegend wurden die Messungen an drei spannweitigen Positionen durchgeführt ( $y/b = -0,02; 0; 0,02$ ). Im Verlaufe der Untersuchungen konnte dabei festgestellt werden, dass bei einem Winkel der Störwelle von 40° die Konfiguration des Versuchstandes an die Grenzen einer korrekten Simulation stößt. Das Ende des ersten Störschlitzes wandert dann bereits um mehr als 4 % der gesamten Plattenlänge ( $l$ ) stromauf. Außerdem nähert sich das Ende des Störschlitzes stark der spannweitigen Messposition von  $y/b = -0,02$ . Die am Ende eines Störschlitzes erzeugten „sekundären Wirbelstrukturen“ [Meyer & Rist; 1998] führen zu einer Verfälschung des gewünschten Störsignals und beeinflussen die Entwicklung der Strömung bzw. die Anfachung der Störwellen maßgeblich. Im Abschnitt 4.2 wird darauf noch näher eingegangen. Bei der spannweitigen Position von  $y/b = 0,02$

ändert sich die Lage des Störschlitzes nur minimal ( $< 1\%$  von  $l$ ). Die Messergebnisse an dieser Position wurden daher für die Vergleiche mit den numerischen Berechnungen herangezogen. Eine Zielstellung dieser Arbeit ist es, den Unterschied zwischen spanweitig durchgängigen Schlitzten und der damit verbundenen Lageänderung bei Drehung mit Ergebnissen von spanweitig gekammerten, parallel zur Plattenvorderkante feststehenden Schlitzten zu vergleichen. Es kann gezeigt werden, dass die Lageänderung der Störschlitzte keinen signifikanten Einfluss auf das Verhalten der Störwellen im weiteren Verlauf ihrer Entwicklung hat.

## 2.5 Grundlagen zum Vergleich zwischen experimentellen Messungen und numerischen Berechnungen

### 2.5.1 Numerische Approximation der experimentellen Grenzschichtprofile

Im Rahmen der Zusammenarbeit im Themenkreis III des DFG-Schwerpunktprogramms „Transition“ wurden begleitend zu den experimentellen Messungen numerische Berechnungen mit der LST an der Universität Stuttgart durchgeführt. Der in Bild 2.20 dargestellte Kurvenverlauf zeigt die Anpassung des numerischen bestimmten Parameters der freien, ungestörten Geschwindigkeit an die Messergebnisse der Außengeschwindigkeit stromab oberhalb der ebenen Platte (Bild 2.19). Der nach der Lagekorrektur der Platte verbleibende, geringe Geschwindigkeitsanstieg stromab ist über die gesamte Lauflänge gemessen kleiner als  $1,5\%$  der freien Anströmung und somit vernachlässigbar gering (Abschnitt 2.2.2). Örtliche Geschwindigkeitsgradienten treten nicht auf, bzw. sind innerhalb der Messtoleranz.

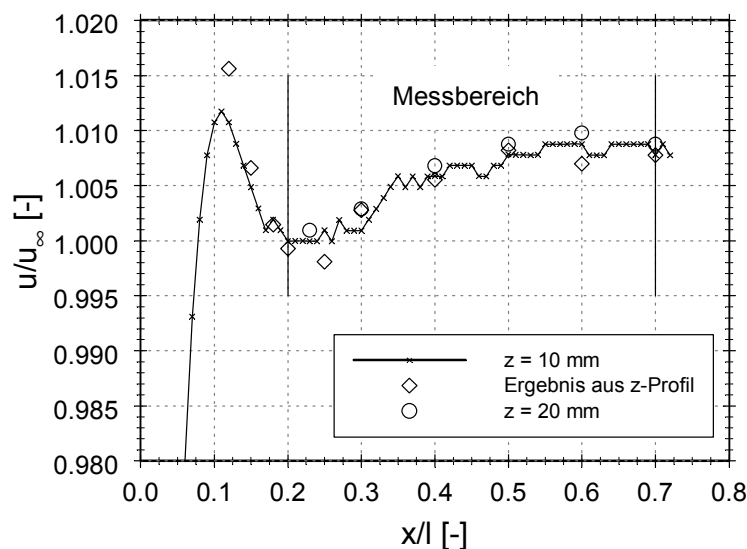


Bild 2.19 - normierter Geschwindigkeitsverlauf über der Messplatte

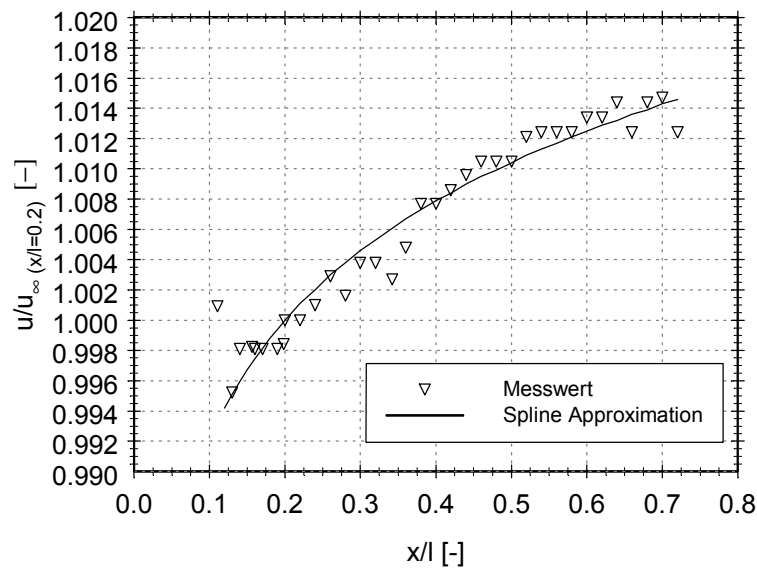


Bild 2.20 - Approximation der Außengeschwindigkeit für numerische Berechnungen

Aus dem in Bild 2.7 bereits dargestellten Druckgradienten-Verlauf wird ersichtlich, dass diese Vernachlässigung keinen Einfluss auf die Annahme einer Entwicklung der Grenzschicht entsprechend der Theorie von Blasius hat. Als Grundlage für die weiteren numerischen Berechnungen wurde der gemessene Geschwindigkeitsverlauf mit einem Spline approximiert (Bild 2.20). Der daraus resultierende Verlauf der mit der Verdrängungsdicke gebildeten Reynoldszahl ( $Re_{\delta^*}$ ) wird in Bild 2.21 wiedergegeben.

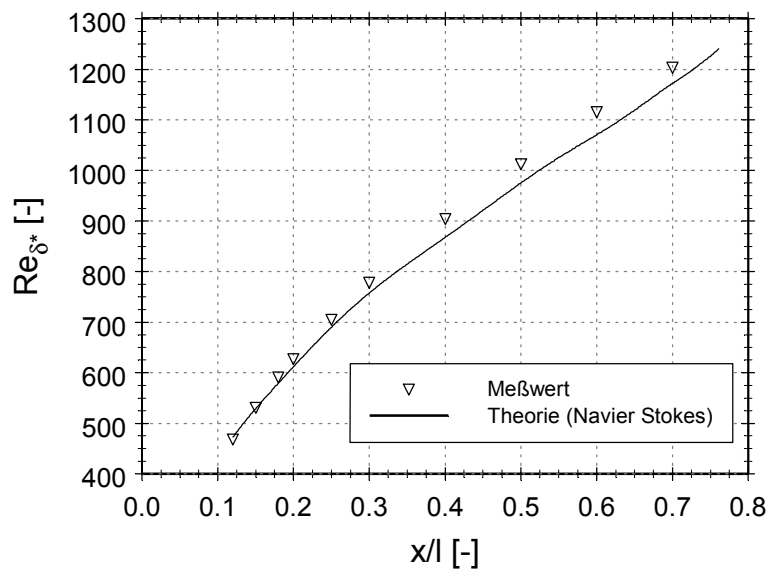


Bild 2.21 - Lauflängenabhängigkeit der Reynoldszahl

Der Verlauf der Reynoldszahl ( $Re_{\delta^*}$ ) ist die Lösung eines Navier-Stokes-Solvers für die bei den Messungen ermittelten Grenzschichtparameter. Die Lösung ist stationär; alle instationären Anteile werden gedämpft. Da keine Linearisierung vorgenommen wird, handelt es sich um eine „exakte“ Lösung. Als Ergebnis liegen die lokalen Werte für die Geschwindigkeiten ( $u, v, w$ ) und die Wirbelstärke ( $\omega(z)$ ) vor. Die Geschwindigkeiten in spannweiti- ger und wandnormaler Richtung sind dabei vernachlässigbar gering. Anschließend wird an einer beliebigen Stelle (Messposition) eine lokale, lineare Stabilitätsanalyse (LST) durch- geführt.

### 2.5.2 Grundlagen der linearen Stabilitätstheorie

Die LST beschreibt die Instabilität einer Grenzschicht gegenüber zwei- (ebenen) und drei- dimensional (schrägen) Störwellen. Bei Annahme geringer Störamplituden und lokaler Parallelität der Grenzschicht kann aus den Navier-Stokes-Gleichungen und der Kontinui- tätsgleichung die Orr-Sommerfeld-Gleichung, eine gewöhnliche Differentialgleichung vierter Ordnung für die komplexe Amplitudenfunktion  $\Phi(z)$  der komplexen Stromfunktion  $\Psi(x, z, t)$  hergeleitet werden [Brechling; 1988] [Schlichting; 1933].

$$(\hat{u} - c_{ph}) \cdot (\Phi'' - \alpha^2 \Phi) - \hat{u}'' \Phi = -\frac{i}{\alpha R} (\Phi'''' - 2\alpha^2 \Phi'' + \alpha^4 \Phi) \quad \text{Gl. 18}$$

$$\text{mit } \Psi(x, z, t) = \Phi(z) \cdot e^{i(\alpha x - \beta t)}$$

Die Störwellen werden mit folgendem Ansatz für harmonische Wellen approximiert ( $v'$  und  $w'$  analog):

$$u'(x, y, z, t) = \hat{u}'(z) \cdot e^{i(\alpha x + \gamma y - \beta t)} \quad \text{Gl. 19}$$

Dabei sind die komplexen Größen

$$\alpha = \alpha_r + i\alpha_i \quad \text{Gl. 20}$$

und

$$\gamma = \gamma_r + i\gamma_i \quad \text{Gl. 21}$$

die Wellenzahlen in x- bzw. y-Richtung. Die Kreisfrequenz  $\beta$  und  $\hat{u}'(z)$  sind Amplituden- funktionen der Störgeschwindigkeit.

$$\beta = \beta_r + i\beta_i \quad \text{Gl. 22}$$



Die Lösung der Orr-Sommerfeld-Gleichung ist ein Eigenwertproblem mit den freien Parametern  $Re$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ . Dabei wird in Abhängigkeit von den gegebenen Parametern in räumliche und zeitliche Anfachung unterschieden. Bei zeitlicher Betrachtungsweise sind beide räumliche Wellenzahlen reell ( $\alpha_i, \gamma_i = 0$ ). Der Imaginärteil der komplexen Kreisfrequenz beschreibt die zeitliche Anfachung ( $\beta_i > 0$ ) bzw. Dämpfung ( $\beta_i < 0$ ) der Störwelle. Beim räumlichen Modell, das im weiteren für die Vergleiche mit den Messwerten verwendet wird, sind die Wellenzahlen komplex, wobei der Imaginärteil die räumliche Anfachung ( $\alpha_i < 0$ ) bzw. Dämpfung ( $\alpha_i > 0$ ) in x-Richtung beschreibt. Bei zweidimensionalen Grundströmungen existiert keine räumliche Anfachung in Spannweitenrichtung ( $\gamma_i = 0$ ).

Für die reelle Kreisfrequenz ( $\beta_i = 0$ ) gilt:

$$\beta = 2\pi \cdot f \quad \text{Gl. 23}$$

Die Wellenlänge der Störwellen in Strömungs- bzw. Spannweitenrichtung errechnet sich aus der jeweiligen Wellenzahl wie folgt:

$$\lambda_x = \frac{2\pi}{\alpha_r} \quad \text{Gl. 24}$$

$$\lambda_y = \frac{2\pi}{\gamma} \quad \text{Gl. 25}$$

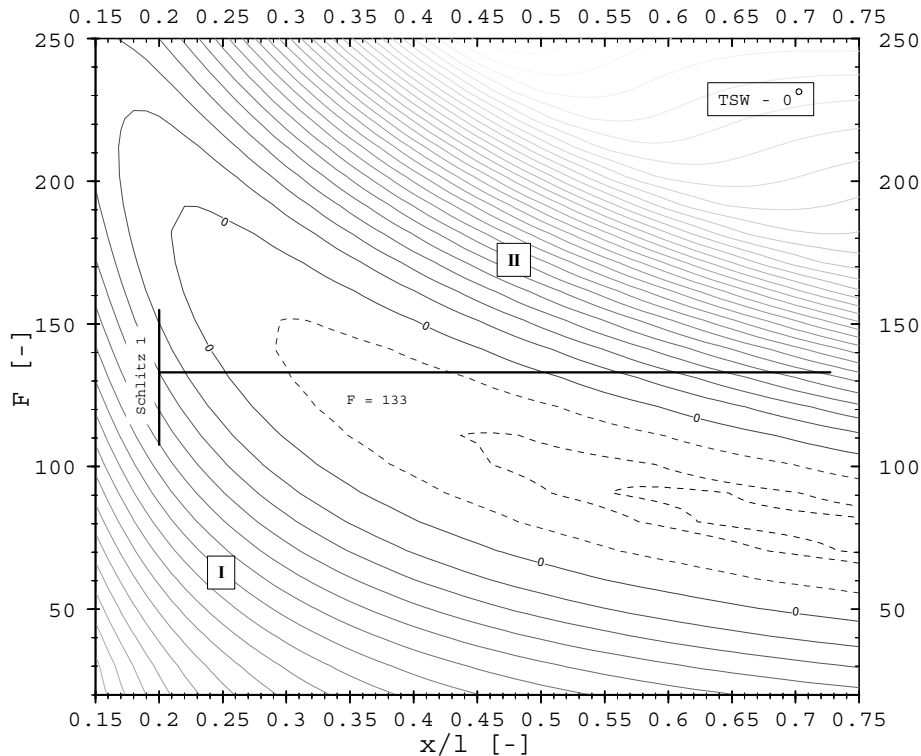
Der Winkel einer schräglaufenden Störwelle (3D) berechnet sich mit:

$$\sigma = \arctan \frac{\gamma}{\alpha_r} \quad \text{Gl. 26}$$

Die Stabilitätseigenschaften der lokalen Geschwindigkeitsprofile gegenüber zwei- und dreidimensionalen Störwellen kleiner Amplitude wurden mit Hilfe eines Schießverfahrens berechnet [Müller; 1994].

## Lage- und Frequenzabhängigkeit des Störsignals - Indifferenzkurven

Bei der Festlegung der Frequenz  $f$  der Störwelle und der Phasengeschwindigkeit  $c_{\text{Phase}}$  (abhängig von  $u_\infty$ ) sind physikalische Grenzen für das Experiment zu beachten. Ziel ist es, Störwellen anzuregen, die an der Position des Störgenerators (Störschlitz) nahe der Instabilitätsgrenze liegen. Es bleibt somit nur ein begrenztes Experimentierfenster zur Verfügung (Bild 2.22).

Bild 2.22 - Indifferenzkurve bei  $\text{TSW} = 0^\circ$  / Lage der Störgeneratoren

Ausgehend von der Plattenvorderkante (Bereich I in Bild 2.22) ist die Strömung stabil gegenüber kleinen Störungen. Diese Voraussetzung für die Beschreibung der Störentwicklung entsprechend der linearen Theorie wurde bereits in Abschnitt 1.2.3 näher beschrieben. Die eingezeichnete dimensionslose Frequenz ( $F = 133$ ) ist die im Experiment überwiegend verwendete Anregungsfrequenz der Störwellen und wurde auch für die Rechnungen nach der LST verwendet. Sie berechnet sich nach folgender Formel:

$$F = \frac{2 \pi f \nu}{u_\infty^2} \cdot 10^6 \quad \text{Gl. 27}$$

Weiter stromab nimmt die die Störbewegung dämpfende Zähigkeitswirkung der Grundströmung ab, so dass diese ab der sogenannten kritischen Reynoldszahl  $Re_{krit}$  instabil gegenüber zweidimensionalen Störungen wird (Bereich innerhalb der Indifferenzkurve). In diesem Bereich kommt es zur Ausbildung zweidimensionaler Störwellen (TSW), die sich in Strömungsrichtung mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit ausbreiten und dabei angefacht werden. Im Bereich II werden die Störwellen entsprechend der linearen Theorie wieder gedämpft. Letztendlich wird der Prozess der Transition aber auch maßgeblich durch einen Anteil niederfrequenter Störungen, der auch bei sehr hohen Reynoldszahlen instabil ist, beeinflusst.

## 2.6 Grundlagen der Visualisierung

Nach den Grundlagenuntersuchungen in der ersten Periode des Transitions-Förderprojektes konnten im zweiten Antragszeitraum umfangreiche Experimente zur Visualisierung schräglaufer TSW durchgeführt werden. Aufgrund der Ergebnisse der Vorversuche [Knörnschild & Buckisch; 1997] [Debler & Knörnschild; 1996] erwies sich der Einsatz eines Laserlichtschnittes in Verbindung mit einem schnellen CCD-Kamerasystem als vielversprechend.

Zur Erzeugung des Laserlichtschnittes wurde eine Zylinderlinse verwendet. Als Lichtquelle kam ein Argon-Ionen-Dauerstrichlaser der Firma Spectra Physics mit einer Leistung von 5 W zum Einsatz. Vom Institut für Energietechnik der TU Dresden wurde ein äußerst leistungsfähiges Bilderfassungs- und Verarbeitungssystem der Firma LA Vision als Leihgabe zur Verfügung gestellt. Dieses basiert auf einem integrierten Photonendetektor, der in der Lage ist, auch geringste Lichtstärken zu erfassen. Die Angaben des Herstellers belaufen sich auf einzelne Photonencounts.

Der Bildspeicher verfügt über  $384 \times 288$  Pixel. Die Kamera arbeitet in drei Moden, in denen dieser jeweils unterschiedlich verwaltet wird. Unter der Option Slow Scan können Einzelbilder mit einer Frequenz bis zu 25 Hz aufgenommen werden. Dabei steht der volle Bildspeicher zur Verfügung. Im Framing-Mode wird ein zweiter Bildspeicher verwendet. Bei diesem Verfahren wird mittels einer Querblende ein beliebig wählbarer Teil des Bildsensors abgeschattet und somit der benötigte Speicher reduziert. In Abhängigkeit der Bildzeilenanzahl kann pro Frame eine entsprechende Anzahl Bilder erfasst werden. Die Bildfolgefrequenz ist von der gewählten Bildgröße abhängig. Verringert sich die Bildzeilenanzahl un-

ter fünf kann im Streak-Mode gearbeitet werden. Dieser erlaubt Frame-Raten bis zu 100 kHz. Die minimal mögliche Belichtungszeit beträgt unabhängig von der Bildfrequenz 90 ns. Eine Triggerung auf externe Signale ist möglich.

Mit Hilfe eines Spezialobjektives mit 800 mm Brennweite und 1,2 Lux Lichtempfindlichkeit konnte eine räumliche Auflösung von 2 Pixel pro mm erreicht werden. Zur Erzeugung von Tracerteilchen wurde in die Druckkammer, unter dem für die Anregung zuständigen Schlitz, ein Partikelgenerator eingebaut (Bild 2.23).

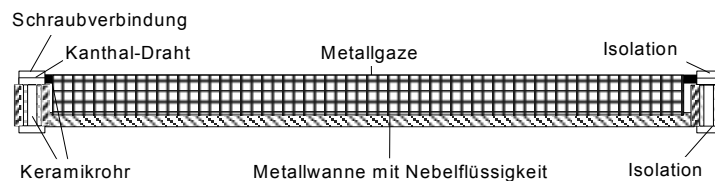


Bild 2.23 - Prinzipskizze des Partikelgenerators

Das Funktionsprinzip des Partikelgenerators beruht auf der Verdampfung einer öligen Flüssigkeit (Safex-Inside). Dazu wurde ein Keramikröhrchen mit vier Kanthaldrähten durchzogen, die unter Stromfluss als Heizdraht wirken. Über dieses ist ein engmaschiges Kupfernetz gelegt, das sich aufgrund der Kapillarwirkung selbständig aus der darunter befindlichen Wanne mit der Nebelflüssigkeit versorgt. Zur Minderung thermischer Störungen auf die Grenzschicht ist unmittelbar über dem Partikelgenerator eine Wasserkühlung angebracht. Testmessungen schlossen einen thermischen Einfluss aus. Das Bild 2.24 zeigt die Einbaulage des Partikelgenerators in der Druckkammer unter dem Störschlitz.

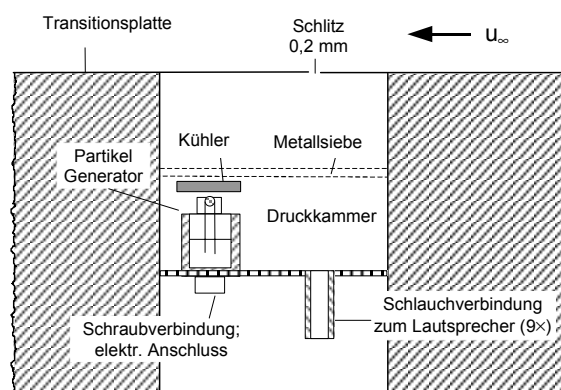


Bild 2.24 - Einbaulage des Partikelgenerators in der Druckkammer unter dem Störschlitz der Transitionsplatte

### 3 Ergebnisse der Visualisierung

#### 3.1 Winkelabhängigkeit der TSW-Entwicklung

Bild 3.1 zeigt die Aufnahme einer mit  $5^\circ$  zur Hauptströmungsrichtung schräglaufenden Tollmien-Schlichting-Welle (TSW) mit Darstellung des zugehörigen Photonencountverlaufes in Hauptströmungsrichtung.

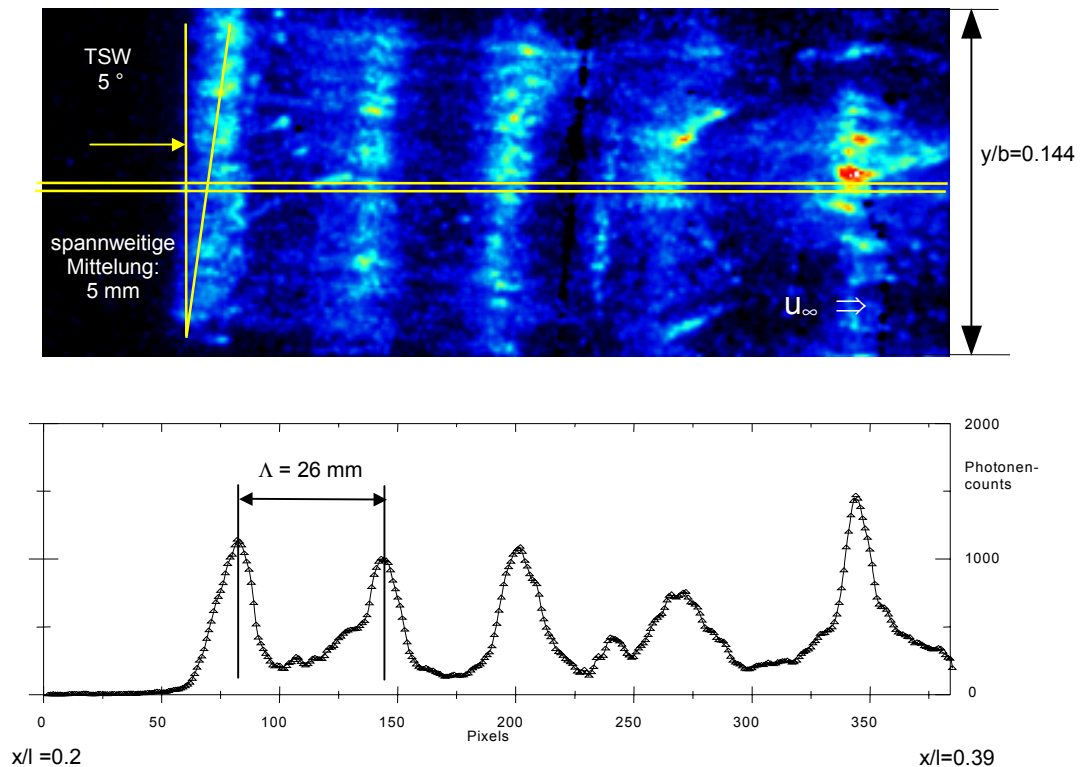


Bild 3.1 - Schräge TSW unter  $5^\circ$  zur Strömungsrichtung mit Photonencountverteilung;  $z = 0,8$  mm

Es wurde, wie auch die folgenden Bilder, im Slow-Scan-Modus mit einer Belichtungszeit von  $10 \mu\text{s}$  bei Triggerung auf das Signal des zur Anregung verwendeten Funktionsgenerators erfasst. Die räumlichen Ausdehnungen sind als dimensionslose Größen dargestellt. Der Wandabstand des Lichtschnittes betrug bei diesen Aufnahmen  $z = 0,8$  mm.

Der periodische Charakter der TSW ist im Bild 3.1 und anhand des Photonencountverlaufes gut zu erkennen. Der Schräglaufwinkel wird in Strömungsrichtung beibehalten; die Wellenfront breitet sich parallel zum Anregungsschlitz aus. Die Photonencountverteilung

in Hauptströmungsrichtung wurde durch Mittelung der erfassten Werte über 5 mm Spannweite erzeugt. Die eingezeichneten Linien kennzeichnen diesen Bereich. Anhand des Abstandes der Peaks in der Photonencountverteilung kann die Wellenlänge ermittelt werden. Sie beträgt in diesem Fall 26 mm. Die durchgeführten Hitzdrahtmessungen bestätigen diesen Wert. Bild 3.2, Bild 3.3 und Bild 3.4 zeigen Slow-Scan-Aufnahmen von TSW unter verschiedenen Winkeln zur Hauptströmungsrichtung.

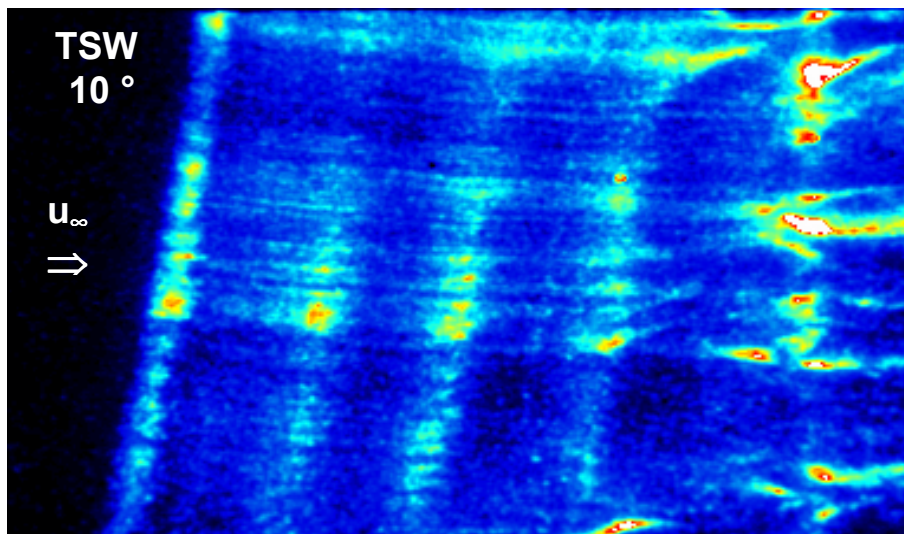


Bild 3.2 - Schräge TSW - 10° zur Strömungsrichtung

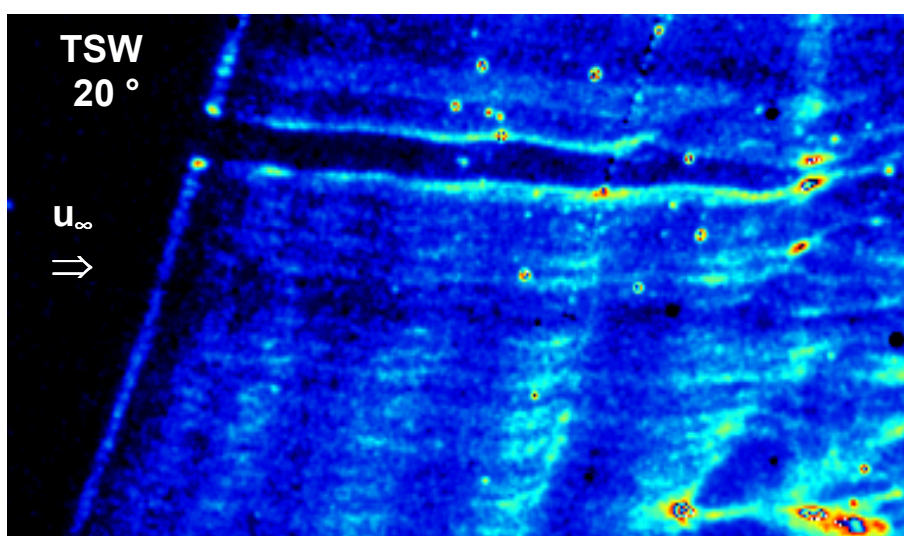


Bild 3.3 - Schräge TSW - 20° zur Strömungsrichtung

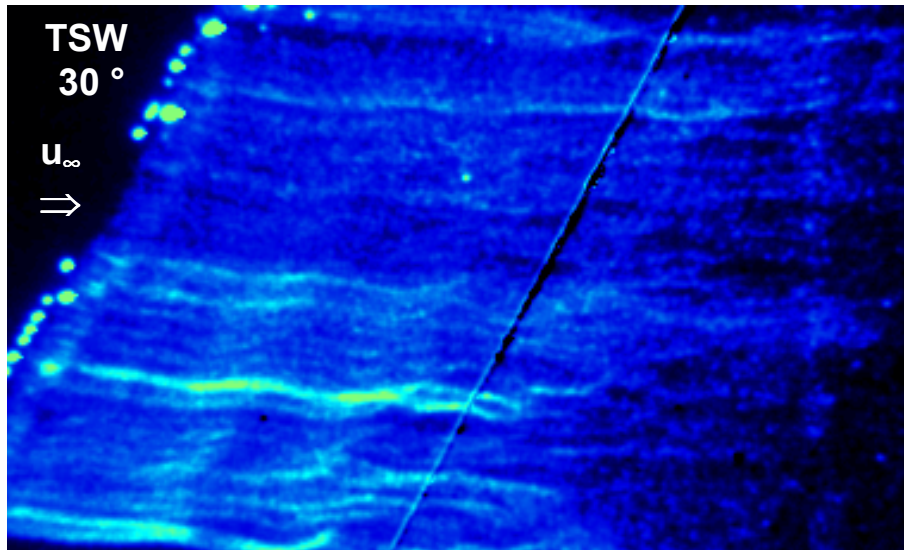


Bild 3.4 - Schräge TSW - 30° zur Strömungsrichtung

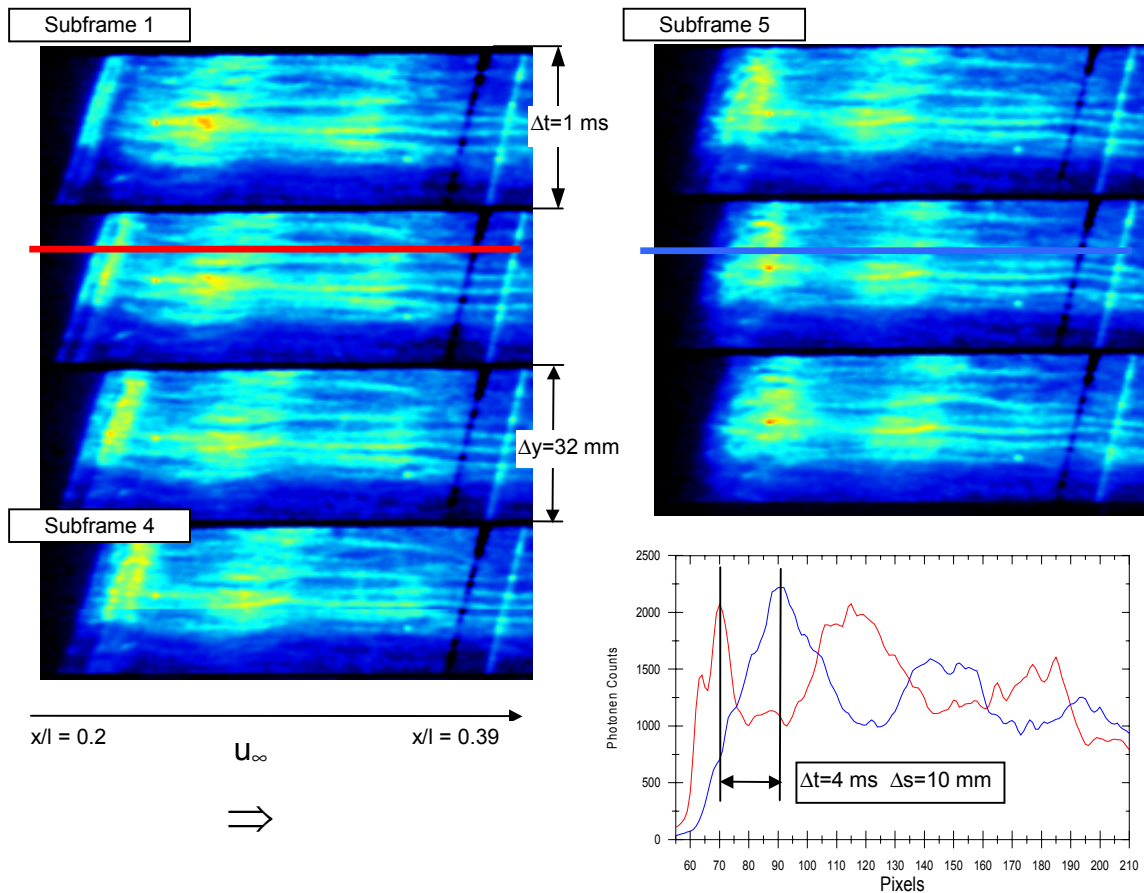
Alle Abbildungen zeigen die zum Anregungsschlitz parallele Ausbreitung der Wellenfront. Der Schräglaufwinkel zur Hauptströmungsrichtung wird demzufolge beibehalten. Der in Bild 3.3 sichtbare Intensitätseinbruch wurde durch ein Verstopfen des Anregungsschlitzes durch Tropfen der Nebelflüssigkeit verursacht. In den Grundlagenuntersuchungen wurde eine Begrenzung der Versuchszeit durch dieses Phänomen bereits erwähnt [Knörnschild; 1997].

### 3.2 Zeitabhängigkeit der TSW-Entwicklung

Bild 3.5 zeigt die zeitliche Entwicklung einer unter 10° zur Hauptströmungsrichtung schräg laufenden TSW. Diese Aufnahme entstand im Framing-Mode. Die Anzahl von 80×384 Pixel pro Subframe ermöglichte die Erfassung von sieben zeitlich versetzten Bildern.

Die Gesamtdauer pro Frame betrug 7 ms. Da die TSW mit einer Frequenz von 139 Hz angeregt wurde, ist somit eine komplette Periode erfasst. Jeder Subframe wurde mit 10  $\mu$ s belichtet. Die Zeit zwischen den einzelnen Aufnahmen betrug 1 ms, die Bildfrequenz beträgt 1 kHz.



Bild 3.5 - Zeitliche Entwicklung einer schrägen TSW –  $10^\circ$  zur Strömungsrichtung

Im ersten Subframe ist das Initialisieren der TSW über dem Störschlitz gut sichtbar. Weiter stromab schließen sich ein Wellental und ein Wellenberg an. Der periodische Charakter ist in den Subframes gut zu erkennen. Die anfänglich scharf abgegrenzte Kontur des Wellenberges verwischt. Die folgenden Bilder lassen ein kontinuierliches Wandern der Strukturen stromab erkennen. Der letzte Subframe zeigt bei Vergleich der Abstände der Wellenberge mit der ersten Aufnahme, dass der Beginn einer neuen Periode unmittelbar bevorsteht. Im Diagramm (Bild 3.5) sind zwei Photonencountverläufe in Hauptströmungsrichtung dargestellt. Die Mittelung der Intensitäten erfolgte über 5 mm Spannweite. Die Positionen der Verteilungen sind in den zugehörigen Subframes 2 und 6 sichtbar. Während im zeitlich früheren Verlauf (Subframe 2) noch ein steiler Peak zu finden ist, hat sich 4 ms später (Subframe 6) die Wellenfront bereits verbreitert. Die Änderung ihre Lage in Hauptströmungsrichtung beträgt 10 mm.



Mit analog konfiguriertem Framing-Mode wurde die in Bild 3.6 sichtbare, zeitliche Entwicklung von Lambda-Wirbeln an einer weiter stromab gelegenen Position aufgenommen. Die Initialisierung der Störung erfolgte unter einem Winkel von  $10^\circ$ .

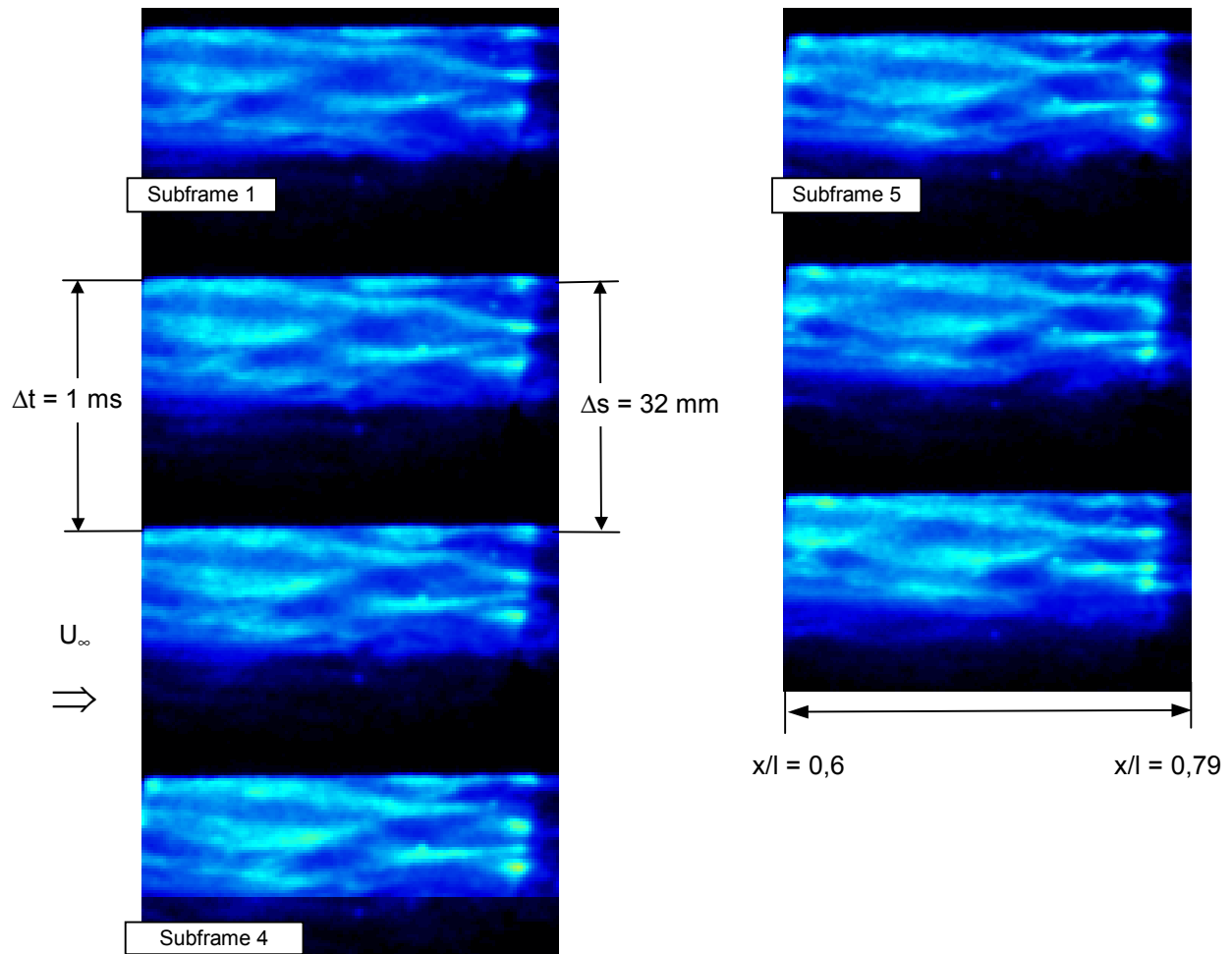


Bild 3.6 - Zeitliche Entwicklung eines  $\Lambda$ -Wirbels –  $10^\circ$  TSW

Bei zweidimensionaler fundamentaler Resonanz kommt es zur Ausbildung lambdaförmiger Strukturen als Ergebnis einer Verformung der Störwelle. Der in den Subframes auftretende Versatz von der linearen Anordnung hintereinander ist auf das Schräglaufen der Störung zurückzuführen. Die Spitzen der Lambda-Wirbel ragen höher in die Grenzschicht und werden deshalb schneller abtransportiert. Die Folge ist eine Ausdehnung der Struktur in Stromabrichtung.

Spannweitig kommt es zu einem Aufspalten in Peak- und Valley-Ebenen (Ebenen höherer und niedriger Störanfachung). Im späteren Stadium zerfällt der Lambda-Wirbel und platzt an der Spitze auf [Kleiser & Zang, 1991]. Bild 3.7 zeigt eine Prinzipskizze der Entwicklung eines Lambda-Wirbels.

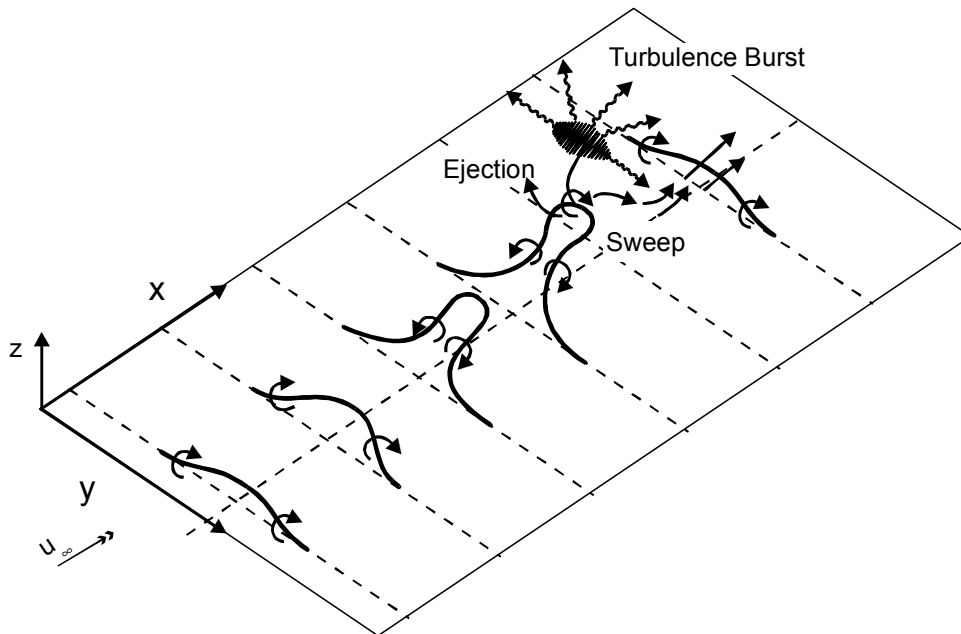


Bild 3.7 - Prinzipskizze der Entwicklung eines Lambda-Wirbels (nach [Hintze; 1975])

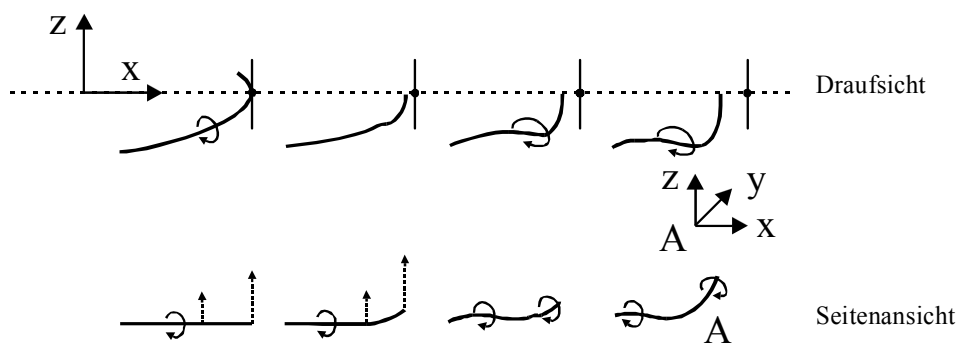


Bild 3.8 - Progressive Deformation eines u-förmigen Wirbels zu einem  $\Omega$ -förmigen Wirbel im Peak; im Punkt A hat der Wirbelvektor Komponenten in alle drei Richtungen (nach [Hintze; 1975])

## 4 Ergebnisse der Hitzdrahtmessungen

### 4.1 Voruntersuchungen zur Gleichverteilung der Störzeugung in spannweitisger Richtung

Im Anschluss an zahlreiche Messungen zur natürlichen, ungestörten Grenzschichtentwicklung sollte zunächst die Wirksamkeit und Funktionsweise des Störgenerators überprüft werden. Einen entscheidenden Einfluss auf die Störentwicklung hat vor allem die Gleichförmigkeit des Störsignals entlang des Schlitzes in spannweitisger Richtung. Deshalb wurden zunächst verstärkt Querprofile für verschiedene Anregungsstärken und Anregungsfrequenzen bei einem Winkel von  $0^\circ$  gemessen. Das Bild 4.1 zeigt ein Querprofil in Höhe der maximalen Amplitudenanföchung an einer Stromabposition von  $Re_{\delta^*} = 664$  und  $Re_{\delta^*} = 870$ . Dargestellt ist der auf die ungestörte Geschwindigkeit bezogene  $u_{FRMS}$ -Wert.

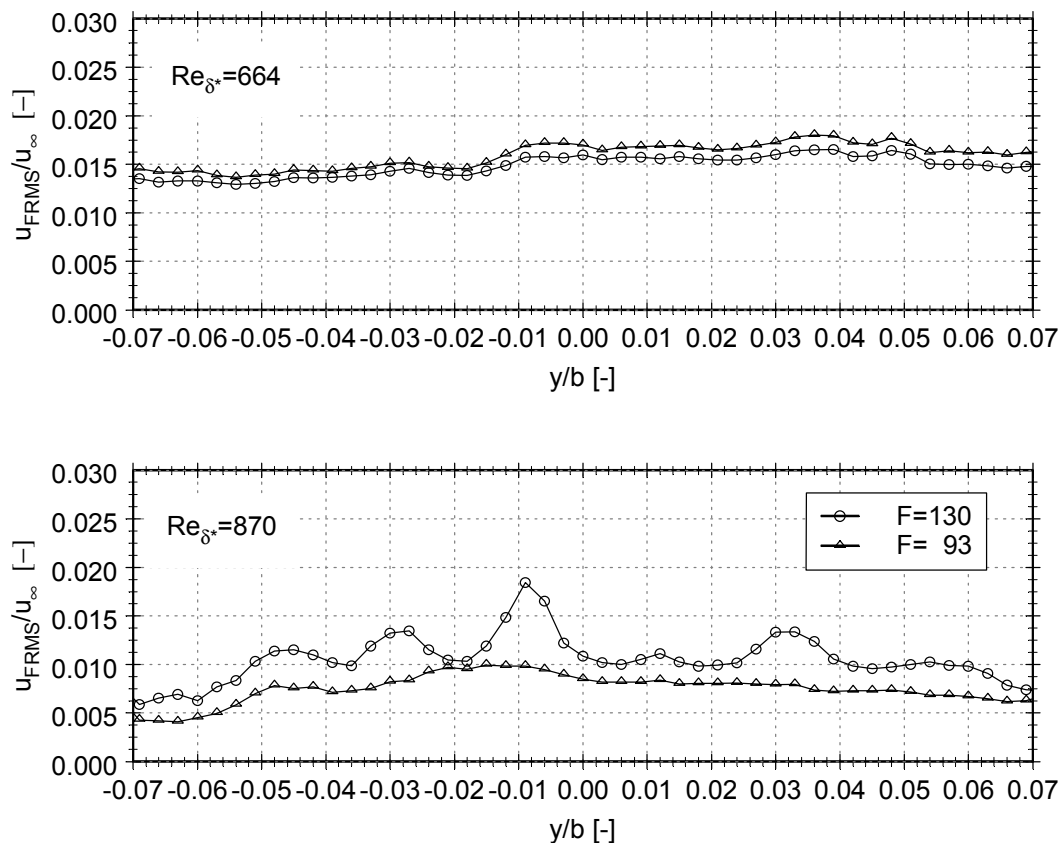


Bild 4.1 - Spannweitisger Verlauf des Maximums der Störamplitude; SPL = 90 dB

Bereits kurz nach der Initialisierung der Störung ist kein vollständig gleichförmiger Verlauf der maximalen Störamp-plitude in Abhängigkeit der spannweiti-gen Position festzustellen. Beide Störwellen ( $F = 130; 93$ ) zeigen hier einen qualitativ und quantitativ ähnlichen Verlauf. Nur wenig stromab ( $Re_{\delta^*} = 870$ ) verändert sich dieses Verhalten drastisch. Während die Störwelle mit einer Frequenz von  $F = 93$  eine relativ konstante Amplitude über der Spannweite aufweist, beginnt die Störwelle mit  $F = 130$  eine sinusförmige, spannweiti-ge Abhängigkeit zu entwickeln. Der Verlauf des Phasenwinkels (Bild 4.2) zeigt ebenso starke Schwankungen. Er ist die Phasendifferenz zwischen dem Signal der TSW-Erzeugung, dem Sinusgenerator für den Lautsprecher und dem örtlich mit Hitzdraht gemessenen Signal (vgl. Bild 2.13).

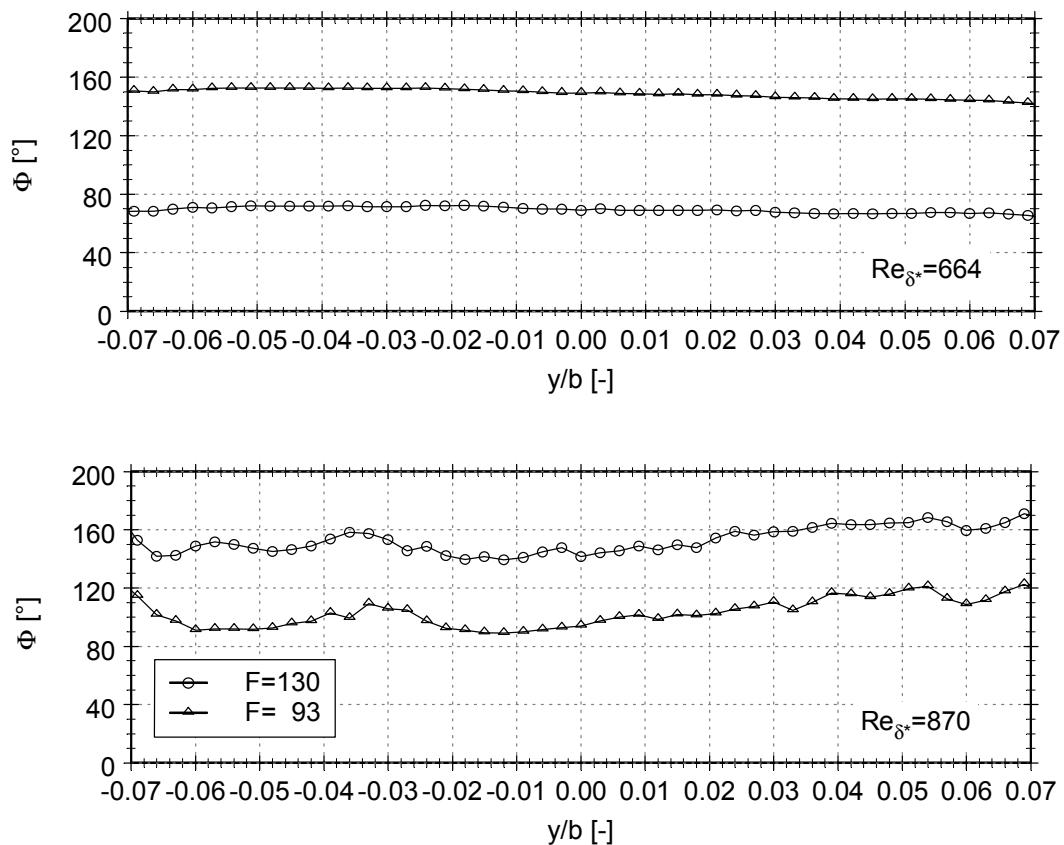


Bild 4.2 - Spannweiti-ger Verlauf des Phasenwinkels; SPL = 90 dB

Auch hier ist keine Gleichförmigkeit festzustellen. Der Phasenwinkel ändert sich bis zu 30 % in Abhängigkeit von der  $y$ -Position. Um diesen Effekt zu verstärken und die Fehlerquelle der Störkonfiguration besser detektieren zu können, wurden weitere Untersuchungen bei einem erhöhten Schalldruckpegel durchgeführt (Bild 4.3).

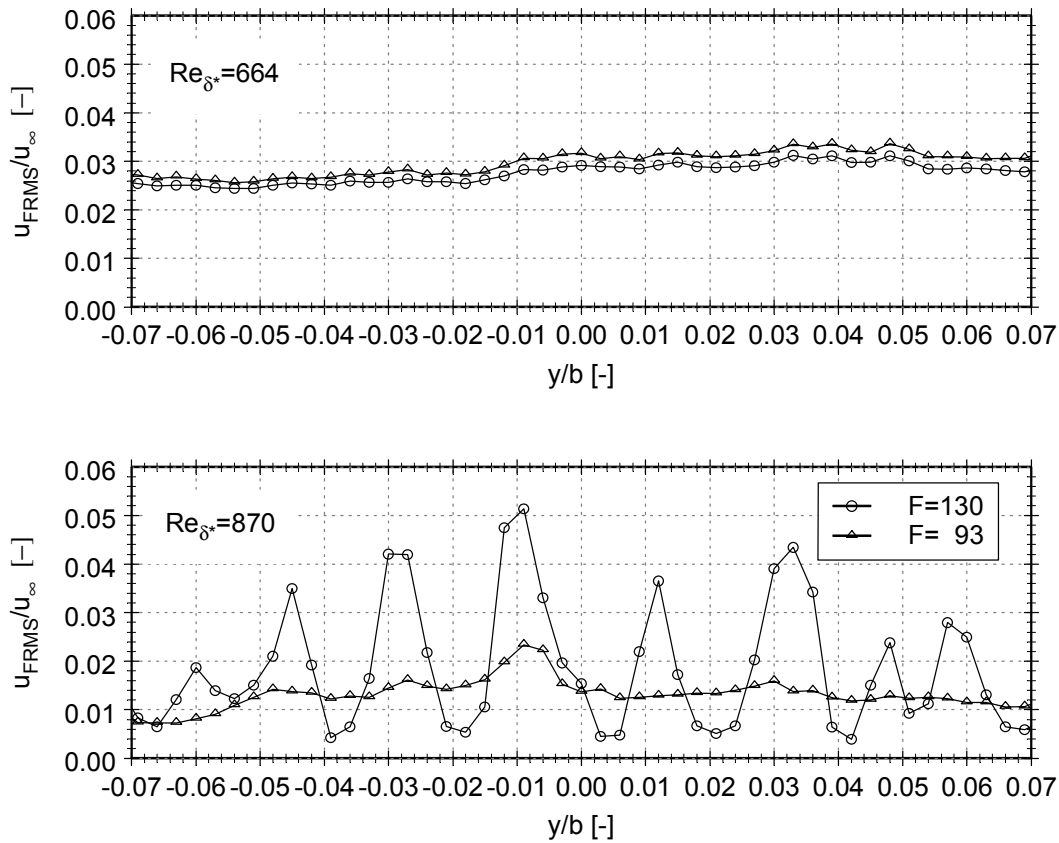


Bild 4.3 - Spannweitischer Verlauf des Maximums der Störampplitude; SPL = 96dB

Das Maximum der Störampplitude zeigt jetzt an den gleichen Positionen eine ausgeprägte Abhängigkeit von der spannweitischer Lage. Der angestrebten zweidimensionalen Störwelle ist eine Querwelle aufgeprägt, die im Bereich der Schlitzenden in ihrer Amplitude abnimmt. Der Verlauf der Phasenwinkel (Bild 4.4) zeigt einen anfänglich für beide Frequenzen konstanten Verlauf, ist aber bereits wenig später völlig instabil für  $F = 130$ .

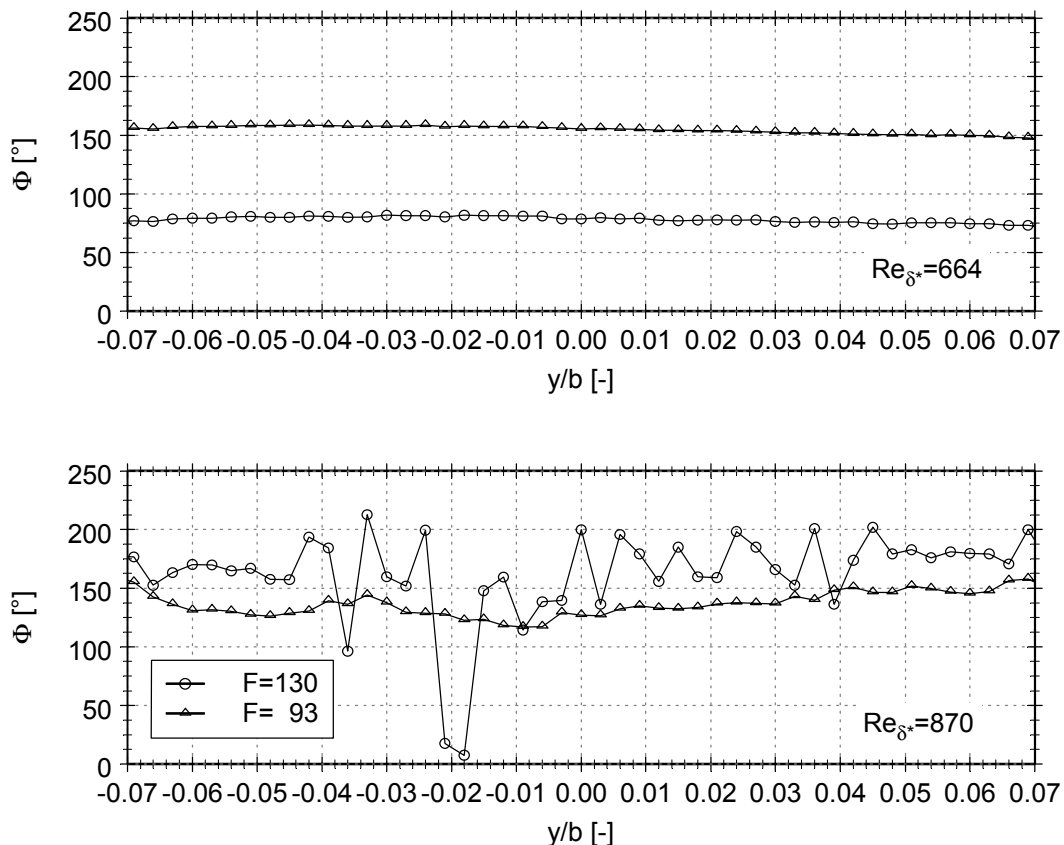


Bild 4.4 - Spannweichter Verlauf des Phasenwinkels; SPL = 96dB

Bekannt ist, dass die Störentwicklung stromab stark auf dreidimensionale Komponenten, z. B. spannweite Geschwindigkeits- oder Druckgradienten, reagiert. Dementsprechend muss eine Abhängigkeit von der Wellenlänge in x-Richtung und der Lage der Maxima der aufgeprägten Querwelle bestehen.

Bei einer Frequenz von  $F = 133$  ergibt sich für diesen Versuchsaufbau (Störanfächung  $0^\circ$ ) eine Wellenlänge in x-Richtung von 24 mm. Bei einer Frequenz von  $F = 93$  beträgt die Wellenlänge ca. 15 mm. Die aus den Abständen der Peaks der Querwelle bestimmte spannweite Wellenlänge beträgt ca. 20 mm, entspricht also fast der Wellenlänge in x-Richtung für  $F = 133$  und ist gleich dem Abstand der Druckröhrchen, über die das Störsignal in die Druckkammer unter dem Störschlitz eingeleitet wird. Diese Abhängigkeit führt zu einem verstärkten Anwachsen der Querkomponenten und somit zu einem wesentlich früheren Umschlag in die turbulente Strömungsform. Numerische Arbeiten [Brechling; 1988] bestätigen diese Abhängigkeit. Die entsprechend der Theorie von Tollmien-Schlichting gewünschte Störanfächung kann auf diese Weise nicht erreicht werden.

Als Ergebnis dieser Untersuchungen wurden bauliche Änderungen im Störgenerator vorgenommen. Mit dem Einsatz zusätzlicher Siebe (Strömungswiderstände) innerhalb der Druckkammer, auf halber Höhe unter dem Störschlitz, konnte eine Vergleichmäßigung des Störsignals am Störschlitz erreicht werden (Bild 2.24). Die anschließende Wiederholung der Messungen wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

#### 4.2 Spannweite Abhängigkeiten der Störwelle

Nachdem bereits erläuterten Problem bezüglich der Störverteilung in spannweitischer Richtung zu Beginn der Untersuchungen konzentrieren sich die folgenden Messungen auf eine Anregung mit der Frequenz  $F = 133$ . In Bild 4.5 ist der Verlauf in  $y$ -Richtung der Störwelle in Höhe der maximalen Amplitude wiedergegeben.

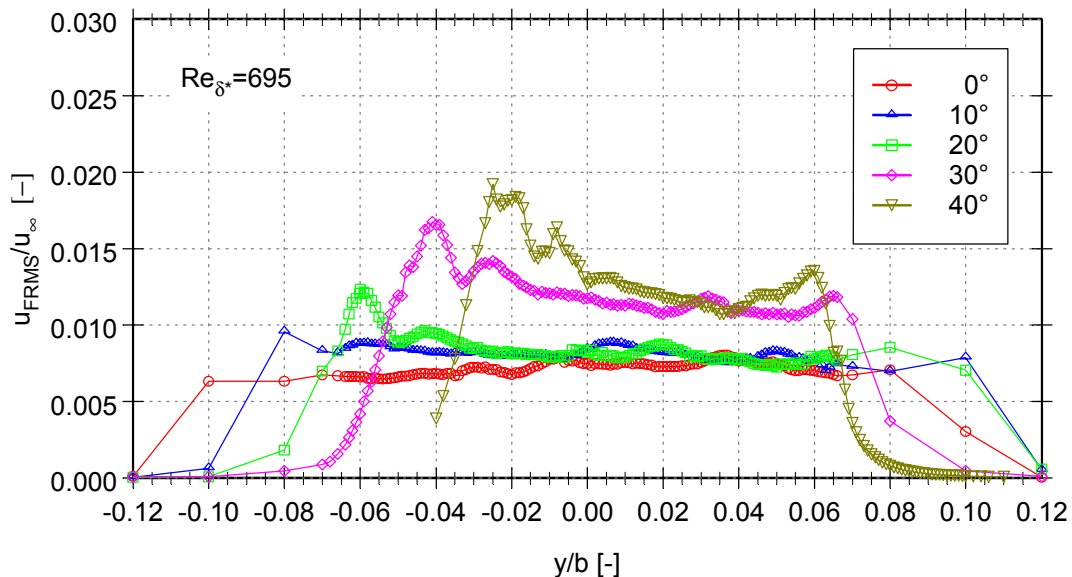


Bild 4.5 - Spannweitischer Verlauf der Störwelle in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel

Bei paralleler Ausrichtung zur Plattenvorderkante ( $0^\circ$ ) ist nach dem Umbau ein in spannweitischer Richtung konstanter Verlauf der Störampplitude zu beobachten. Die Abweichung zwischen verschiedenen  $y$ -Positionen ist vernachlässigbar gering. Deutlich wird das Ende der Störschlitzes bei  $y/b = -0,1; 0,1$  durch den Zusammenbruch des Störsignals sichtbar. Bei einer schrägläufigen Störwelle verringert sich die projizierte Länge des Störschlitzes, wie bereits in Abschnitt 2.4 diskutiert. Das heißt, es kommt mit steigendem Winkel der Störwelle zu einem spannweitig von  $y/b = 0$  ausgehend zeitigerem Einbruch des Störsignals.

Die bei  $0^\circ$  vorhandene Unabhängigkeit des Maximums der Störampplitude von der spannwitigen Position ändert sich ab einem Schräglaufwinkel von größer  $20^\circ$ . Ab diesem Winkel bewirkt das unterschiedliche Rezeptivitäts- und Anfachungsverhalten an verschiedenen Positionen eine Änderung des Amplitudenverlaufes. Die Lage der Schlitze hat sich bereits so weit aus der zur Plattenvorderkante parallelen Anfangsposition herausbewegt, dass diese Änderung eine unterschiedliche Entwicklung der Störmoden bedingt. Das Ende bei negativem  $y/b$  bewegt sich stromauf, was neben einer Lageänderung im Stabilitätsdiagramm eine größere Lauflänge der Störwelle und somit ein bis zum Messort verstärktes Wachstum der Störampplitude zur Folge hat (Bild 2.18).

Ein weiteres charakteristisches Merkmal ist die Ausbildung eines Sekundär-Wirbelgebietes an den Rändern des Störschlitzes. Die parallele Störwelle wird diesem, sich keilförmig ausbreitenden Wirbelgebiet überlagert. Es kommt dabei zu einer verstärkten Anfachung der Störung im Randbereich. Besonders deutlich wird dieses Verhalten bei negativem  $y/b$  sichtbar, wenn das Schlitzende zur Plattenvorderkante verlagert ist. Mit steigendem Winkel der schräglaufenden Welle verstärkt sich dieses Verhalten.

Alle Messungen in lateraler Richtung ergaben konstante Geschwindigkeitsprofile der  $u$ -Komponente, d.h. die Grundströmung wird durch den Schräglaufwinkel der TSW nicht beeinflusst.

In Bild 4.6 ist der Verlauf des Phasenwinkels, die Differenz zwischen der Phasenlage des Störsignals am Störgenerator und der Phasenlage am Messort (Hitzdrahtsignal) dargestellt. Die Approximation der Kurvenverläufe ergibt den Anstieg  $m$  der Kurven in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der Störwelle. Entsprechend seiner Definition ist seine Einheit Grad pro Meter. Aus anderen Experimenten ist die Wellenlänge  $\lambda_x$  der Störwelle bei einer Anregungsfrequenz von  $F = 133$  mit  $\lambda_x = 24$  mm ermittelt worden [Knörschild & Grundmann; 1997]. Entsprechend der folgenden Gleichung kann damit der Schräglaufwinkel  $\sigma$  der Störwelle bezüglich der Plattenvorderkante berechnet werden.

$$\sigma = m \cdot \frac{\lambda_x}{2\pi} \quad \text{Gl. 28}$$



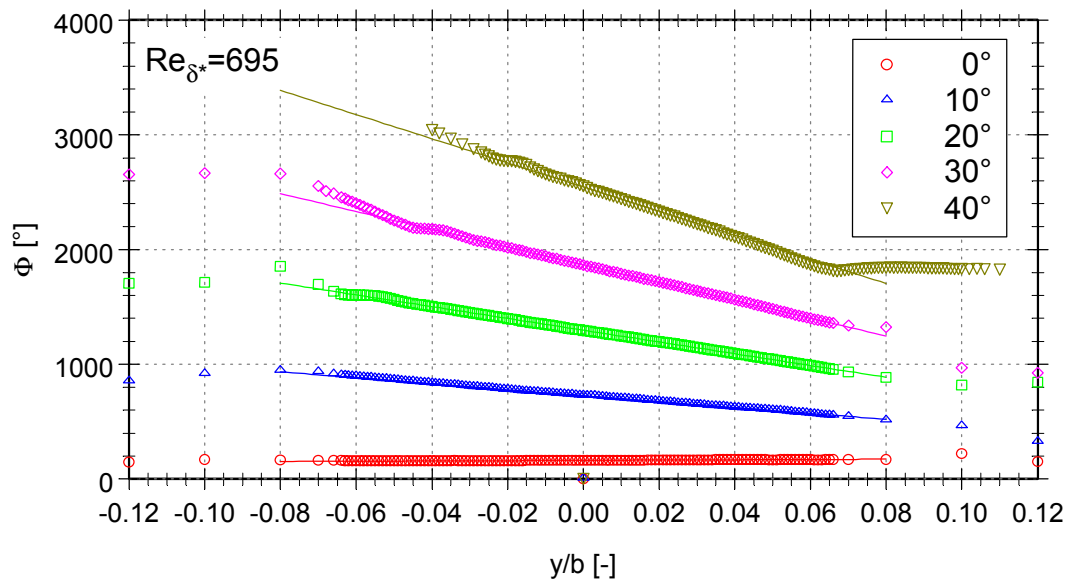


Bild 4.6 - Phasenlage des Störsignals in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel;

$$x/l = 0,23$$

Für die dargestellten Verläufe ergibt sich eine Abweichung der ermittelten Werte zum physikalisch eingestellten Winkel des Störschlitzes von jeweils unter einem halben Grad (siehe Tabelle 1). Dieses Ergebnis ist im Verhältnis zur mechanisch realisierbaren Genauigkeit der Experimente sehr zufriedenstellend.

Initialisierungswinkel [°]	Experimentell bestimmter Winkel [°]	Abweichung [°]
0	-0,3	0,3
10	9,9	0,1
20	19,6	0,4
30	29,6	0,4
40	40,2	0,2

Tab. 1 - experimentell bestimmte Schräglaufwinkel bei Re<sub>δ\*</sub> = 695; x/l = 0,23

Während der weiteren Entwicklung der Störwelle bleibt der Phasenwinkel konstant, das heißt, die Wellenfronten breiten sich parallel zum Initialisierungswinkel aus (Bild 4.7).

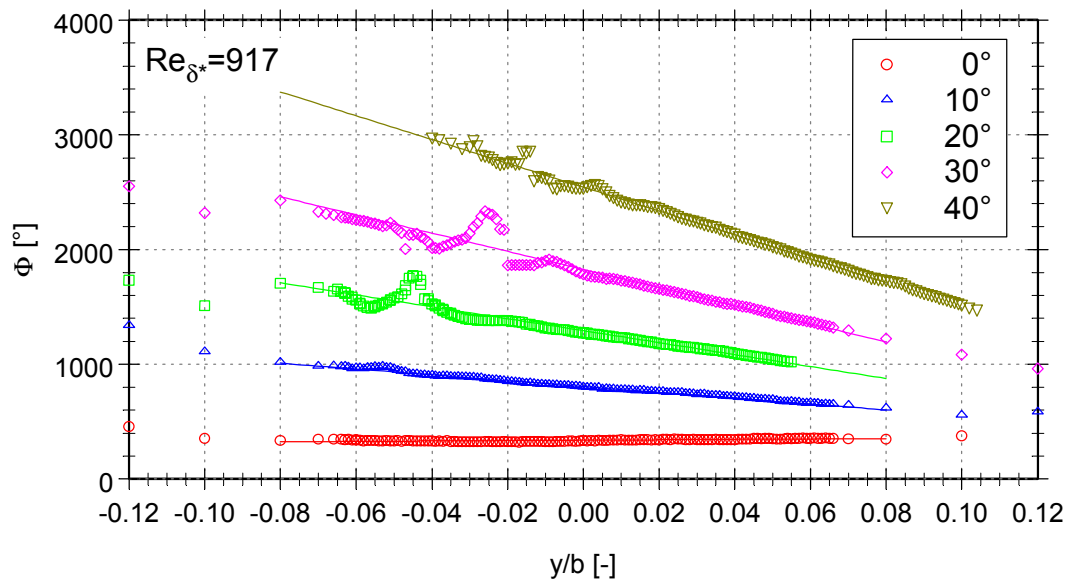


Bild 4.7 - Phasenlage des Störsignals in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel;  
 $x/l = 0,4$

In Tabelle 2 sind die ermittelten Winkel der Schräglaufwelle mit den mechanisch eingestellten Winkeln der Störschlitze verglichen. Die Abweichung beträgt auch hier für fast alle Winkel weniger als ein halbes Grad.

Initialisierungswinkel [°]	Experimentell bestimmter Winkel [°]	Abweichung [°]
0	-0,7	0,7
10	9,7	0,3
20	19,9	0,1
30	30,3	0,2
40	39,6	0,4

Tab. 2 - experimentell bestimmte Schräglaufwinkel bei  $Re_{\delta^*} = 917$ ;  $x/l = 0,4$

Im linken Randgebiet (negatives  $y/b$ ) wird deutlich der Einfluss der Sekundärwirbel sichtbar. In diesem Bereich tritt eine deutliche Störung im lateralen Phasenverlauf auf, die mit steigendem Winkel entsprechend der Position des Störschlitzendes in Richtung eines positiven  $y/b$  wandert. Die Position  $y/b = 0,02$  befindet sich im Bereich einer linearen Ausbreitung und ist somit für die weiteren Messungen geeignet. (Wie bereits diskutiert.)

Auch bei einer TSW von  $40^\circ$  ist kurz nach dem Störgenerator ( $Re_{\delta^*} = 695$ ) eine konstante Geschwindigkeitsverteilung in Spannweiten-Richtung gemessen worden. Die im Diagramm dargestellten Kurven (Bild 4.8) gehen über den Rand des Störschlitzes hinaus (im

Bild die linke Markierung) und verdeutlichen den Randeinfluss des Störgenerators. Die  $u_{\text{FRMS}}$ -Werte steigen (von links nach rechts) bis zum Rand des Störgenerators an, fallen danach mit leichten Schwankungen bis  $y/b = 0$  ab und bleiben danach weiterhin nahezu konstant. Das Phasenprofil verläuft linear und ist auch weit außerhalb des Störerzeugers gut zu detektieren. Nur im Bereich des Schlitzendes kommt es zu einer geringen Abweichung.

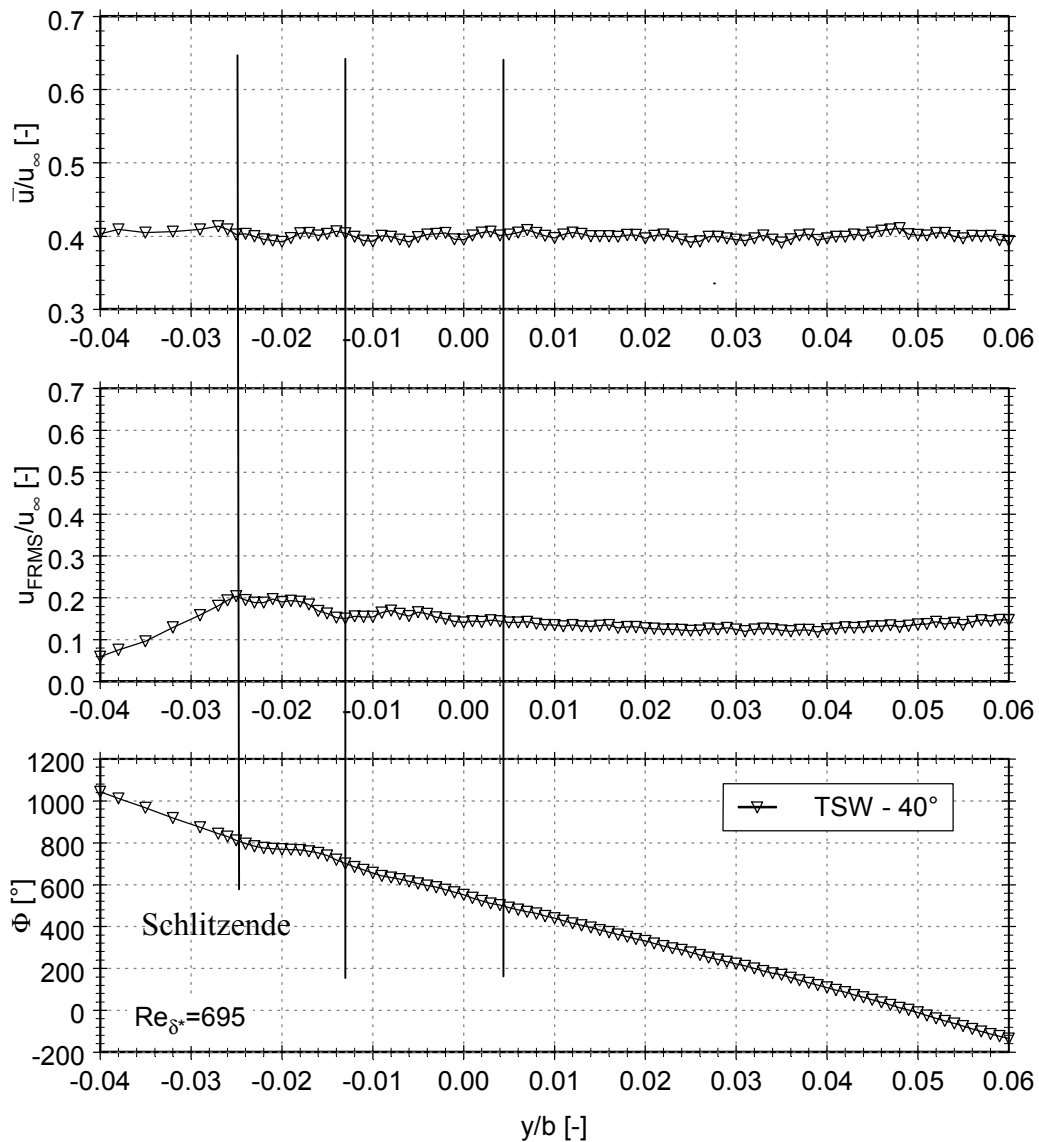


Bild 4.8 - Zusammenhang zwischen dem Verlauf des Phasenwinkels und der maximalen Störanfuehung in konstanter Hoehe; spannweite Profile bei  $Re_{\delta^*} = 695$

Bei  $Re_{\delta^*} = 917$  (Bild 4.9) schwankt die spannweite Geschwindigkeit im Bereich des Schlitzendes stark, was im Querprofil bei  $Re_{\delta^*} = 695$  noch nicht festzustellen ist. Der mit einer Linie markierte Peak erreicht einen Wert von 150 % der mittleren Geschwindigkeit. Im Bereich der starken Geschwindigkeitsgradienten links und rechts vom Maximum ist eine Anfachung der  $u_{FRMS}$ -Werte von über 600 % des mittleren Wertes zu beobachten. Der Verlauf des Phasenwinkels zeigt an dieser Stelle eine starke Schwankung. Ab der Position von  $y/b = 0,01$  entspricht der Verlauf der Messkurven dem bei  $0^\circ$  und  $20^\circ$  festgestellten Verhalten.

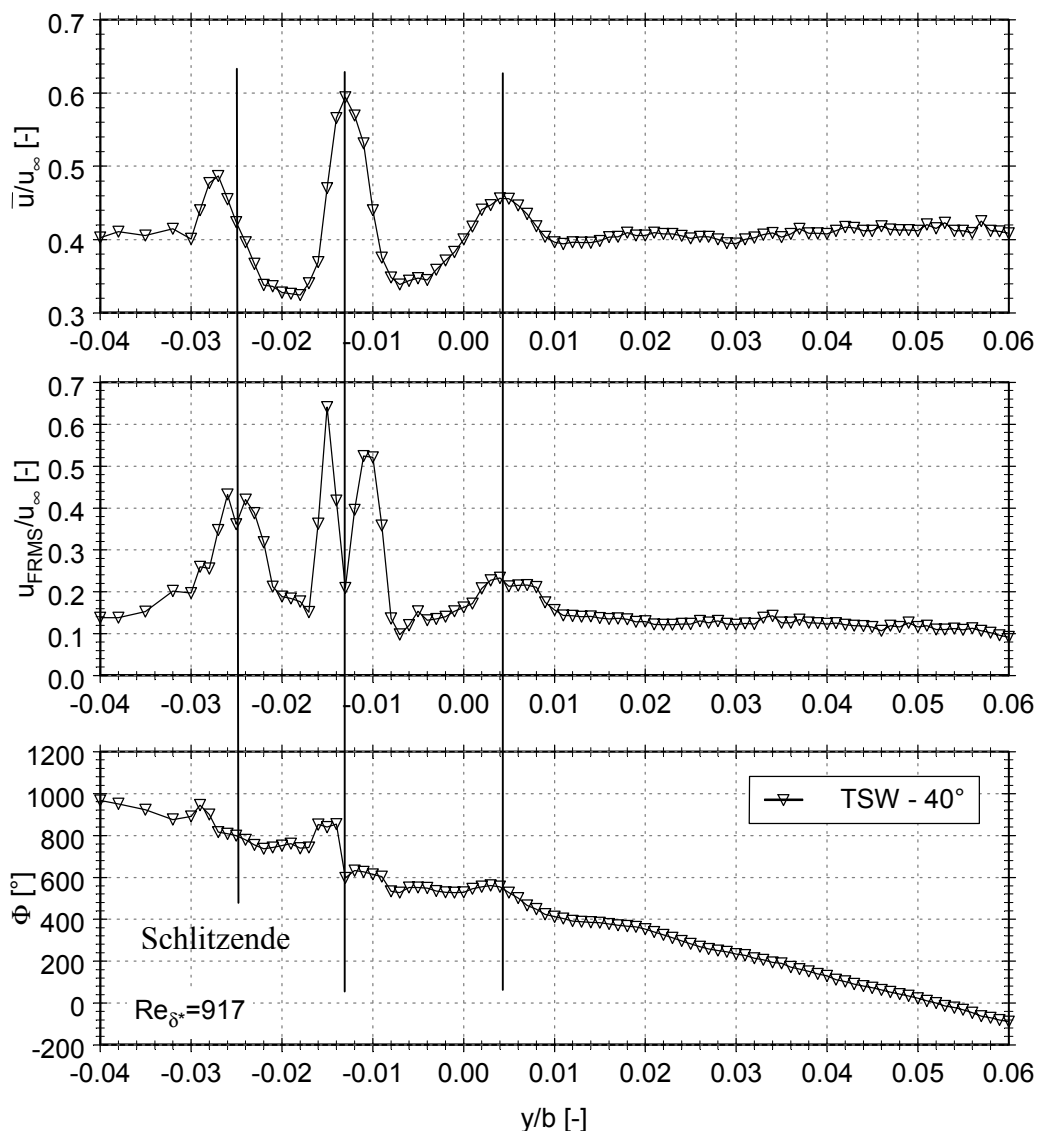


Bild 4.9 - Zusammenhang zwischen dem Verlauf des Phasenwinkels und der maximalen Störanfächung in konstanter Höhe; spannweite Profile bei  $Re_{\delta^*} = 917$

Wie die Messungen zeigen, haben die sich im Randgebiet ausbildenden Strukturen, sekundäre Lambda-Wirbel, einen entscheidenden Einfluss auf den Transitionsprozess und sind ein Schwerpunkt der Fortsetzung der Forschungsarbeiten. Die Arbeit von Haidari und Smith bestätigen diese Erkenntnisse [Haidari & Smith; 1994].

### 4.3 Entwicklung der Störwelle stromab

#### 4.3.1 Anfachungsraten

Der empfindlichste und damit genaueste Vergleich zwischen Experiment und Numerik ist das Anfachungsverhältnis einzelner Störwellen. Dazu werden die räumlichen Anfachungsraten  $\alpha_i$  entlang der Koordinate  $x$  integriert:

$$\ln\left(\frac{A(x)}{A_0}\right) = -\int_{x_0}^x \alpha_i dx \quad \text{Gl. 29}$$

Die Integrationskonstante  $A_0$  wird dabei im allgemeinen mit dem Wert der Amplitude beim Überschreiten des unteren Teils der neutralen Stabilitätskurve definiert. Die exakte Bestimmung bereitet im Experiment jedoch erhebliche Schwierigkeiten. Daher wurde bei den vorliegenden Experimenten der Amplitudenwert der Störwelle an der Position  $\text{Re}\delta^* = 695$   $x/l = 0,23$  als Integrationskonstante  $A_0$  definiert. Zur Normierung der berechneten Amplitudenfunktionen wurde der theoretisch bestimmte Wert an derselben Position als Startwert für die Integration verwendet. Somit ist ein direkter Vergleich der theoretisch berechneten und experimentell ermittelten Amplitudenentwicklung möglich.

Erste Experimente zeigten zunächst eine unbefriedigende Übereinstimmung der Entwicklung der Anfachungsraten stromab. Nach der im vorausgegangenen Abschnitt diskutierten Verbesserung der Störanregung wurden die Messungen wiederholt. Dazu wurden an 7 Stromabpositionen verkürzte  $z$ -Profile gemessen. Die Kurvenverläufe der Störampplitude in Abhängigkeit von der Höhe wurden mit einer Funktion dritten Grades approximiert und anschließend aus der gewonnenen Funktion das Maximum der Amplitude für jede  $x$ -Position bestimmt. Mit diesem Vorgehen konnten wesentlich exaktere Verläufe der Anfachungsrate bestimmt werden im Vergleich zu Ergebnissen von Messungen, bei denen die Sonde in der Höhe des Maximums der Störampplitude stromab traversiert wurde. Die Lage des Maximums konnte bei der Messung der  $z$ -Profile wesentlich zuverlässiger bestimmt

werden. Das hat bei dem starken Gradienten der Störampplitude gerade im Bereich des unteren Maximums einen erheblichen Einfluss auf die Qualität des Ergebnisses.

Bild 4.10 zeigt die gemäß dem Ausdruck  $\ln(A/A_0)$  normierten  $u_{\text{FRMS}}$ -Werte des Experimentes im Vergleich zu den theoretisch bestimmten Anfachungsraten in Abhängigkeit des Initialisierungswinkels der Störwelle. Beide Ergebnisse verdeutlichen eine sehr gute Übereinstimmung.

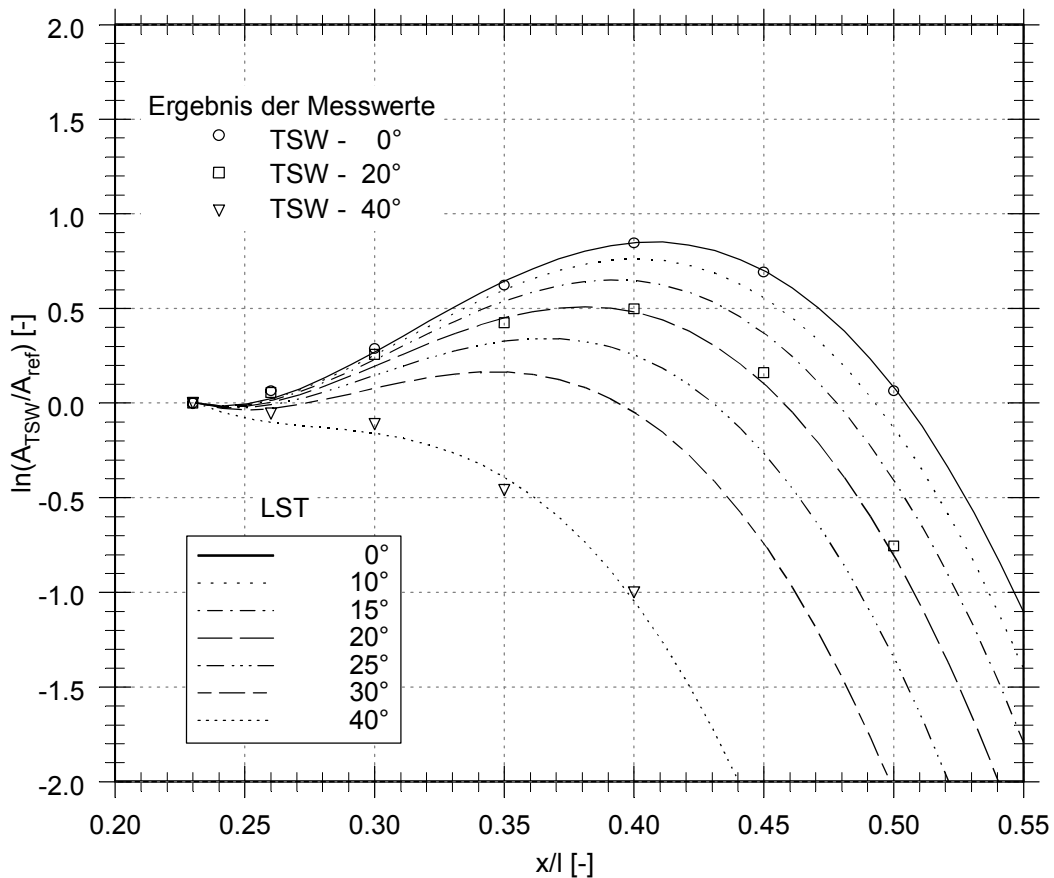


Bild 4.10 - Störanfuchung der TSW (Anfachungsraten) stromab für verschiedene Initialisierungswinkel ( $0^\circ$ - $40^\circ$ ); SPL=83 dB; Vergleich Experiment mit LST

Die Anfuchungsrate der Störwelle von  $0^\circ$  wird nach ihrer Initialisierung zunächst leicht gedämpft. Nach Überschreiten des ersten Neutralpunktes ( $\alpha_i = \beta_i = 0$ ) bei  $\text{Re}_{\delta^*} \approx 739$  ( $x/l \approx 0,26$ ) wächst der Wert, erreicht ein Maximum und sinkt nach dem Überschreiten des zweiten Neutralpunktes bei  $\text{Re}_{\delta^*} \approx 1025$  ( $x/l \approx 0,5$ ). Es setzt eine deutliche Dämpfung der Störanfuchung ein. Diese Tendenz ist bei allen Initialisierungswinkeln erkennbar.

Mit steigendem Winkel der Störwelle verlagert sich der Ort des Maximums der Störanfächung weiter stromauf. Dabei verschiebt sich das Maximum von  $0^\circ$  bei  $Re_{\delta^*} = 928$  ( $x/l = 0,41$ ) zu einer  $x$ -Position von  $Re_{\delta^*} = 857$  ( $x/l = 0,35$ ) bei  $30^\circ$ . Bei einem Schräglaufwinkel der Störwelle von  $40^\circ$  berechnet die lineare Stabilitätstheorie (LST) keine Anfächung der Störmoden. Es kommt nach einem anfänglich nur gering gedämpften Verlauf der Störanfächung zu einem raschen Zusammenbruch der Störentwicklung ( $Re_{\delta^*} = 794$ ,  $x/l = 0,3$ ). Dieser Bereich weist dabei auch die größten Abweichungen zwischen Experiment und Theorie auf. Die Ursachen davon wurden bereits diskutiert (Abschnitt 2.4). Die Verschiebung des Ortes maximaler Störanfächung in Strömungsrichtung kann annäherungsweise mit einer quadratischen Funktion beschrieben werden (Bild 4.11).

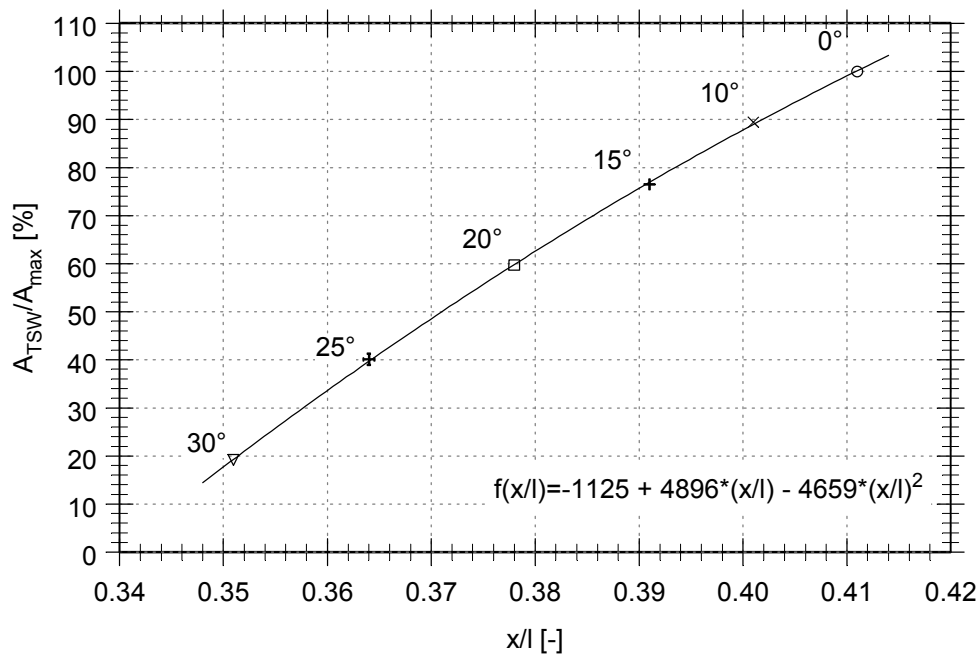


Bild 4.11 - Verlagerung des Maximums der Anfächerungsrate in  $x$ -Richtung in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der TSW bezogen auf die Amplitude der TSW von  $0^\circ$

Bild 4.12 zeigt die Abhängigkeit des Maximums der Störanfächung in  $x$ -Richtung vom Winkel der Störwelle. Die Werte sind auf die Störanfächung von  $0^\circ$  normiert. Deutlich wird die Abnahme der maximalen Störanfächung mit zunehmendem Winkel der Störwelle sichtbar.

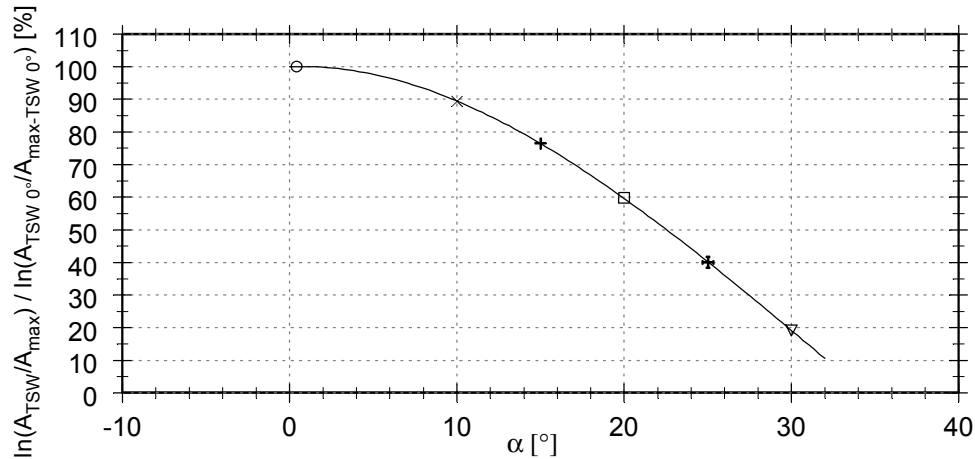


Bild 4.12 - Abhängigkeit des Maximums der Anfachungsraten in x-Richtung vom Initialisierungswinkel der TSW bezogen auf die Amplitude der TSW von  $0^\circ$

### 4.3.2 Phasenlage

Um den Verlauf der Phasenlage in Strömungsrichtung zu ermitteln, wurde zusätzlich an 130 x-Positionen in der Höhe des Maximums der Störampplitude die Phasendifferenz bestimmt. Sie wird, wie bereits erläutert, aus der Differenz des Anregungssignals und dem örtlich gemessenen Signal ermittelt. Die folgende Darstellung (Bild 4.13) zeigt das Ergebnis für eine gerade TSW ( $0^\circ$ ). Aufgrund des exakten Phasenbezuges zur Störquelle (Sinusgenerator) kann zu den an diskreten Punkten experimentell bestimmten Phasenwinkel der Summand  $n \cdot 360^\circ$  addiert werden, so dass sich ein kontinuierlicher Phasenverlauf ergibt.

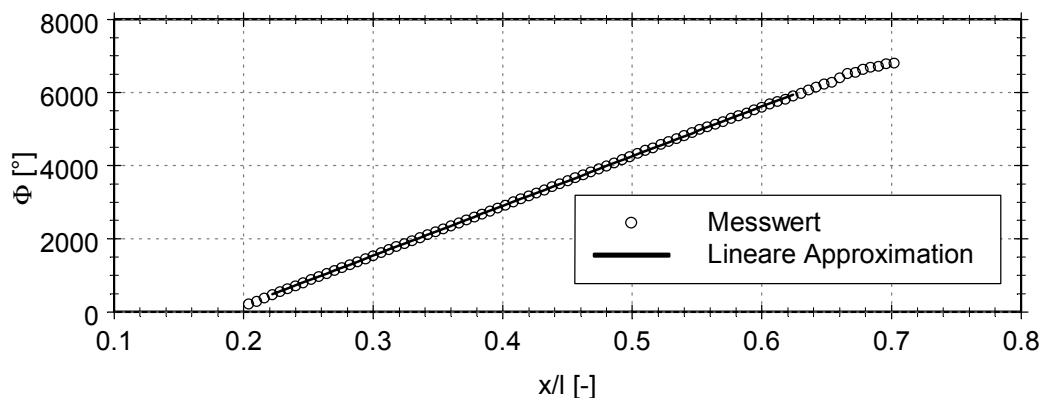


Bild 4.13 - Verlauf des Phasenwinkels stromab; TSW  $0^\circ$

Die Verläufe zeigen ein nahezu lineares Ansteigen der Phasendifferenz in Strömungsrichtung. In Bild 4.14 ist der Verlauf des Phasenwinkels aus den Ergebnissen der verkürzten Höhenprofile dargestellt. Die Phasenwinkel wurden mit dem Anfangswert der Phase bei  $Re_{\delta^*} = 695$  ( $x/l = 0,23$ ) normiert.



Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie festzustellen. Mit steigendem Winkel der TSW nimmt der Anstieg des linearen Phasenverlaufs ab.

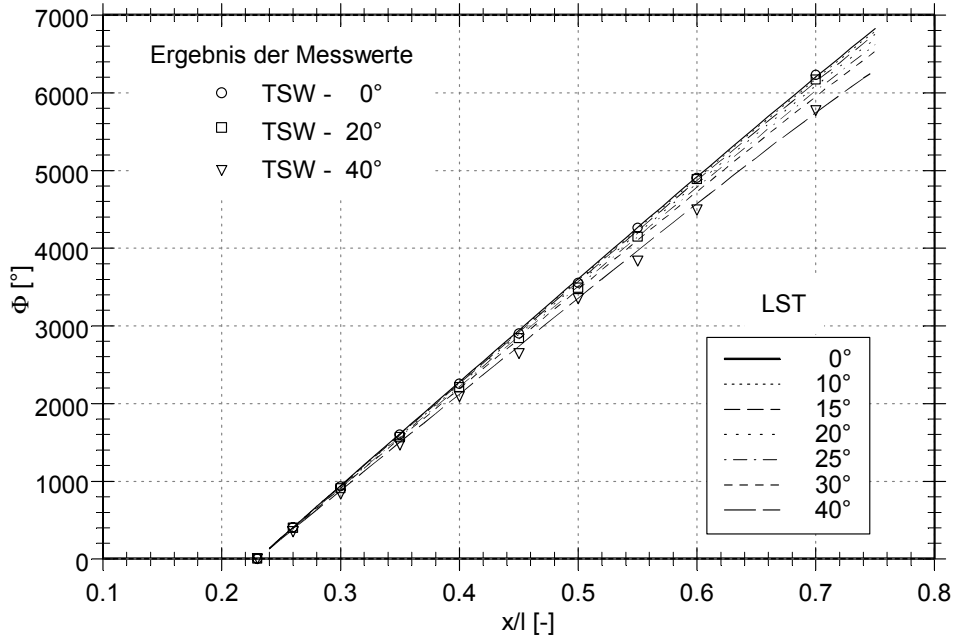


Bild 4.14 - Abhängigkeit des Phasenwinkels stromab; TSW 0° - 40°;  
Vergleich Experiment mit LST

### 4.3.3 Phasengeschwindigkeit

Die Phasengeschwindigkeit berechnet sich nach folgender Formel:

$$c_{\text{ph}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot f}{\frac{d\phi}{dx}} \quad \text{Gl. 30}$$

In Bild 4.15 ist der Verlauf der auf  $u_\infty$  normierten Phasengeschwindigkeit dargestellt. Diese bleibt im Falle der geraden TSW über eine größere Distanz relativ konstant bei einem Wert von 0,4. Erst bei einer Position weit stromab ( $Re_{\delta^*} \approx 1123$ ,  $x/l \approx 0,6$ ) beginnt der Wert zu schwanken und deutet damit auf den beginnenden Umschlagsprozess hin. Bei schräglaufer Wellenfront wird ein früheres Abweichen ( $Re_{\delta^*} \approx 1025$ ,  $x/l \approx 0,5$ ) von diesem Wert sichtbar [Knörschild; 1997]. Aus diesen Ergebnissen lässt sich die Aussage treffen, dass mit steigendem Winkel der schräglaufernden Tollmien-Schlichting-Welle im Experiment ein früherer, weiter stromauf liegender Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung stattfindet. Dieses Verhalten entspricht nicht dem Squire Theorem [Squire, 1933].

Es lässt sich auf sekundäre Instabilitäten am Störschlitzrand zurückführen, die mit steigendem Winkel zunehmend an Einfluss gewinnen und dadurch zu einem früheren Umschlag führen.

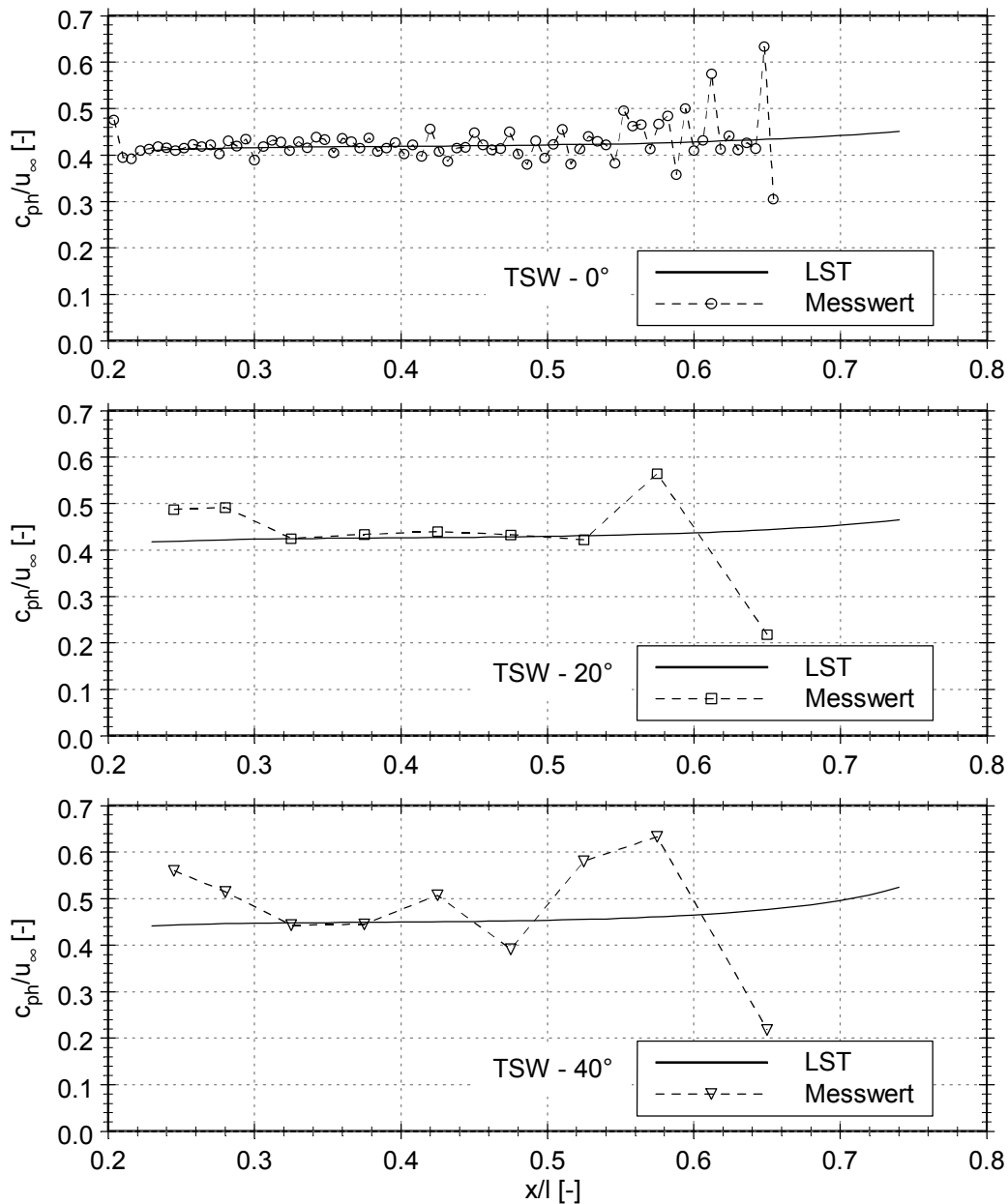


Bild 4.15 - Verlauf der normierten Phasengeschwindigkeit stromab in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der TSW; TSW 0°, 20°, 40°; Vergleich Experiment mit LST

Der Vergleich der Ergebnisse von Messungen verkürzter Höhenprofile mit den nach der LST berechneten Kurven der Phasengeschwindigkeit berücksichtigt den nichtlinearen Verlauf der Phasengeschwindigkeit. Dabei kommt es zu Abweichungen unmittelbar nach der

Entstehung und im späten Stadium kurz vor dem Zerfall der Störwelle. Im Bereich von  $820 < Re_{\delta^*} < 1004$  ( $0,32 < x/l < 0,48$ ) treten nur geringfügige Abweichungen auf. Mit steigendem Winkel wird eine Verstärkung der Differenz zwischen Experiment und Theorie sichtbar. Die gemessenen Werte bei der Störwelle von  $40^\circ$  weisen starke örtliche Schwankungen auf und zeigen den zunehmenden Einfluss des Randbereiches der Störschlitzes.

#### 4.3.4 Wellenlänge

Die Wellenlängen  $\lambda_x$  der untersuchten Störwellen berechnen sich nach:

$$\lambda_x = \frac{2 \cdot \pi}{\alpha_r} = 2\pi \cdot \left( \frac{d\Theta(x)}{dx} \right)^{-1} \quad \text{Gl. 31}$$

Vernachlässigt man die geringen Änderungen der Wellenlänge stromab, ergeben sich folgende Mittelwerte:

Winkel der Störwelle [°]	Mittlere Wellenlänge aus Experiment [mm]	Mittlere Wellenlänge aus Theorie [mm]	Abweichung Experiment – Theorie [%]
0	27,2	27,0	0,9
20	27,5	27,4	0,1
40	29,4	29,0	1,4

Tab. 3 – mittlere Wellenlängen in Abhängigkeit vom Winkel der TSW

Die Abweichungen der Ergebnisse aus Experiment und Theorie sind bei  $0^\circ$  und  $20^\circ$  kleiner als 1 %. Der Schräglaufwinkel von  $40^\circ$  weist wiederum eine geringfügig größere Differenz auf (1,4 %). Die Wellenlänge nimmt dabei mit steigendem Winkel der Störwelle minimal zu. Bild 4.16 zeigt die Abhängigkeit der mittleren Wellenlänge vom Störwellenwinkel. Alle angegebenen Werte sind auf den Wert der Wellenlänge der TSW bei  $0^\circ$  normiert. Die maximale Änderung beträgt + 8 %.

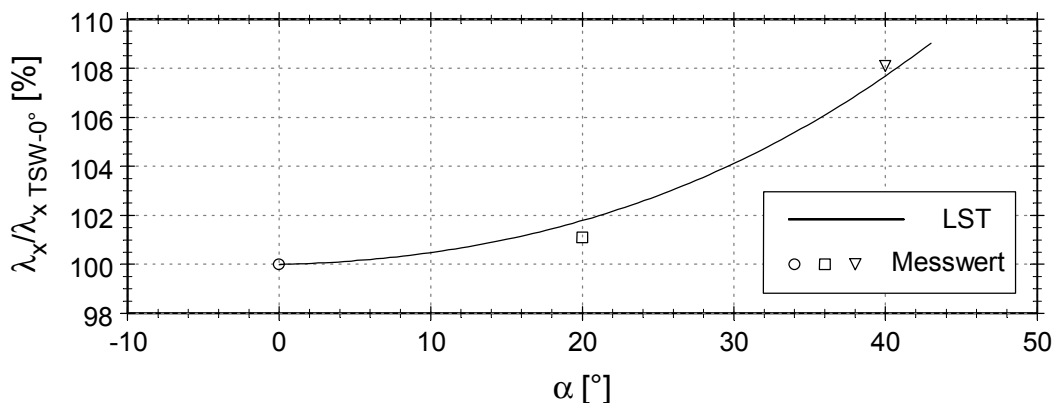


Bild 4.16 - Abhängigkeit der mittleren Wellenlänge vom Winkel der TSW; TSW  $0^\circ$  -  $40^\circ$

#### 4.4 Störanfischung stromab bei verschiedenen Abhängigkeiten

##### 4.4.1 Störanfischung der geraden TSW in Abhängigkeit vom SPL

Für den Fall der geraden Wellenfront wurde eine Parameterstudie für die Abhängigkeit der Störanfischung vom Schalldruckpegel (SPL) des Anregungssignals durchgeführt. Die folgende Darstellung macht den Verlauf des gefilterten RMS-Wertes ( $u_{FRMS}$ ) in Strömungsrichtung für verschiedene SPL sichtbar (Bild 4.17).

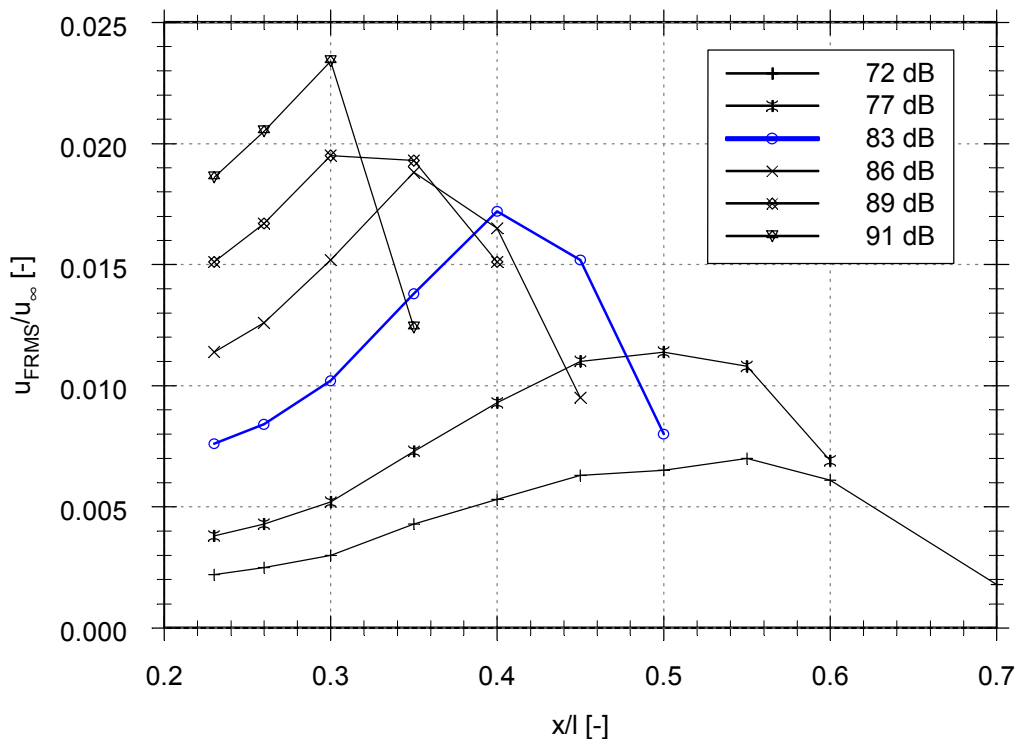


Bild 4.17 - Abhängigkeit der Störanfischung stromab vom Schalldruckpegel; TSW  $0^\circ$ ;  $z_{x/l=0,23} = 0.8$  mm

Der Grafik sind folgende Aussagen zu entnehmen:

- Ein steigender SPL ruft höhere  $u_{FRMS}$ -Werte hervor.
- Die mit der Verdrängungsdicke gebildete Reynoldszahl des Maximums der Störanfischung sinkt für größere Schalldruckpegel.
- Mit steigendem SPL wird der Gradient der Störanfischung bis zum Erreichen des Maximums stärker.

Die logarithmische Darstellung (Bild 4.18) des normierten  $u_{FRMS}$ -Wertes zeigt, dass die Länge des linearen Anfachungsbereiches ebenfalls vom SPL abhängig ist.

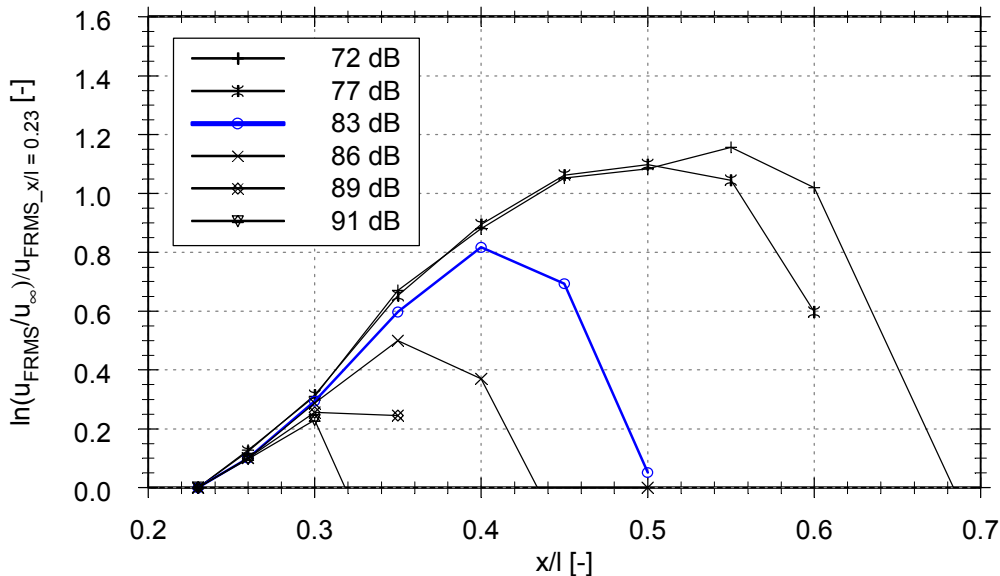


Bild 4.18 - Abhängigkeit der Störanfachung stromab vom Schalldruckpegel; TSW  $0^\circ$ ; logarithmische Darstellung

#### 4.4.2 Störanfachung der TSW in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz

Als weiterer Parameter der Anregung der TSW wurden die im Folgenden erläuterten Frequenzvariationen der Störerzeugung untersucht. Bei einer Änderung der Anregungsfrequenz verändert sich das Verhalten der Empfindlichkeit der Grenzschicht gegenüber der eingebrachten Störung deutlich. Das kann mit einer Verschiebung des Untersuchungsgebietes anhand des Instabilitätsdiagramms erläutert werden. Bild 4.19 zeigt ein numerisch berechnetes Stabilitätsdiagramm für das Experiment einer Störwelle bei einem Initialisierungswinkel von  $20^\circ$ .

Die Linien unterschiedlicher Frequenz kennzeichnen den Verlauf der Störanfachung stromab. Die senkrechten unterbrochenen Linien markieren die Lage der Messpunkte in  $x$ -Richtung. Die  $y$ -Position der  $z$ -Profile ist  $y/b = 0,02$ . Die Störung wurde durch den ersten Schlitz in die Grenzschicht übertragen ( $Re_{\delta^*} = 648$ ,  $x/l = 0,2$ ).

Die Umrechnung der Sinusfrequenz am Lautsprecher in die dimensionslose Frequenz  $F$  erfolgt, wie bereits erläutert, nach Gleichung 27. Es wird deutlich, dass mit steigender Frequenz der Verlauf der Störanfachung im Stabilitätsdiagramm nach oben wandert.

Dabei verschiebt sich der Beginn des instabilen Gebietes der Störanfuchung stromauf. Gleichzeitig verringert sich die Ausdehnung dieses Gebietes in x-Richtung. Die in die Grenzschicht übertragenen Störungen werden dementsprechend mit steigender Frequenz nach einer immer kürzeren Lauflänge in x-Richtung angefacht, wobei sich das Gebiet der Störanfuchung gleichzeitig verkürzt. Der Bereich der Dämpfung der Störampplitude in x-Richtung unmittelbar nach ihrer Entstehung wird somit verkürzt.

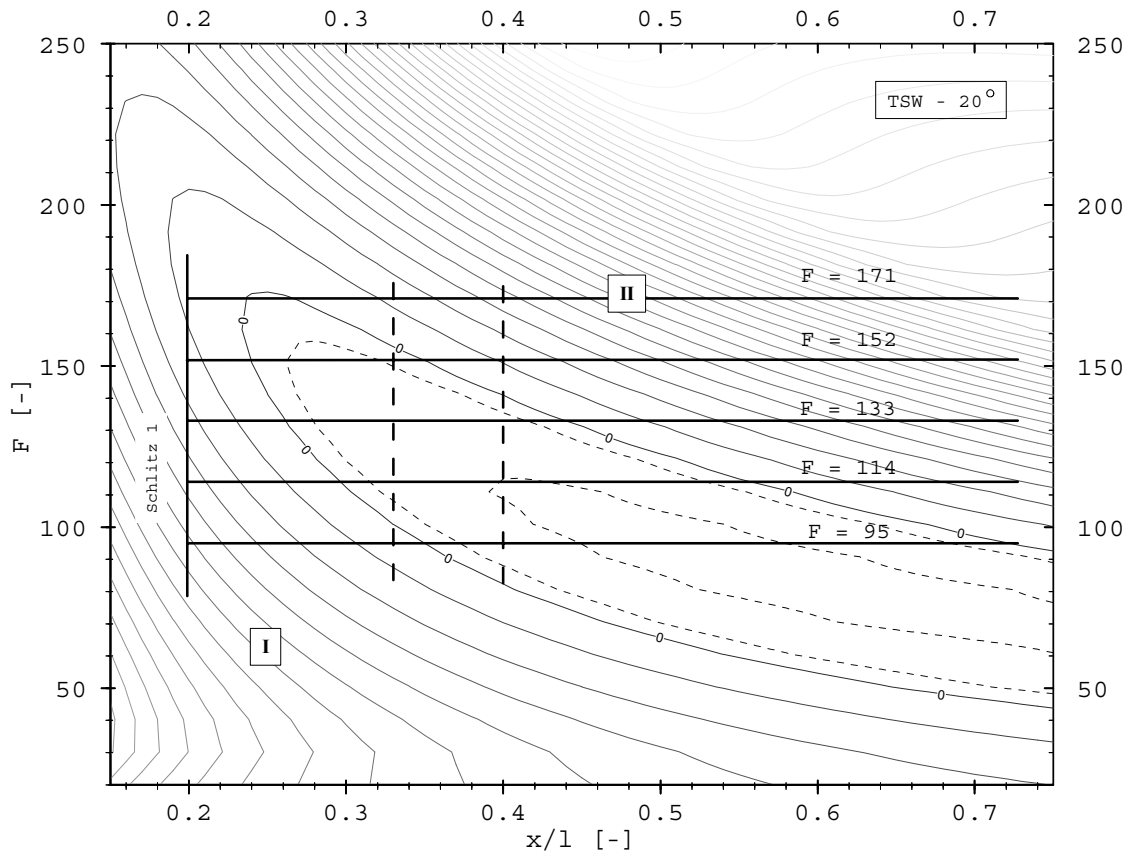


Bild 4.19 - Instabilitätsdiagramm für TSW-20°; Abhängigkeit der Störanfuchung von der Anregungsfrequenz der TSW;  $F = 95 - 171$

Bei einer Störfrequenz von 180 Hz ( $F = 173$ ) verschiebt sich die Lage im Stabilitätsdiagramm an die obere Grenze des instabilen Bereiches. Das heißt, es ist nur eine minimale Störanfuchung über ein sehr kurzes Gebiet von  $Re_{\delta^*} = 704$  bis  $Re_{\delta^*} = 745$  ( $x/l \approx 0,236 - x/l \approx 0,264$ ) zu erwarten.

Die im Diagramm (Bild 4.20) dargestellten Verläufe der Amplitudenfunktionen wurden bei verschiedenen Anregungsfrequenzen der TSW gemessen ( $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ).

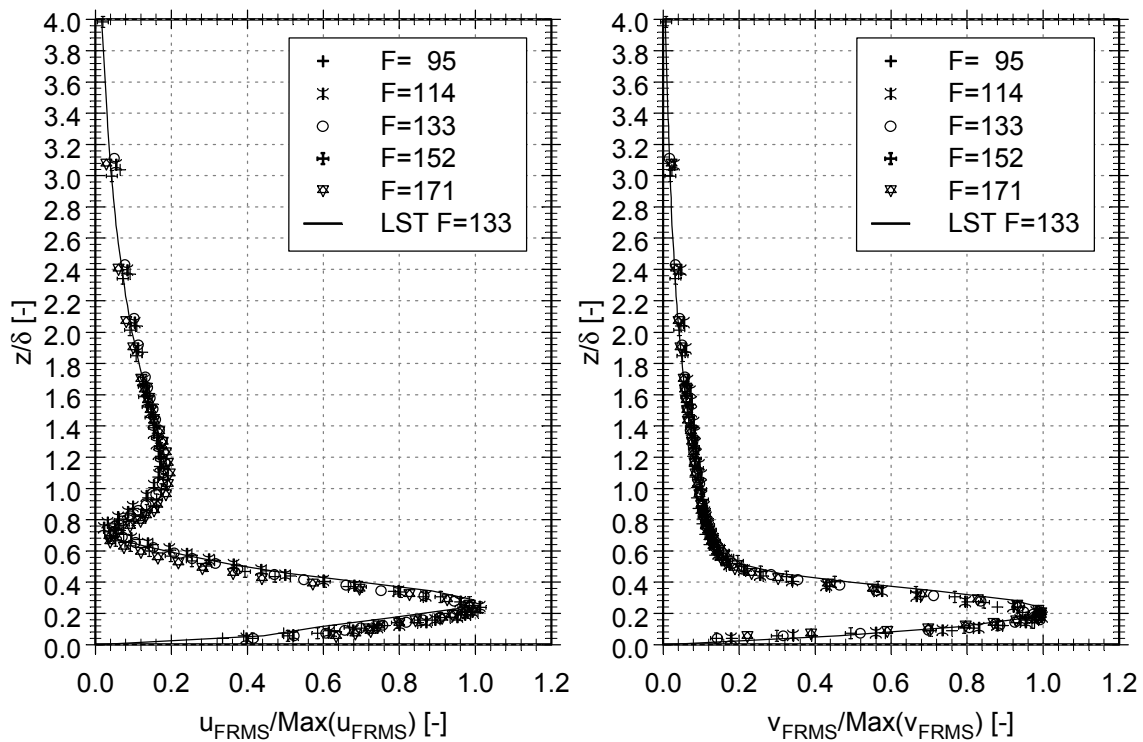


Bild 4.20 - Abhängigkeit der Amplitudenfunktionen ( $z$ ) für die  $u$ - und  $v$ -Komponenten einer TSW von der Anregungsfrequenz; TSW -  $20^\circ$ ;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $y/b = 0,02$ ; auf das Maximum der jeweiligen Amplitude normierte Darstellung; Vergleich: Experiment mit LST ( $F = 133$ )

Die Kurvenverläufe sind auf das Maximum der Amplitudenfunktion der jeweiligen Frequenz normiert. Als Vergleich zwischen Experiment und Theorie wurde der numerisch bestimmte Verlauf der Störamplitude für 139,6 Hz ( $F = 133$ ) zusätzlich eingezeichnet. Es lässt sich in der normierten Form der Darstellung eine gute Übereinstimmung feststellen. Die auftretenden Abweichungen und Unterschiede zwischen den Eigenfunktionen unterschiedlicher Frequenzen sind sowohl für die  $u$ - als auch die  $v$ -Komponente minimal.

Stellt man die Ergebnisse in einer auf das Maximum der Amplitudenfunktion von 140 Hz ( $F = 133$ ) bezogenen Form dar, ist eine deutliche Abhängigkeit der Anfächung der Störung von der Anregungsfrequenz festzustellen (Bild 4.21).

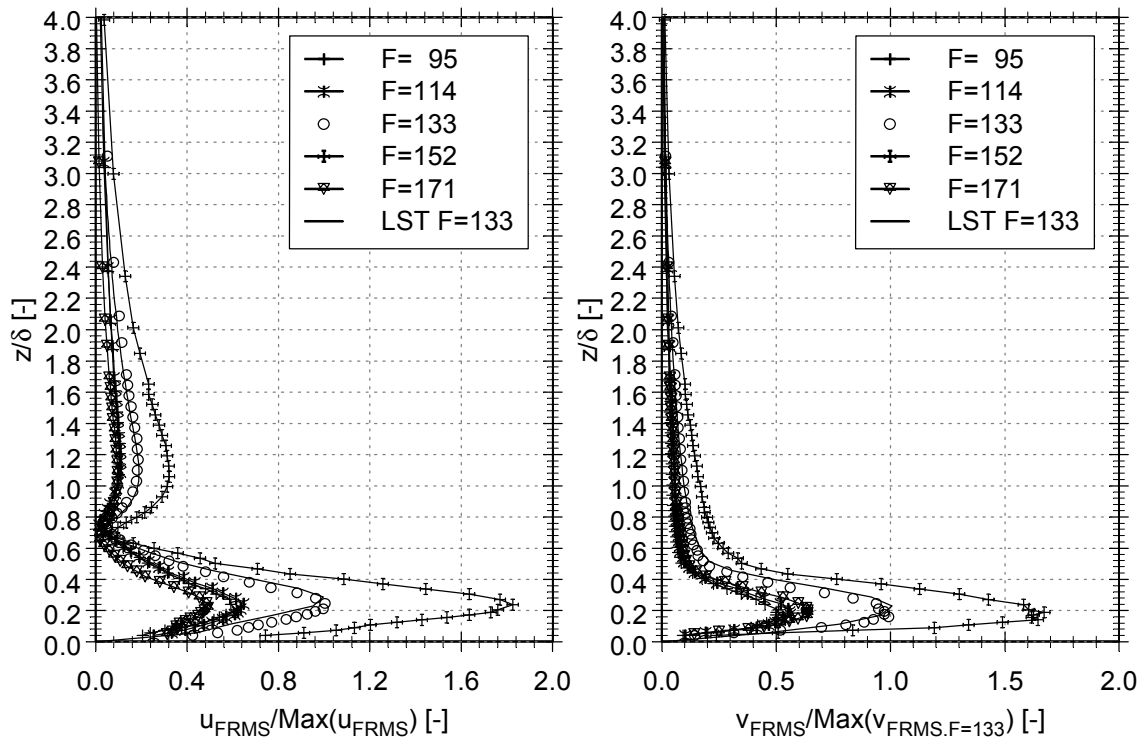


Bild 4.21 - Abhängigkeit der Amplitudenfunktionen ( $z$ ) für die  $u$ - und  $v$ -Komponenten einer TSW von der Anregungsfrequenz; TSW  $20^\circ$ ;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $y/b = 0,02$ ; auf das Maximum der Amplitude der TSW von 140 Hz normierte Darstellung; Vergleich: Experiment mit LST ( $F = 133$ )

Für die Amplitudenfunktionen der  $u$ -Komponente von 100 Hz ( $F = 95$ ) ist, wie im Stabilitätsdiagramm (Bild 4.19) zu erkennen, bis zur Position  $x/l = 0,33$  keine Störanfächung zu beobachten. Bei 120 Hz ( $F = 114$ ) befindet sich die Lage des Messpunktes unmittelbar nach dem Eintritt in den instabilen Bereich der Störanfächung. Es ist also nur eine geringe Zunahme der Störampplitude zu erwarten. Die Anfächung der TSW bei 140 Hz ( $F = 133$ ) entspricht den theoretischen Berechnungen. Der Wert des Maximums hat sich bereits deutlich erhöht. Bei 160 Hz ( $F = 152$ ) tritt das Maximum der untersuchten Abhängigkeiten auf. Die Amplitudenfunktion von 180 Hz ( $F = 171$ ) zeigt den erwarteten Einbruch der Anfächung. Der Bereich der Störanfächung ist, wie bereits diskutiert, sehr kurz, und die Lage des Messortes liegt bereits außerhalb des instabilen Bereiches, im Gebiet II des Instabilitätsdiagramms. Das gleiche Verhalten zeigt die in gleicher Form normierte Darstellung der  $v$ -Komponente der Störampplitude.



#### 4.4.3 Störanfachung der TSW in Abhängigkeit vom Winkel der TSW

Die für künstliche Anregung experimentell ermittelten Amplitudenfunktionen sind in den nachfolgenden Diagrammen (Bild 4.22) normiert dargestellt. Dazu wurde die wandnormale Koordinate  $z$  auf die Grenzschichtdicke  $\delta$  und der  $u_{\text{FRMS}}$ -Wert auf sein Maximum bezogen. Jedes Störgeschwindigkeitsprofil besteht aus 50 Messpunkten.

Für den Vergleich zwischen Theorie und Experiment wurden die Messwerte als Symbol und die numerisch ermittelten Verläufe als Linien eingetragen (Bild 4.22).

Schon bei  $Re_{\delta^*} = 695$  ( $x/l = 0,23$ ) hat das Profil die typische Form der Amplitudenfunktion der TS-Mode. Das Maximum des  $u_{\text{FRMS}}$ -Wertes befindet sich im Anfachungsbereich etwa in konstanter physikalischer Höhe  $z$  und liegt bei  $z/\delta \approx 0,25$ . Das Minimum der Kurven liegt bei  $z/\delta \approx 0,7 - 0,8$  und markiert den Ort des Phasensprunges um  $180^\circ$ . Die Messwerte sind in guter Übereinstimmung mit den numerisch bestimmten Verläufen der Amplitudenfunktion.

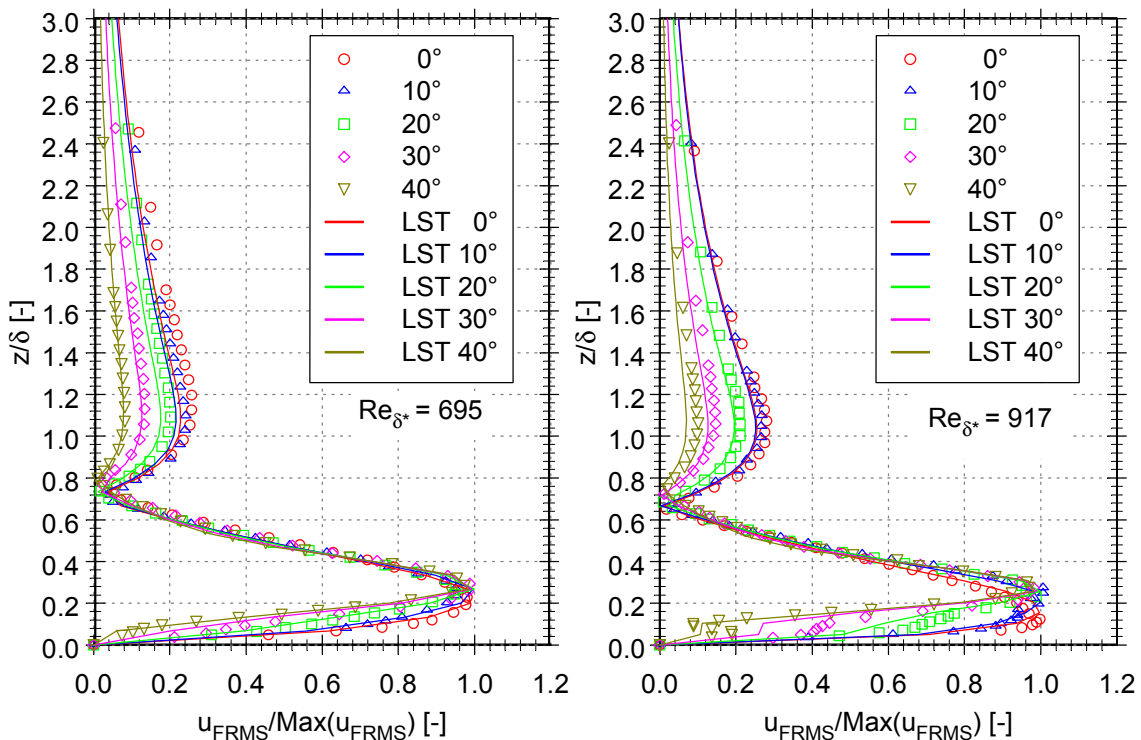


Bild 4.22 - Abhängigkeit der  $u$ -Komponente der Amplitudenprofile ( $z$ ) vom Initiierungswinkel der TSW an zwei Positionen; TSW  $0^\circ$ - $40^\circ$ ;  $F = 133$ ;  $y/b = 0.02$ ;  
Vergleich: Experiment mit LST

Die Messpunkte unterhalb des Maximums, in unmittelbarer Wandnähe, liegen im Bereich eines sehr starken Geschwindigkeitsgradienten normal zur Wand. Die Eigenschwingung der Sonde hat in diesem Bereich zur Folge, dass die Sonde sich während der Messung in verschiedenen Geschwindigkeitsregionen befindet. Es wird dadurch ein über den Betrag der Schwingungsamplitude  $\Delta z$  der Messsonde integrierter  $u_{\text{FRMS}}$ -Wert gemessen, nicht der einer konstanten Höhe  $z$ . Vereinfachend wird angenommen, dass der Betrag der Schwingungsamplitude während der Messung konstant bleibt. Für weiterführende Fehlerbetrachtungen siehe [Perry; 1987] und [Strickert; 1974].

Eine deutliche Winkelabhängigkeit des zweiten Maximums der Störamplitude ist bei allen drei spannweitigen Positionen ( $y/b = -0,02; 0; 0,02$ ) zu erkennen. Der Anfangswert von über 20 % der maximalen Störamplitude reduziert sich mit steigendem Winkel bis auf unter 10 % bei  $40^\circ$  und bleibt spannweitig konstant.

Bei höherer Reynoldszahl  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) zeigen die Messwerte für eine spannweitige Position von  $y/b = -0,02$  bei einem Winkel der initialisierten TSW von  $20^\circ$  und  $40^\circ$  starke Schwankungen. Es wird hier deutlich der Randeinfluss des Störschlitzes und die damit verbundenen sekundären Strukturen sichtbar. An der Position  $y/b = 0$  haben die Schwankungen der Störwelle von  $20^\circ$  bereits stark nachgelassen. Die unter  $40^\circ$  initialisierte TSW unterliegt aufgrund der kürzeren Entfernung vom Ende des Störgenerators weiterhin den Randeinflüssen. Für  $y/b = 0,02$  zeigen die Amplitudenfunktionen den gleichen charakteristischen Verlauf wie er bei  $Re_{\delta^*} = 695$  ( $x/l = 0,23$ ) beobachtet wurde. Auch hier kommt es zur Ausbildung der für die TS-Mode typischen zwei Maxima und einem Minimum bei  $z/\delta \approx 0,7$ . Die Lage der Maxima ist dabei unabhängig vom initialisierten Winkel. Bei der verwendeten Normierung auf das Maximum der Störamplitude ist auch bei höherer Reynoldszahl eine Verringerung des zweiten Maximums festzustellen.

Im Diagramm sind die Ergebnisse der Messung und der numerischen Berechnung dargestellt. Auch hier lässt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment feststellen (Bild 4.23).

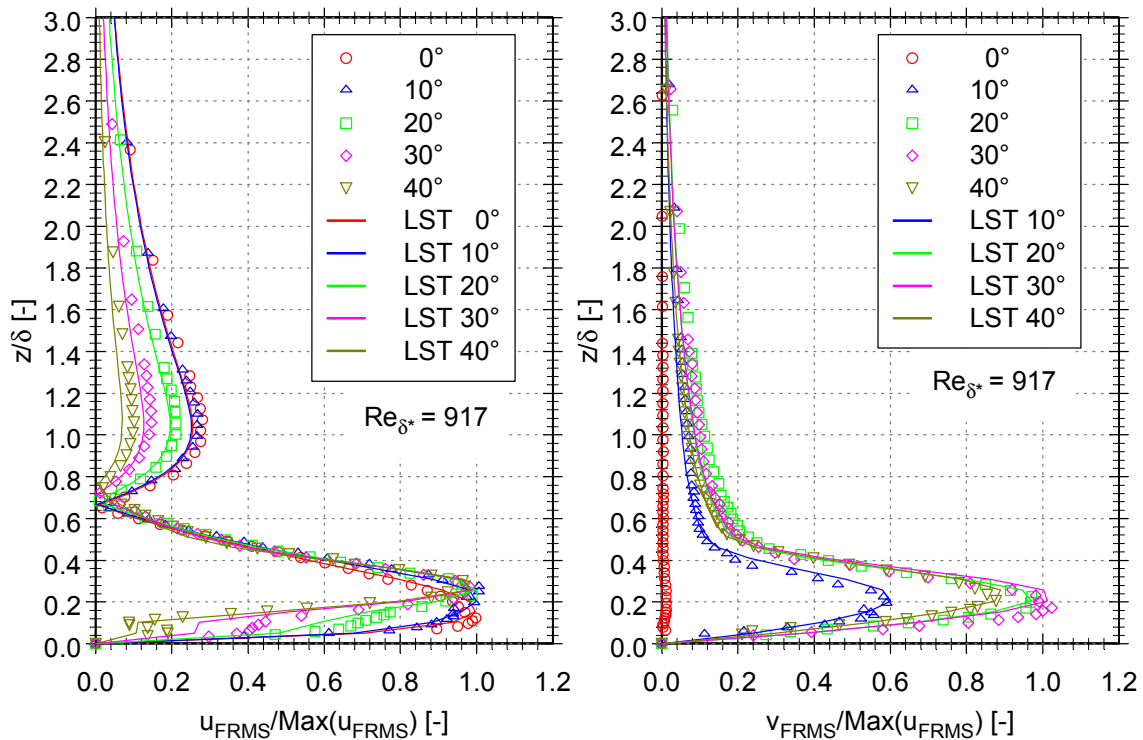


Bild 4.23 - Abhängigkeit der u- und v-Komponenten der Amplitudenprofile ( $z$ ) vom Initialisierungswinkel der TSW; TSW  $0^\circ$ - $40^\circ$ ;  $F = 133$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  
Vergleich: Experiment mit LST

Die Normierung der u-Komponente entspricht der des vorausgegangenen Diagramms (Bild 4.23). Die v-Komponente wurde als Ergebnis der Normierung auf das Maximum der u-Komponente aufgetragen. Für eine TSW von  $0^\circ$  ist der Anteil der v-Komponente theoretisch nicht vorhanden. Messtechnisch bedingt ist ein minimaler Wert nahe Null gemessen worden (siehe Abschnitt 2.1.1). Deutlich ist das starke Anwachsen der v-Komponente mit zunehmendem Winkel der TSW zu beobachten. Ab einem Winkel der TSW von ca.  $30^\circ$  beginnt die Amplitude der u-Komponente mit weiter zunehmendem Winkel stärker zu wachsen als die v-Komponente. Bei der Normierung auf die u-Komponente bedeutet das eine Verringerung des Maximums der v-Komponente (Bild 4.24). Dieses Verhalten wird bereits in [Hama et al.; 1987] hergeleitet und dargestellt.

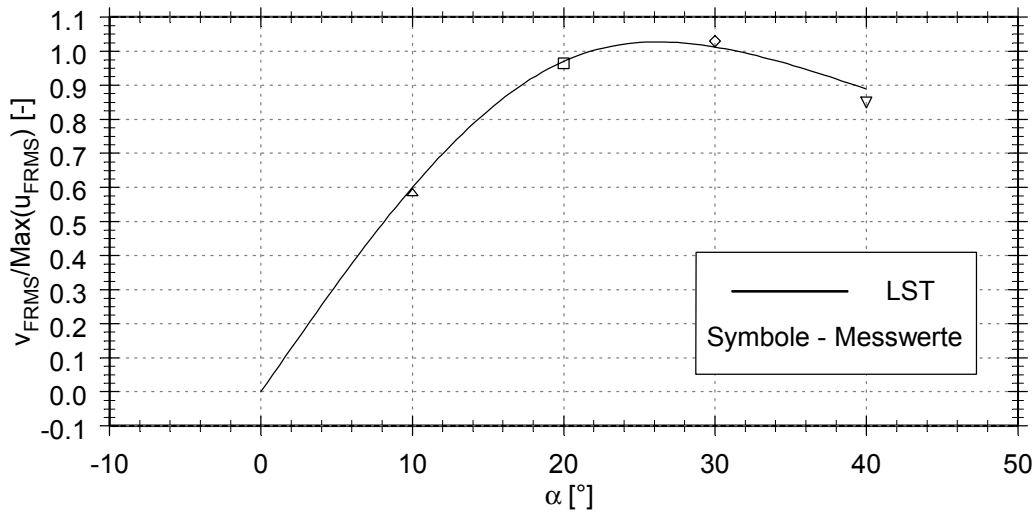


Bild 4.24 - Abhängigkeit der maximalen Amplitude der v-Komponente vom Initialisierungswinkel der TSW bei Normierung mit dem Maximum der Amplitude der u-Komponente; TSW 0°-40°; F = 133; Re = 917

In Bild 4.25 sind die Maxima der Störampplituden in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der TSW dargestellt. Sie zeigen den erwarteten Anstieg bei höherem Schräglaufwinkel. Im Vergleich zur Rechnung nach der LST wächst die Amplitude bei steigendem Winkel schneller an. Der prinzipielle Verlauf wird jedoch bei den Messungen gut wiedergegeben. Für das Amplitudenmaximum der 40° TSW ist ein Einbruch zu beobachten. Das Amplitudenwachstum nimmt im Vergleich zur LST deutlich geringer zu.

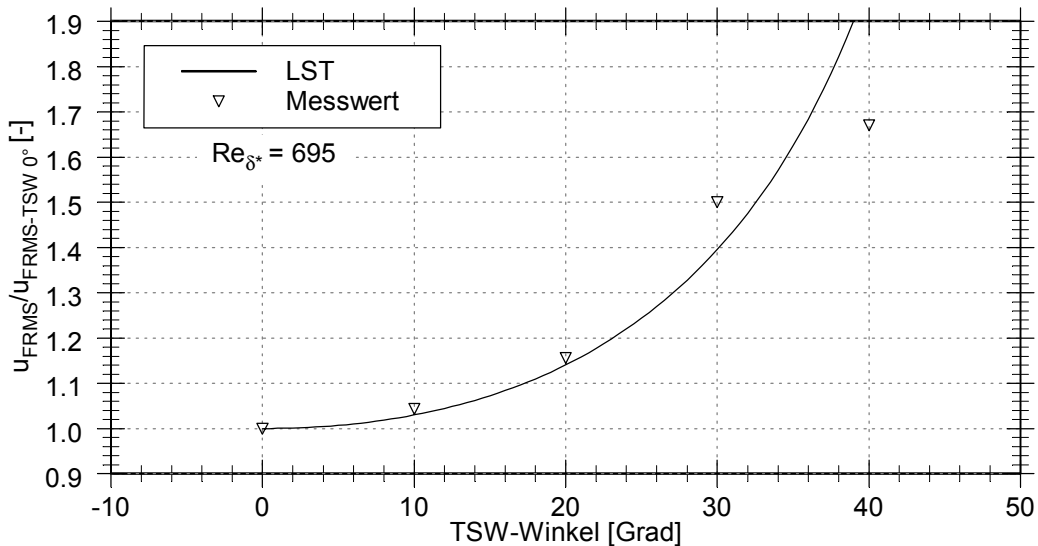


Bild 4.25 - Abhängigkeit der maximalen Amplitude der u-Komponente vom Initialisierungswinkel der TSW bei Normierung mit dem Maximum der Amplitude der u-Komponente von Null Grad; TSW 0°-40°; F = 133; Re = 695,  $u_{FRMS-TSW\ 0^\circ} = 0,075\text{ m/s}$

Bild 4.26 zeigt die Abhängigkeit des zweiten Maximums der Störampplitude bei einer Normierung auf das erste Maximum im Vergleich zwischen Berechnung nach der LST und Experiment.

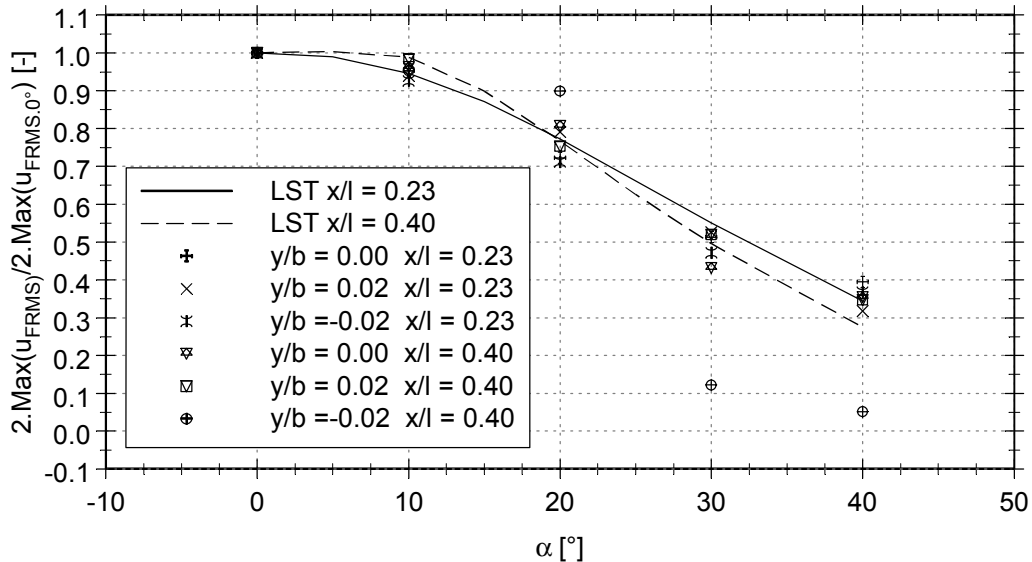


Bild 4.26 - Abhängigkeit des zweiten Maximums der Störampplitude vom Initialisierungswinkel der TSW; Vergleich: Experiment mit LST; TSW 0°-40°

Der Betrag des zweiten Maximums verringert sich nur gering bis zu einem Winkel von ca. 10°. Danach sinkt er stark ab. In erster Näherung ist ein lineares Abnehmen des zweiten Maximums der Störampplitude bei Normierung auf das erste Maximum festzustellen. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist gut. Bei einem Winkel der TSW von 40° ist für die Messposition des z-Profiles eine deutlich erhöhte Abweichung der Messwerte von der theoretischen Kurve zu beobachten (siehe auch Bild 4.25). Die Ursachen liegen, wie bereits in den vorausgegangenen Abschnitten ausführlich dargelegt wurde, u. a. in der verschobenen Lage des Störschlitzes bezüglich seiner spannweiten Position.

#### 4.4.4 1D-Phasenprofile

Bild 4.27 zeigt die Phasenprofile entsprechend den Amplitudenprofilen an drei spannweiten Positionen. Die Phasenlage wurde dabei aus dem Phasenspektrum zwischen Hitzdrahtsignal und Anregungssignal am Ausgang des Sinusgenerators ermittelt. Die Messwerte bei einem Winkel der TSW von 20° zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf.

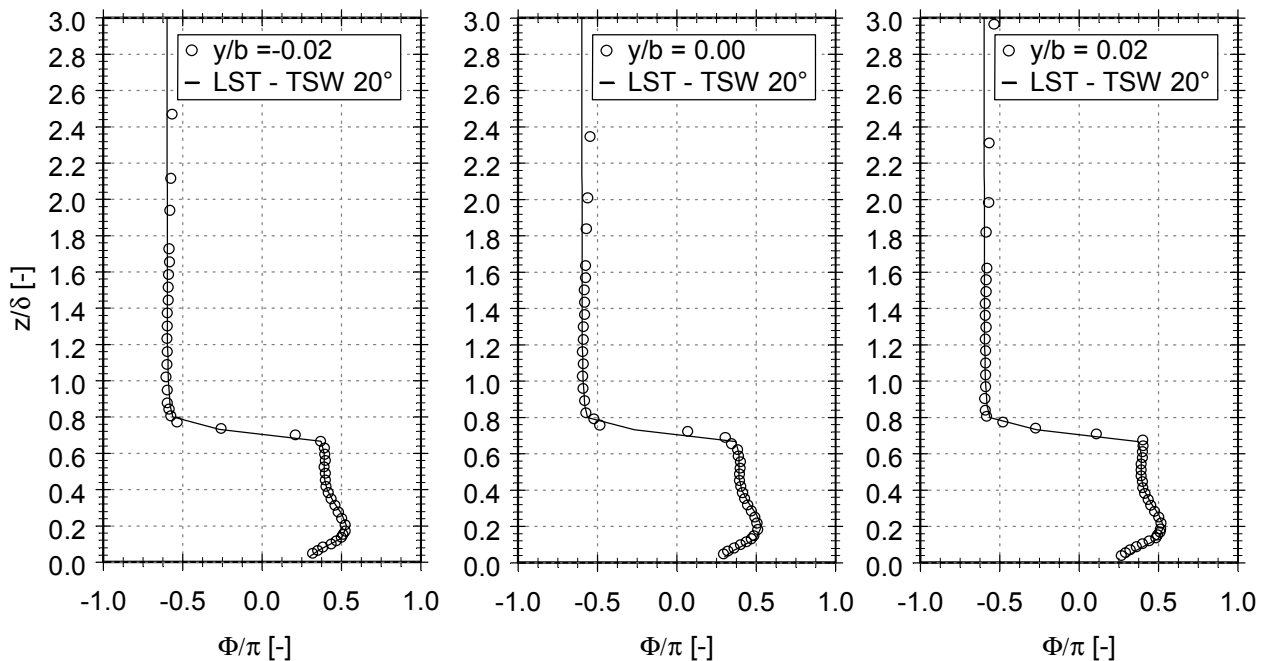


Bild 4.27 - Verlauf der Phasenprofile ( $z$ ) für drei spannweite Positionen;  
 TSW -  $20^\circ$ ;  $Re_{\delta^*} = 695$ ,  $x/l = 0,23$ ; Vergleich: Experiment mit LST

Von weit außerhalb der Grenzschichtdicke bleibt die Phasenlage bis zum Erreichen der kritischen Schicht relativ konstant. Beim Durchgang durch diese Schicht kommt es zu einem Phasensprung von  $180^\circ$  (im Diagramm  $\Phi/\pi$  von  $-0,6$  auf  $+0,4$ ). Unterhalb der kritischen Schicht bleibt der Phasenverlauf zunächst konstant. Ab einer Höhe von  $z/\delta \approx 0,4$  bildet sich eine Phasenverschiebung aus. Sie erreicht bei  $z/\delta \approx 0,2$  ein Maximum. Unmittelbar an der Wand knickt der Phasenverlauf auf einen unbekanntem Wert ab. Die Geschwindigkeitskomponente an der Wand ist Null, der Phasenwinkel kann jedoch ungleich Null sein. Der Ort des Phasensprunges bleibt unabhängig von der spannweitigen Position des Profils in konstanter physikalischer Höhe.

Weiter stromab bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) hat sich der charakteristische Verlauf im wandnahen Bereich des Phasenprofils weiter ausgeprägt (Bild 4.28). Während das Aufschwimmen des Phasenverlaufes, das lokale Maximum im wandnahen Bereich, bei  $Re_{\delta^*} = 695$  ( $x/l = 0,23$ ) noch bei einem Verhältnis von  $\Phi/\pi$  von  $0,1$  liegt, ist bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) dieser Wert bereits auf  $0,2$  verdoppelt. Es ist eine eindeutige Abhängigkeit des Phasenprofils von der Lauflänge festzustellen. Auch hier können die im vorigen Abschnitt diskutierten Messungenauigkeiten zu Abweichungen führen (Bild 4.28 -  $y/b = -0,02$ ).

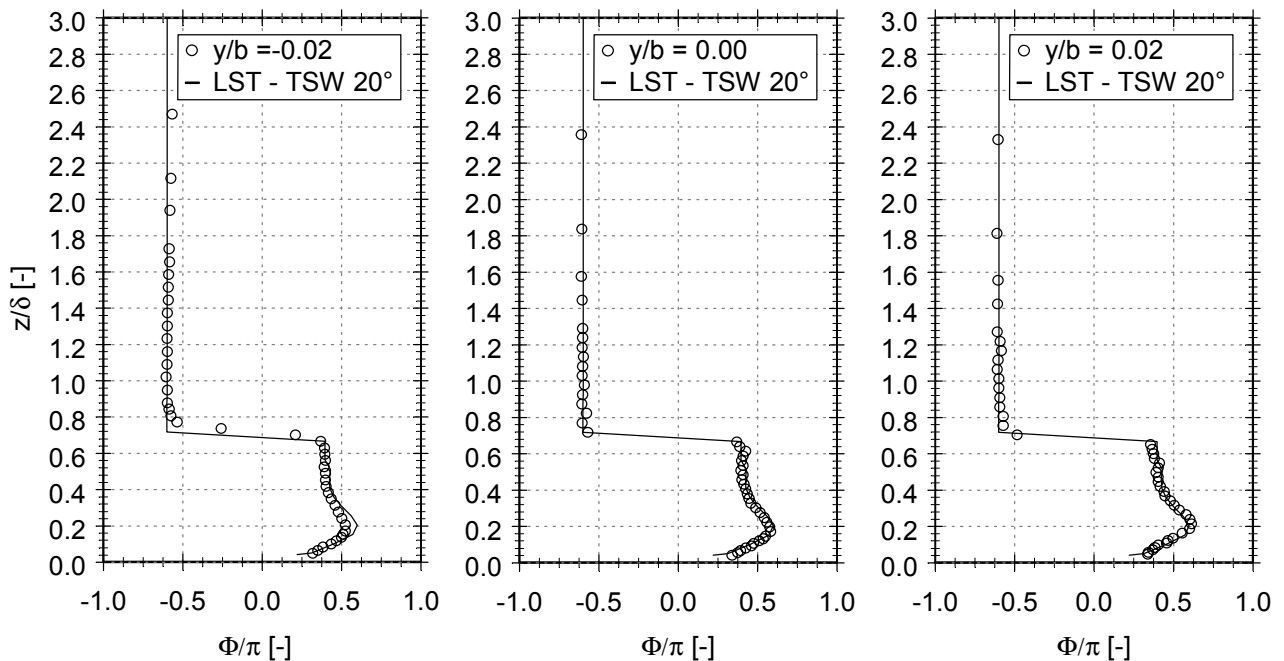


Bild 4.28 - Verlauf der Phasenprofile ( $z$ ) für drei spannweite Positionen;  
TSW -  $20^\circ$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ; Vergleich Experiment mit LST

Mit steigendem Winkel (Bild 4.29) kommt es zur Ausbildung eines Maximums des Phasenwinkels unterhalb der kritischen Schicht. Die physikalische Höhe des Maximums bleibt relativ konstant bei  $z/\delta \approx 0,2$ . Mit größerem Winkel verstärkt sich das Maximum. Vor dem Erreichen der kritischen Schicht ist wieder ein konstanter Phasenverlauf über der Höhe festzustellen. Die Werte entsprechen hier wieder dem Phasensprung von  $180^\circ$ . Der Verlauf des Phasenprofils der  $v$ -Komponente in wandnormaler Richtung wird in Bild 4.30 mit den numerischen Ergebnissen verglichen. Die auftretenden Abweichungen sind geringfügig größer als bei der  $u$ -Komponente, was auf die Verwendung einer 2D-V-Drahtsonde zurückzuführen ist [Bruun; 1995].

Messtechnisch bedingt treten minimale Abweichungen beim Phasenwinkel der  $v$ -Komponente der TSW von  $0^\circ$ , in Abweichung zum theoretischen Wert von Null, auf. Die Messsignale der  $v$ -Komponente sind hier sehr gering und schwanken um einen Wert nahe Null. Sie liefern keine exakte Aussage bezüglich des Phasenwinkels. Alle anderen Verläufe zeigen in der auf das Maximum des Phasenwinkels normierten Darstellung einen nahezu identischen Verlauf. Ab der kritischen Schicht des Phasensprungs der  $u$ -Komponente, bei einer Entfernung zur Wand von  $z/\delta \approx 0,7$  bleibt der Verlauf des Phasenwinkels über der Höhe konstant.

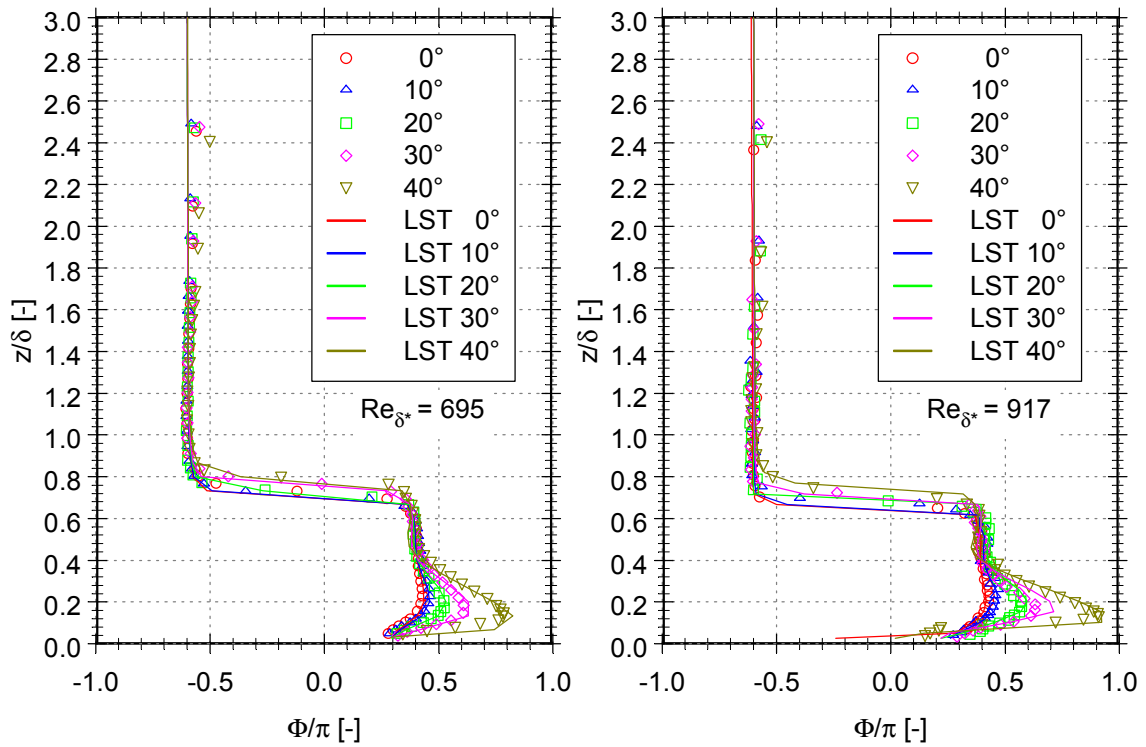


Bild 4.29 - Abhängigkeit der Phasenprofile der u-Komponente (z) vom Initialisierungswinkel an zwei Positionen; TSW 0°-40°; Vergleich: Experiment mit LST

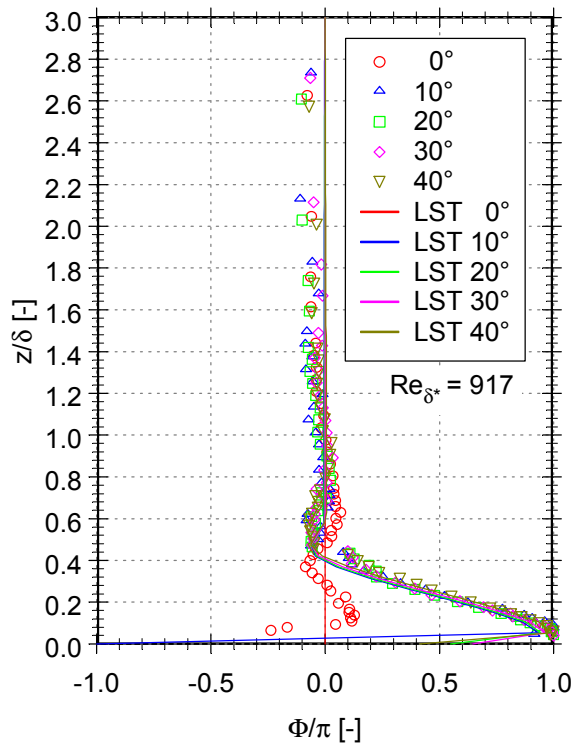


Bild 4.30 - Abhängigkeit der Phasenprofile der v-Komponente (z) vom Initialisierungswinkel; TSW 0°-40°; Vergleich: Experiment mit LST



## 5 Untersuchungen zur Dämpfung schräglaufernder Moden

Das Grundprinzip der aktiven Dämpfung wurde bereits in der Einleitung (Abschnitt 1) erläutert. Im folgenden Abschnitt werden Detailuntersuchungen beschrieben, die mit einem spannweitenigen Schlitz stromab zur aktiven Transitionskontrolle durchgeführt wurden (Abschnitt 2.4 – Schlitzkonfiguration; Anregung - Schlitz 1; Dämpfung - Schlitz 2). Alle Messungen erfolgten bei einer Anströmgeschwindigkeit von 10 m/s. Der Schalldruckpegel (SPL) des Anregungssignals betrug 83 dB.

Die Kernfrage dieser Untersuchungen richtet sich auf die Dämpfungsmöglichkeit schräglaufernder Störmoden, wie sie bereits in anderen Arbeiten erfolgreich beschrieben werden konnte [Baumann; 1999] [Grosche; 1990] [Baumann; 1995] [Baumann; 1996] [Biringen; 1984] [Gmelin & Rist; 2000], jedoch unter Berücksichtigung der besonderen Anordnung der Anfachungs- und Dämpfungsschlitze und ihrer Lageänderung bei verändertem Winkel der anzuregenden TSW. Ein wichtiger Aspekt ist neben der erreichbaren spannweitenigen Störauslöschung infolge der unterschiedlichen Rezeptivität vor allem die Auswirkung der aktiven Dämpfung auf die 3D-Anteile der Störwelle.

### 5.1 Grundlegende Betrachtungen zur aktiven Dämpfung

Vor den Messungen zur Auslöschung der TSW wurden einzeln die für das Anregungs- und Dämpfungssignal charakteristischen Größen erfasst und im Maximum des Störprofils die Phasenlage bestimmt. Daraus konnte die für eine gegenphasige Überlagerung beider Größen notwendige Phasendifferenz am Ausgang des Funktionsgenerators ermittelt werden. Aus dem Abgleich der Größen des Maximums der Stör-Amplitude ergab sich der SPL des Dämpfungssignals.

Die im nachfolgenden Diagramm dargestellten Kurvenverläufe zeigen die theoretische Abhängigkeit der Amplitude bei gegenphasiger Überlagerung von der Amplitude des Dämpfungssignals und der Phasendifferenz zwischen Anregung und Dämpfung (Bild 5.1-nach Gmelin).

Die Gleichung der resultierenden Amplitudenabhängigkeit entspricht der Form:

$$A = \text{Amp}(A_1 \sin(\beta) + A_2 \sin(\beta + \Phi)) \quad \text{Gl. 32}$$

Sind die Frequenzen der Schwingung gleich, kann die Amplitude A nach folgender Formel berechnet werden:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad \text{Gl. 33}$$

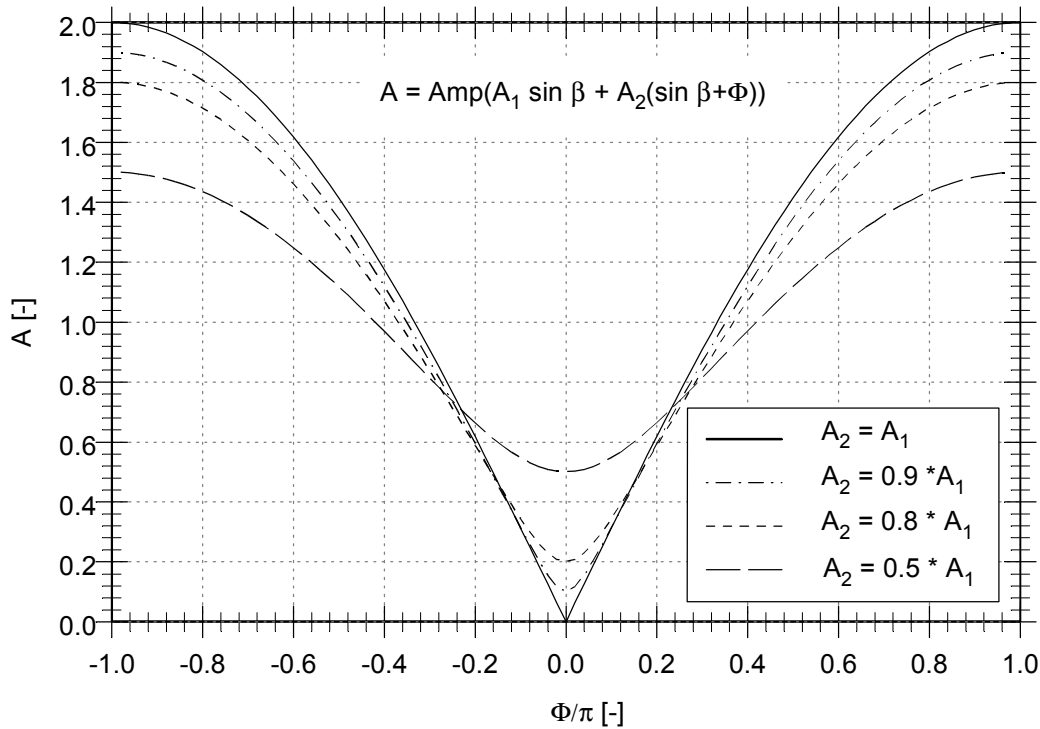


Bild 5.1 - Abhängigkeit der Dämpfung bei gegenphasiger Überlagerung zweier Wellen von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Dämpfungssignal sowie der Amplitude des Dämpfungssignals; auf den Maximalwert des sinusförmigen Anregungssignals von  $A_1 = 1$  normierte Darstellung (nach Gmelin)

Bei exakt gegenphasiger Überlagerung der Dämpfungsamplitude mit der Amplitude der Störanfängerung entspricht die Abweichung der Amplituden der theoretisch verbleibenden Amplitude des Störsignals. Ist die exakte gegenphasige Überlagerung nicht gewährleistet, erhöht sich der nicht gedämpfte Anteil des Störsignals entsprechend dem starken Gradienten des Phasenwinkels. Weicht die Phasendifferenz bei gleicher Amplitude z. B. nur 10 % ( $\Phi/\pi = \pm 0,1$ ) von der exakten gegenphasigen Lage ( $\Phi/\pi = 0$ ) ab, verbleibt eine Reststörung, die nicht gedämpft wird, von über 30 % der Störampplitude. Besteht eine zusätzliche Abweichung der eingekoppelten gegenphasigen Amplitude von 10 % ( $A_2/A_1 = 0,9$ ), verschlechtert sich die Dämpfung um weitere 5 % auf über 65 % des Ausgangspegels (Bild 5.2). Das heißt, 35 % (0,3 in der Farbflächendarstellung) der Störung bleiben erhalten.

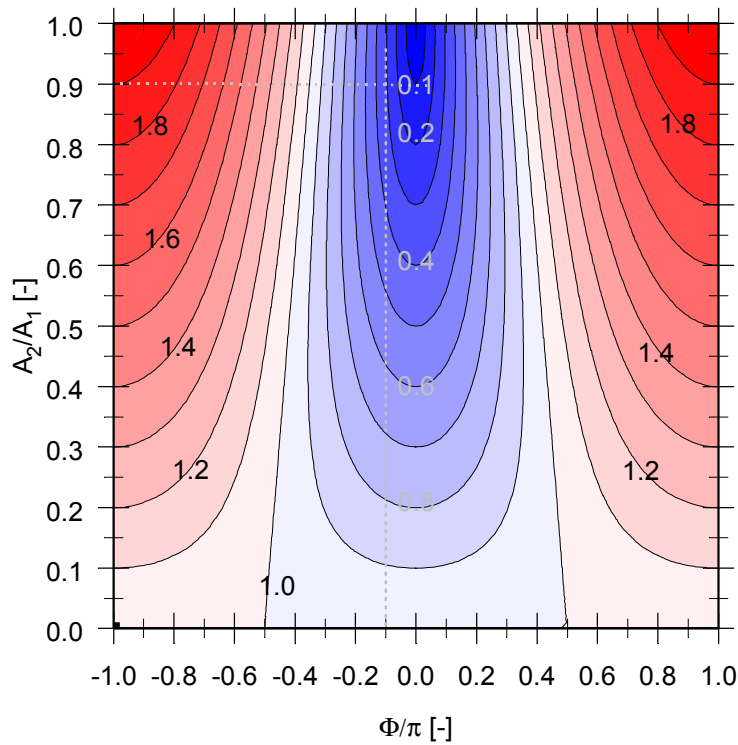


Bild 5.2 - Abhängigkeit der erreichbaren Dämpfung bei gegenphasiger Überlagerung zweier Wellen von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Dämpfungssignal sowie der Amplitude des Dämpfungssignals; Flächendarstellung

Zu Beginn der Untersuchungen zur Dämpfung der TSW wurde die Abhängigkeit des erreichbaren Dämpfungsgrades bezüglich ihrer Empfindlichkeit gegenüber der Phasenlage und Amplitude der überlagerten Störwelle experimentell untersucht.

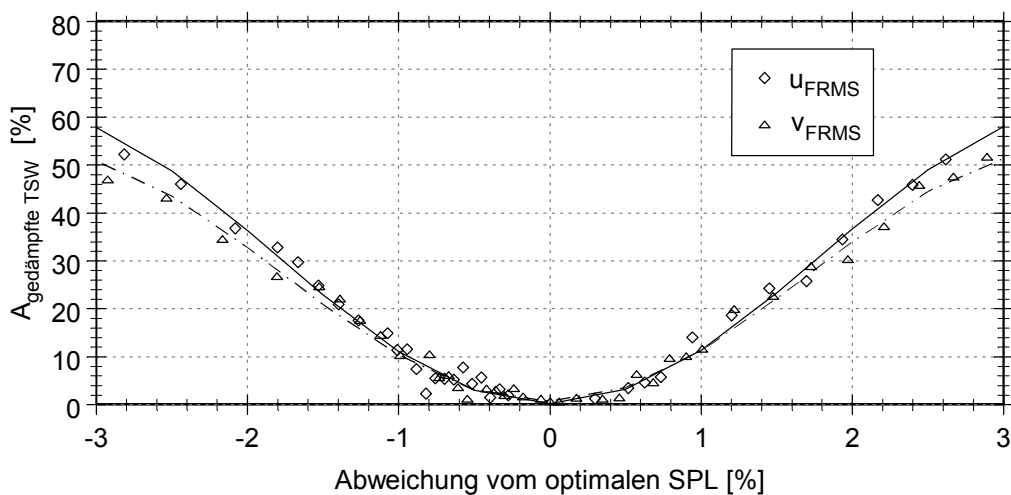


Bild 5.3 - Abhängigkeit der Dämpfung der u- und v-Komponente der TSW vom Schalldruckpegel (SPL); Darstellung in Prozent von  $A_1 = 83 \text{ dB}$ ;  $1\% = 0.83 \text{ dB}$

Im Diagramm (Bild 5.3) ist die Abhängigkeit der Dämpfung vom SPL der gegenphasigen Störwelle in Prozent der Eingangsleistung (SPL [dB]) dargestellt. Der Winkel der TSW beträgt  $20^\circ$ . Die Differenz der Phasenwinkel entspricht der optimalen Auslöschung von  $\Delta\Phi = 0$ . Eine Abweichung der Leistung des Lautsprechers am zweiten Störschlitz von 1 % (0,83 dB) hat bereits eine nicht gedämpfte Störung in Höhe von ca. 12 % der Ausgangsamplitude zur Folge. Die Dämpfungseigenschaften der u- und v-Komponenten des FRMS-Wertes sind bei geringen Änderungen der Leistung ( $\Delta\text{SPL} < 1,5\%$ ) identisch. Für größere Unterschiede zeigt sich ein schnellerer Abfall der Dämpfung der v-Komponente. Dies bestätigt die Dominanz der Störkomponente in Stromabrichtung. Die Untersuchungsergebnisse zur Abhängigkeit der Dämpfung von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Störsignal sind in Bild 5.4 wiedergegeben.

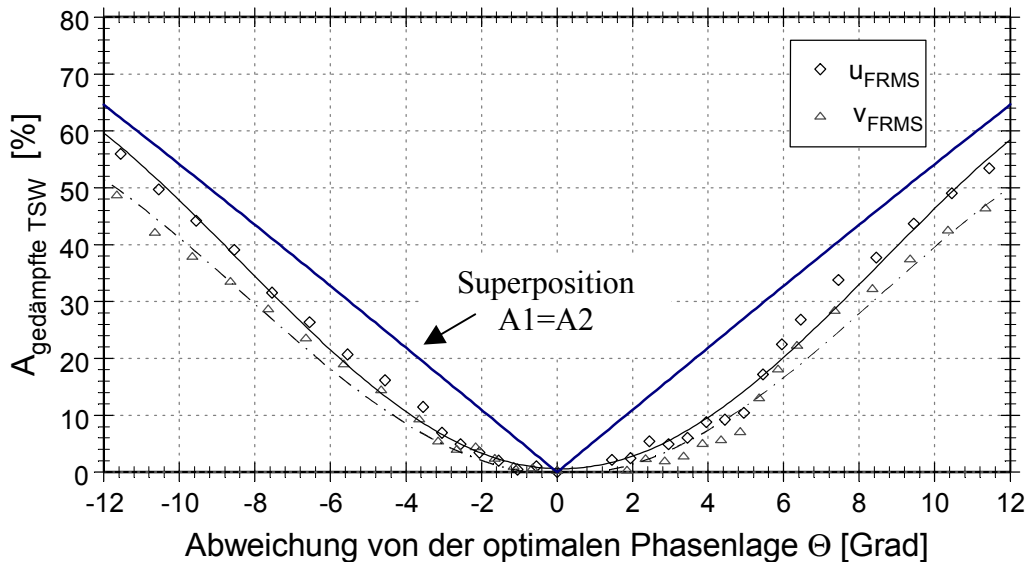


Bild 5.4 - Abhängigkeit der Dämpfung der u- und v-Komponente der TSW von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Dämpfungssignal

Ein Fehler der Phasenlage von  $\Delta\Phi = 4^\circ$  bedingt einen verbleibenden Restwert der Störampplitude von ca. 10 % des Ausgangspegels. Im Vergleich zur Überlagerung der Wellen nach dem theoretischen Superpositionsprinzip, liegen die experimentell bestimmten Werte unter den theoretischen. Die Dämpfung verhält sich im Experiment geringfügig unempfindlicher gegenüber dem Fehler der Phasenlage als die Theorie voraussagt. Diese Ergebnisse verdeutlichen, welche messtechnisch hohen Anforderungen an Experimente zur aktiven Transitionskontrolle gestellt werden müssen. Es ist auf eine möglichst exakte Einhaltung beider charakteristischer Parameter - Amplitude und Phasenlage - zu achten.

## 5.2 Experimente zur aktiven Dämpfung der geraden TSW (0°)

Alle Experimente zur aktiven Dämpfung wurden bei gleichen Randbedingungen durchgeführt, wie in Abschnitt 2.1.1 dargestellt. Die Phasenlage und Amplitude der gegenphasigen Störwelle wurden mit gleicher Vorgehensweise wie bei den Versuchen zur Abhängigkeit des Dämpfungsgrades von der Amplitude und Phasenlage bestimmt.

Am Anfang der Dämpfungsversuche wurde der Fall der Ausbreitung einer TSW von 0° untersucht. In zahlreichen Experimenten [Nosenchuck; 1982] [Gilev, 1985] [Liepmann; 1982] konnte bereits erfolgreich eine aktive Dämpfung mittels gegenphasiger Überlagerung der TSW mit einer zweiten Störwelle nachgewiesen werden. Die Ergebnisse liefern somit eine gute Möglichkeit, nochmals die Funktion des Versuchsstandes zu überprüfen. Entspricht das Dämpfungsverhalten der schrägen TSW den Erwartungen, so wird sich ein ähnlicher Dämpfungsgrad wie bei der geraden TSW ergeben. (Unter Berücksichtigung der Änderung der spannweitigen Ausdehnung der projizierten Länge des Störschlitzes sowie des Abstandes zur Plattenvorderkante (Bild 2.18).)

### 5.2.1 Amplitudenverlauf mit und ohne Dämpfung

Die Grafiken in Bild 5.5 zeigen den vertikalen Verlauf der u-Komponente der Störampplitude für zwei x-Positionen ( $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ). Vergleichend sind die Werte mit und ohne Dämpfung dargestellt. Die Reduktion des Maximums der Störampplitude ist deutlich zu erkennen. Der gesamte Verlauf des Amplitudenprofils mit Dämpfung weist im Verhältnis zur reinen Anregung ohne Dämpfung eine starke Abnahme des Störsignals auf.

Bei  $Re_{\delta^*} = 833$  ( $x/l = 0,33$ ) kann das Maximum der Störampplitude auf ca. 15 % gedämpft werden. Weiter stromab bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) beträgt das Maximum ca. 12 %. Besonders deutlich wird die Änderung außerhalb der Grenzschicht. Hier ist der Einfluss der Störung fast vollständig ausgelöscht. Damit konnte nachgewiesen werden, dass der Versuchsstand für die Dämpfung einer TSW bei 0° erfolgreich funktioniert. Wie bereits diskutiert, ist somit auch eine Dämpfung der schrägen Störmoden zu erwarten.

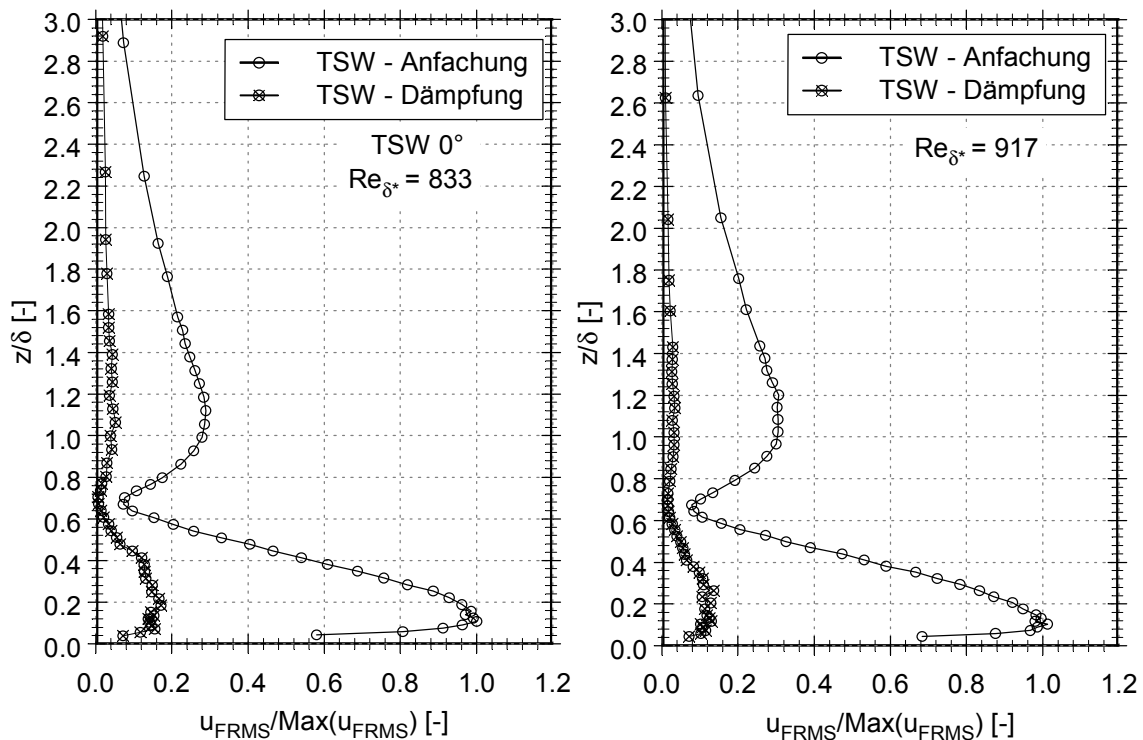


Bild 5.5 - Vergleich der Amplitudenprofile ( $z$ ) der  $u$ -Komponente der TSW mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW – 0°

### 5.2.2 Turbulenzgrad mit und ohne Dämpfung

Die Wirkung der aktiven Dämpfung auf den Turbulenzgrad, den RMS-Wert der gesamten Störung inklusive der Anteile der TSW, in der Grenzschicht kann anhand der  $u_{RMS}$ -Profile beurteilt werden. In Bild 5.6 sind die Höhenprofile des Turbulenzgrades mit und ohne Dämpfung für die TSW von 0° dargestellt. Der Turbulenzgrad kann nach ca. zwei Wellenlängen der TSW hinter dem zweiten Störschlitz ( $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ) in Höhe des Maximums der Stör-Amplitude auf ca. 50 % gesenkt werden. In Höhe des Phasensprungs ( $z/\delta = 0,7$ ) wird die im vorausgegangenen Abschnitt diskutierte Abhängigkeit des Dämpfungsgrades von der Phasenlage sichtbar. Einige Messpunkte weisen in diesem Bereich einen nur um ca. 30 % gedämpften Wert auf. Ab dem Grenzschichttrand liegt der Turbulenzgrad auf Höhe des Wertes der freien Anströmung. Eine eindeutige Dämpfung lässt sich ebenso an der weiter stromab befindlichen Position ( $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ) feststellen. Der Turbulenzgrad bei Dämpfung ist im Verhältnis zur Messung ohne Dämpfung auf ca. 40 % gesunken. Betrachtet man die weitere Entwicklung stromab, wird diese Tendenz fortgesetzt. Die gedämpften Stör-Amplituden der TSW werden nur schwach neu angefacht. Damit

wird die Lage des Transitionsgebietes weiter stromab verschoben [Gad el Hak; 1990] [Laurien & Kleiser; 1989]. Trotz Streuung der Messwerte ist die für die TS-Instabilität typische Eigenform mit einem deutlichen Maximum und einem darüberliegenden zweiten Maximum bei dem Verlauf des Turbulenzgrades ohne Dämpfung zu erkennen. Da das wandnahe Maximum ebenfalls sehr wirksam gedämpft wird, kann davon ausgegangen werden, dass der gemessene Verlauf des Turbulenzgrades im ungedämpften Fall nur geringe 3D-Anteile enthält.

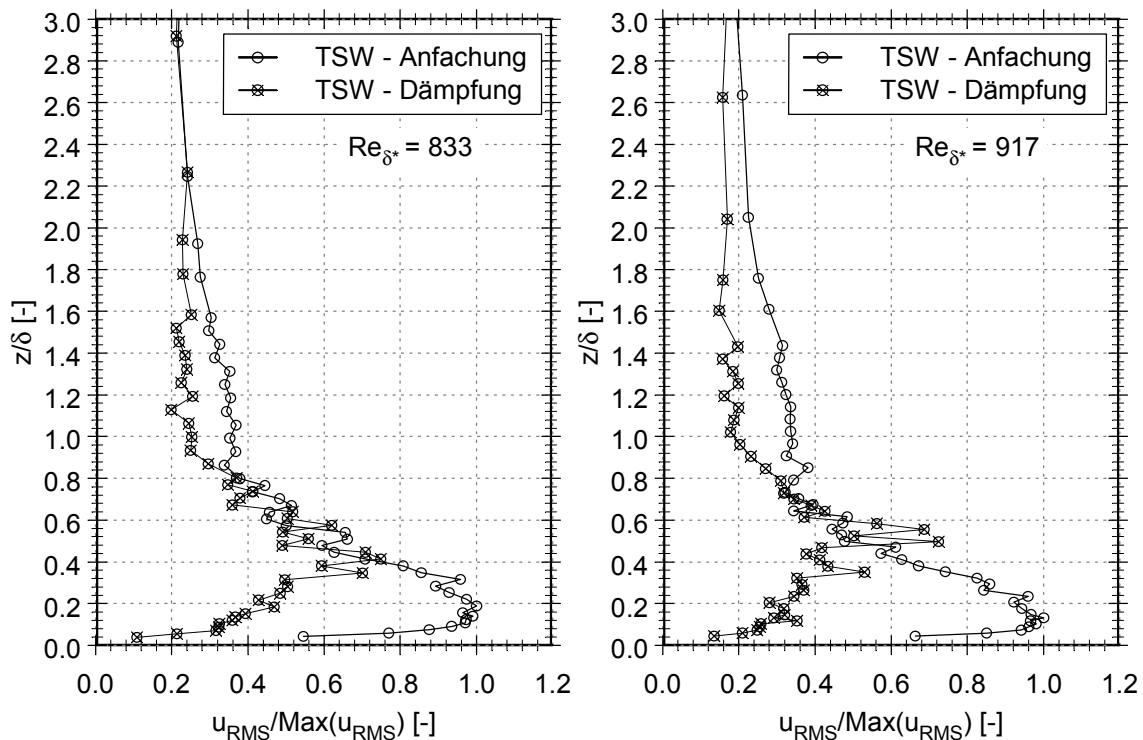


Bild 5.6 - Vergleich der Turbulenzgradprofile ( $z$ ) mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW - 0°

Bild 5.7 zeigt die mittleren Geschwindigkeitsprofile, die vergleichend für die Fälle mit und ohne Dämpfung gemessen wurden. Sie sind den vorausgegangenen Diagrammen des Turbulenzgrades und der Störampplituden zuzuordnen. Die beiden Kurvenverläufe haben nur minimale Abweichungen und keine Systematik. Per Definition hat die Störungsdämpfung durch Superposition keinen Einfluss auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil, was auch grundsätzlich bestätigt werden kann. Eine geringe indirekte Wirkung der aktiven Dämpfung auf das mittlere Geschwindigkeitsprofil lässt sich generell damit erklären, dass das Geschwindigkeitsprofil bereits im laminaren Stadium durch zunehmende Turbulenz in der

Grenzschicht in Wandnähe etwas fülliger bzw. „bauchiger“ wird. Eine Verringerung des Turbulenzgrades in der Grenzschicht durch aktive Dämpfung führt daher indirekt auch zu einem Rückgang des „Bauchansatzes“ und damit zu einer sehr geringen Änderung.

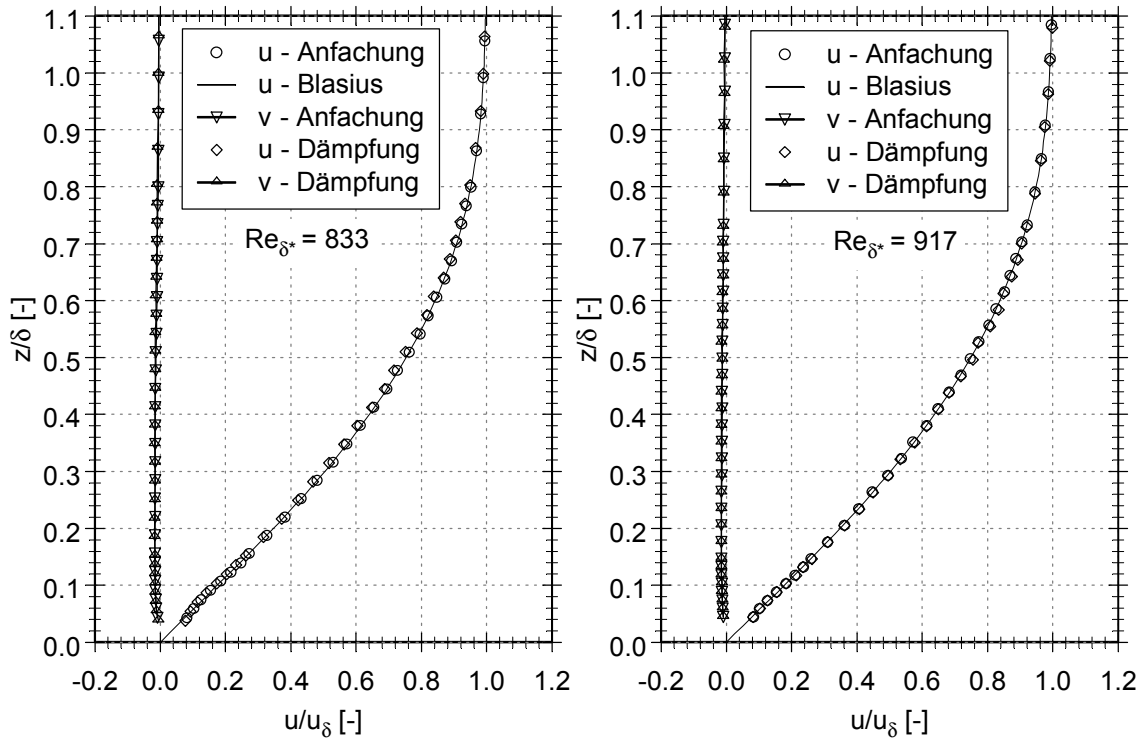


Bild 5.7 - Geschwindigkeitsprofile ( $z$ ) der  $u$ - und  $v$ -Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW-0°

### 5.2.3 Dämpfungsgrad

Der Grad der Dämpfung wird nach folgender Formel definiert:

$$\text{Dämpfungsgrad} = \left( 1 - \frac{u_{FRMS-D}}{u_{FRMS-A}} \right) \cdot 100\% \quad \text{Gl. 34}$$

In den folgenden Bildern ist der Verlauf des Dämpfungsgrades über der mit der Grenzschichtdicke normierten Wandnormalen für den Fall der geraden TSW (0°) dargestellt. Die Werte resultieren aus den Profilen der Störampplituden bei  $Re_{\delta^*} = 833$  ( $x/l = 0,33$ ) und  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) (Bild 5.6). Der Verlauf der senkrecht eingezeichneten Linie markiert den Integralen-Mittelwert über der Höhe. Im Gegensatz zum arithmetischen Mittelwert wird der Integrale-Mittelwert nicht durch die unterschiedlichen Abstände zwischen den



Messpunkten über der Höhe gewichtet und gibt somit das Ergebnis der Dämpfung besser wieder. Die Höhe des Integrationsgebietes, die obere Integrationsgrenze, erstreckt sich bis zum anderthalbfachen der Grenzschichtdicke ( $z/\delta = 1,5$ ). Weit außerhalb der Grenzschicht nimmt die Störung stark ab, das heißt, ein dementsprechend verschlechtertes Dämpfungsergebnis ist zu erwarten. Eine Berücksichtigung würde zur Verfälschung des integralen Mittelwertes führen.

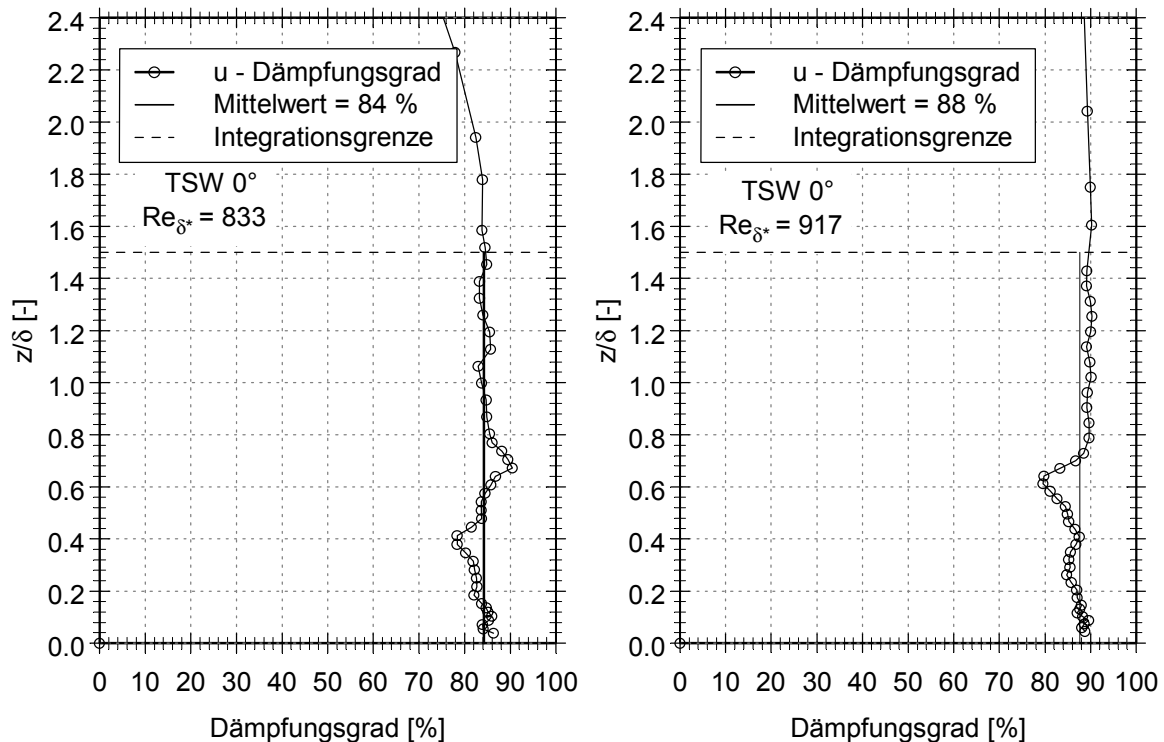


Bild 5.8 - Verlauf des Dämpfungsgrades ( $z$ ) an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  
 $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ; TSW-0°

Der vertikale Verlauf des Dämpfungsgrades bei  $Re_{\delta^*} = 833$  ( $x/l = 0,33$ ) hat bis zur doppelten Höhe der Grenzschichtdicke einen Integralen-Mittelwert von 84 %. Innerhalb dieses Gebietes bleibt der Dämpfungsgrad relativ konstant. An der Position  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) steigt der mittlere Dämpfungsgrad auf 88 % der Amplitude der angeregten TSW an. Charakteristisch ist die Schwankung in Höhe des Phasensprunges ( $z/\delta = 0,7$ ). Es verdeutlicht noch einmal die in den vorausgegangenen Abschnitten diskutierte Abhängigkeit der Dämpfung von der Phasenlage der Störwellen zueinander. Im Bereich des Phasensprunges ist es besonders schwierig, eine exakte gegenphasige Überlagerung beider Störwellen zu erzielen. In diesem Bereich treten aufgrund des starken Gradienten und der geringen Messwerte

höhere Messfehler auf. Die Dämpfungswirkung ist kaum noch messbar. Weit außerhalb der Grenzschicht ( $z/\delta > 2$ ) bricht die Wirkung der Dämpfung ein. In diesem Bereich sind die Einflüsse der Störung, der lokalen Schwankungsgeschwindigkeiten, bereits zu gering. Zusätzlich ist die Lagebestimmung des Phasenwinkels mit wachsendem Abstand zum Grenzschichttrand zunehmend instabil, aufgrund der Messfehler bei sehr kleinen Schwan-  
kungswerten. Bei der Überlagerung der Störwellen kommt es somit zu wachsenden Ab-  
weichungen von der idealen Phasendifferenz ( $\Delta\Phi = \pi$ ) und damit zu einem Nachlassen des  
Dämpfungsgrades.

### 5.3 Entwicklung der gedämpften Störampplitude stromab

Der Verlauf der maximalen Störampplitude des  $u_{FRMS}$ -Wertes stromab zeigt bei Dämpfung den typischen Einbruch kurz nach dem Störschlitz, über den die gegenphasige Schwingung eingekoppelt wird (Bild 5.9). Dargestellt sind hier die Maxima verkürzter Höhenprofile, die mit einer kubischen Funktion approximiert wurden. Im Gegensatz zu den vorausgegangenen Experimenten wurde hier der zweite Störschlitz des Platteneinsatzes ( $Re_{\delta^*} = 753$ ,  $x/l = 0,27$ ) zur Anfachung der TS-Instabilität und der dritte Störschlitz ( $Re_{\delta^*} = 857$ ,  $x/l = 0,35$ ) zur Dämpfung verwendet. Dementsprechend verschiebt sich die Lage der Störungseinkopplung im Instabilitätsdiagramm (siehe Bild 2.22). Sie befindet sich unmittelbar vor dem instabilen Bereich, während der Dämpfungsschlitz bereits darin liegt. Bei dieser Anordnung kommt es zu einem raschen Anwachsen der Amplitude, so dass die Störungsdämpfung sehr empfindlich gegenüber kleinsten Abweichungen der Pa-  
rameter vom Optimum wird.

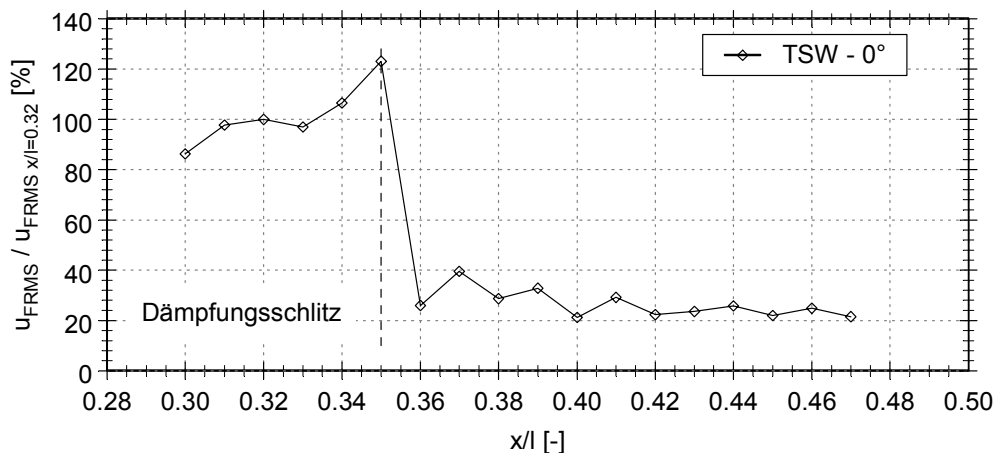
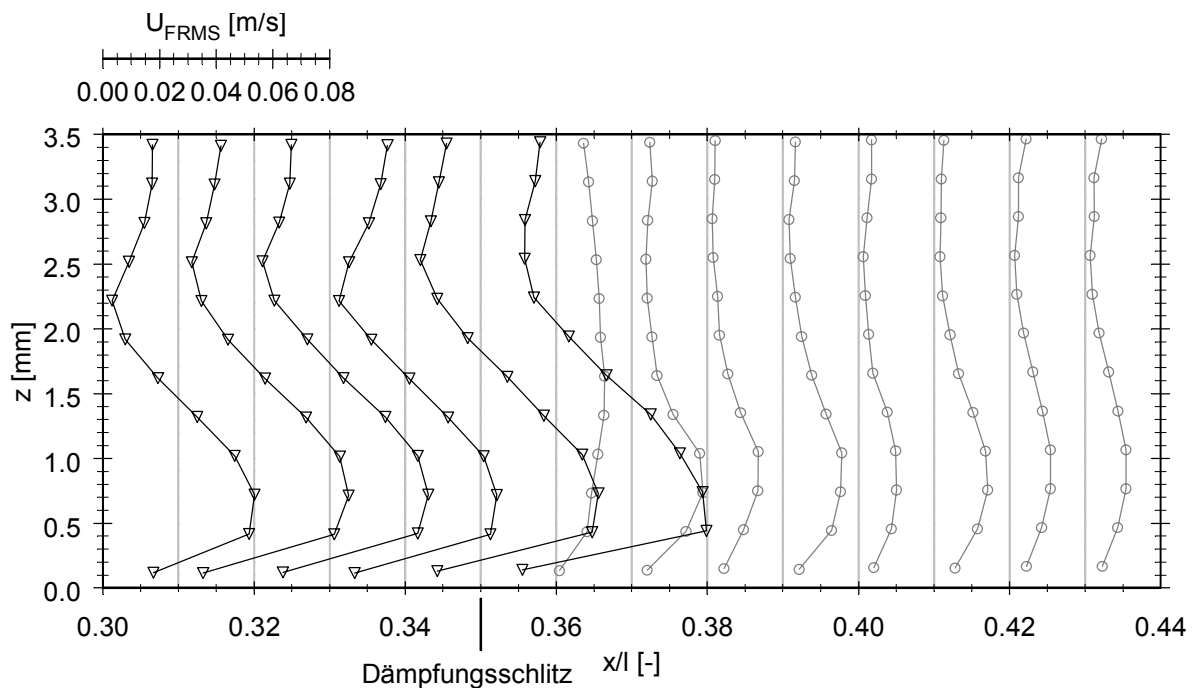


Bild 5.9 - Entwicklung der Maxima der Störampplituden ( $u_{FRMS}$ ) bei Dämpfung, normiert auf das Maximum der Amplitude kurz vor dem Dämpfungsschlitz bei  $Re_{\delta^*} = 820$ ,  $x/l = 0,32$ ;  $F = 133$

Unmittelbar vor bzw. über dem Dämpfungsschlitz steigt die Störung stark an. Sie erreicht einen Wert von bis zu 120 % im Vergleich zur ungedämpften Strömung. Danach wird der Störpegel erfolgreich auf ca. 30 % gesenkt. Im weiteren Verlauf stromab sinkt der maximale  $u_{\text{FRMS}}$ -Wert weiter ab, das heißt die Dämpfung stabilisiert sich. In dem untersuchten Nahbereich kommt es zu keiner Neuanschüpfung. Dementsprechend kann die Lage des Übergangsbereiches weiter stromab verlagert werden. Der relativ hohe Restwert der Störung von ca. 25 % lässt sich auf eine nicht optimal abgestimmte Amplitude der zweiten Störungs-einkopplung zurückführen. Für die getroffenen Aussagen ist es jedoch irrelevant. In Abschnitt 5.6 werden, in Fortsetzung dieser Ergebnisse, Nahfelduntersuchungen im Bereich der Störeinkopplung am Beispiel einer TSW von  $20^\circ$  diskutiert. Dabei wird auch der Anstieg der maximalen Störampplitude in Schlitznähe näher untersucht. Aus den in Bild 5.10 dargestellten Amplitudenprofilen der Störanschüpfung stromab wird noch einmal der Einfluss der Dämpfung sichtbar. Das Profil unmittelbar nach dem Dämpfungsschlitz ( $Re_{\delta^*} = 870$ ,  $x/l = 0,36$ ) weist eine drastische Amplitudenreduktion auf. Die charakteristische Form der Amplitudenfunktion, z. B. bei  $Re_{\delta^*} = 794$  ( $x/l = 0,3$ ), ist ab dieser Position nicht mehr zu finden. Der verbleibende untere „Bauch“ des Kurvenverlaufes bestätigt noch einmal, dass die Dämpfung nicht bei optimal angepasster Amplitude der gegenphasigen Einkopplung durchgeführt wurde.

Bild 5.10 - Entwicklung der gedämpften Störampplitude stromab; TSW –  $0^\circ$ ;  $F = 133$

#### 5.4 Ergebnisse der Dämpfung für eine schräglaufige TSW (20°)

Nach der erfolgreichen Dämpfung einer TSW unter einem Initialisierungswinkel von 0° wurden die Experimente auf schräglaufige TSW ausgedehnt. Die gewonnenen Ergebnisse werden am Beispiel einer TSW mit einem Ausbreitungswinkel von 20° diskutiert. Alle Versuche wurden bei einer Anströmgeschwindigkeit der ungestörten Strömung von 10 m/s durchgeführt. Die Höhenprofile wurden mit 50 Messpunkten bis zur vierfachen Grenzschichtdicke aufgelöst, wobei der wandnahe Bereich besonders hoch räumlich aufgelöst wurde. Alle anderen Parameter entsprechen der in Abschnitt 2.1.1 erläuterten Messkonfiguration. Weitere Darstellungen (TSW = 10°, 30°) sind dem Anhang zu entnehmen.

##### 5.4.1 Amplitudenverlauf mit und ohne Dämpfung

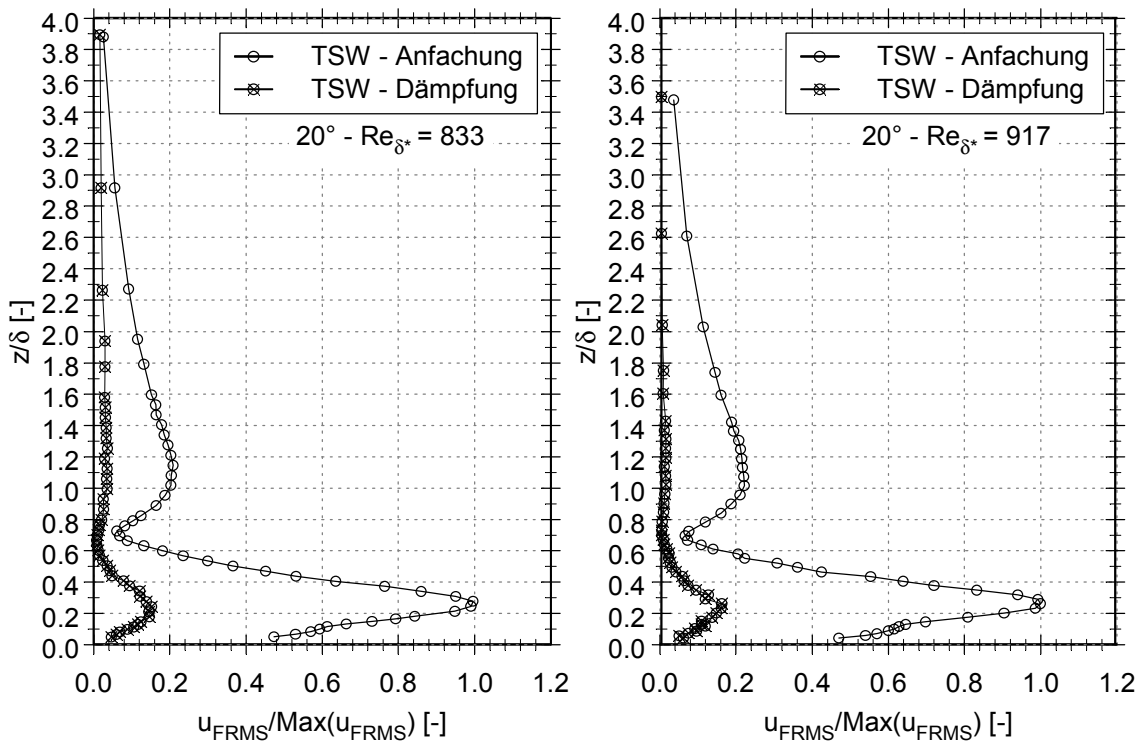


Bild 5.11 - Amplitudenverlauf ( $z$ ) der  $u$ -Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW-20°

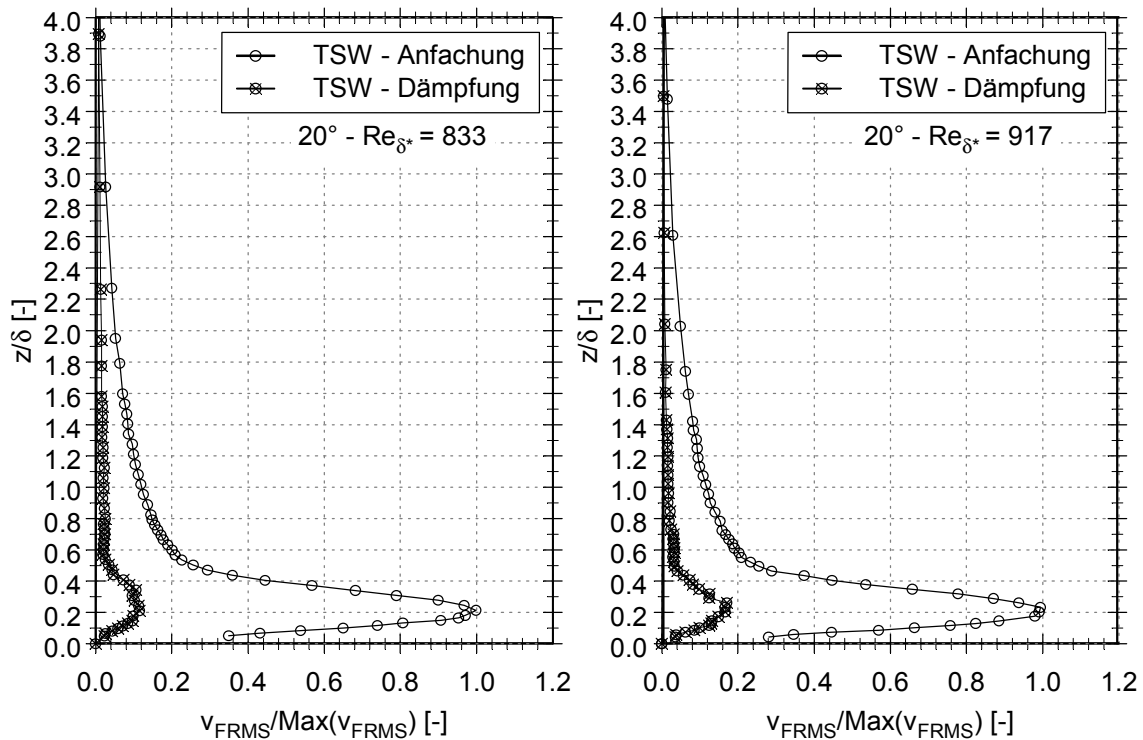


Bild 5.12 - Amplitudenverlauf ( $z$ ) der  $v$ -Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW-20°

In Bild 5.11 und Bild 5.12 sind die Verläufe der Störampplituden dargestellt. Die Normierung bezieht sich auf das Maximum der Amplitude der TSW ohne Dämpfung. Die wandnormale Koordinate  $z$  wurde, wie auch schon in den vorausgegangenen Abbildungen, mit der Grenzschichtdicke normiert.

Deutlich wird die Wirkung der Dämpfung in allen Abbildungen sichtbar. Der Wert der Amplitude der Störprofile konnte stark verringert werden. Das zweite Maximum der charakteristischen Form einer TSW-Mode konnte fast vollständig eliminiert werden. Besonderes Interesse galt bei diesen Versuchen der Wirkung der Dämpfung auf den Anteil der  $v$ -Komponente. Wie aus den Diagrammen ersichtlich, konnten auch diese Amplituden für beide Lauflängen erfolgreich gedämpft werden.

⇒ Das Verhalten der Dämpfung einer schräglaufernden TSW entspricht dem der bereits anhand der TSW von 0° diskutierten Ergebnisse.

### 5.4.2 Turbulenzgrad mit und ohne Dämpfung

Der Verlauf des Turbulenzgrades über der normierten Höhe zeigt noch einmal die Beeinflussung der Grenzschichtströmung und die Verminderung der lokalen Schwankungsgeschwindigkeiten infolge einer gegenphasigen Überlagerung mit einer zweiten Störwelle.

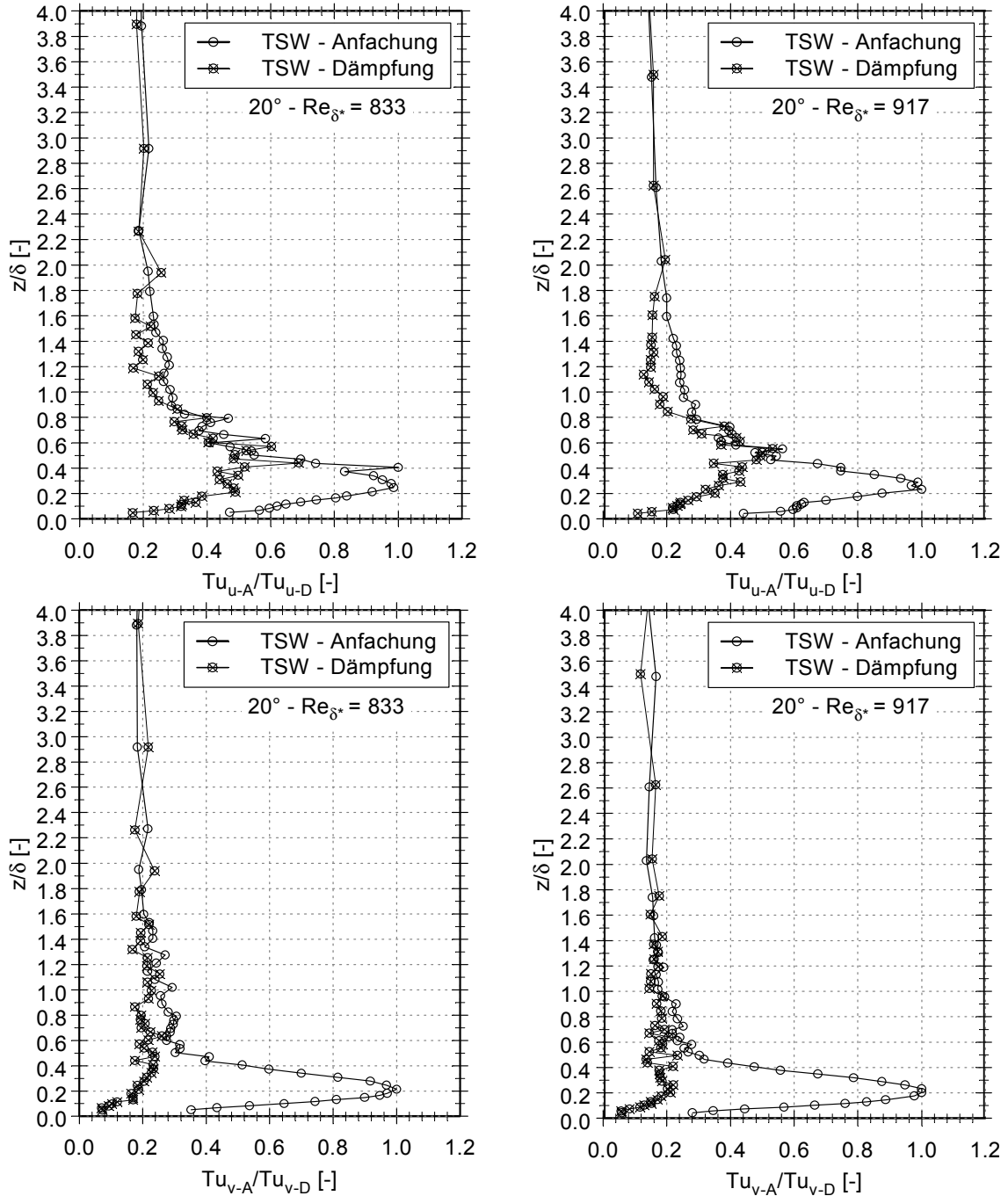


Bild 5.13 - Verlauf des Turbulenzgrades ( $z$ ) der  $u$ - und  $v$ -Komponente an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ , TSW-20°

Wie bei der 0°-TSW konnte der Turbulenzgrad der u-Komponente auf anfänglich 50 % gesenkt werden. Im weiteren Verlauf stromab verstärkt sich dieser Effekt. Bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) beträgt der Turbulenzgrad in Höhe des Maximums der Störampplitude nur noch rund 40 % seines Ausgangswertes. Der Turbulenzgrad der v-Komponente konnte fast vollständig gedämpft werden, da sein Wert im Vergleich zur u-Komponente sehr gering ist. Er ist über der Höhe annähernd konstant und entspricht dem Wert der Schwankungen außerhalb der Grenzschicht.

### 5.4.3 Dämpfungsgrad

Der Verlauf des Dämpfungsgrades der u-Komponente (Bild 5.14) weist ebenso wie bei der 0°-TSW einen Einbruch der Dämpfung in Höhe des Phasensprunges auf. Der Mittelwert beträgt 85 % bei  $Re_{\delta^*} = 833$  ( $x/l = 0,33$ ) und 91 % bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ). Bei der Dämpfung der v-Komponente kann ein nahezu konstantes Verhalten über der Höhe beobachtet werden. Der Dämpfungsgrad bei  $Re_{\delta^*} = 833$  ( $x/l = 0,33$ ) beträgt 86 % bzw. 85 % bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ).

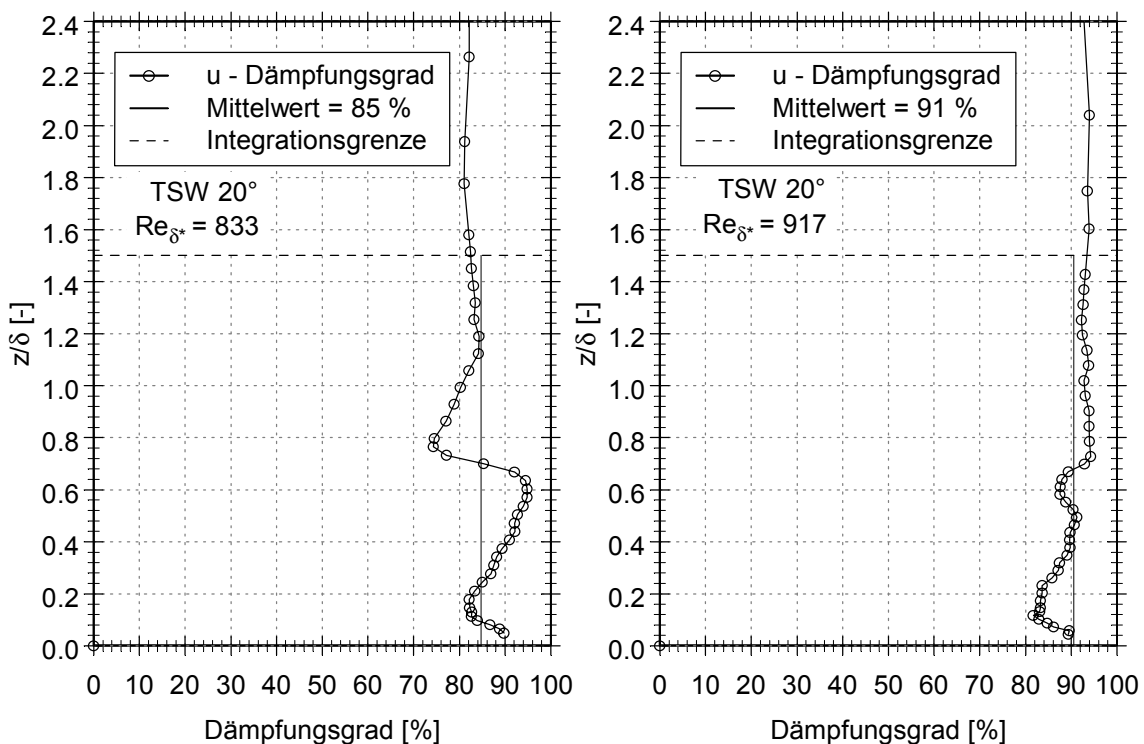


Bild 5.14 - Verlauf des Dämpfungsgrades ( $z$ ) der u-Komponenten an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ , TSW-20°

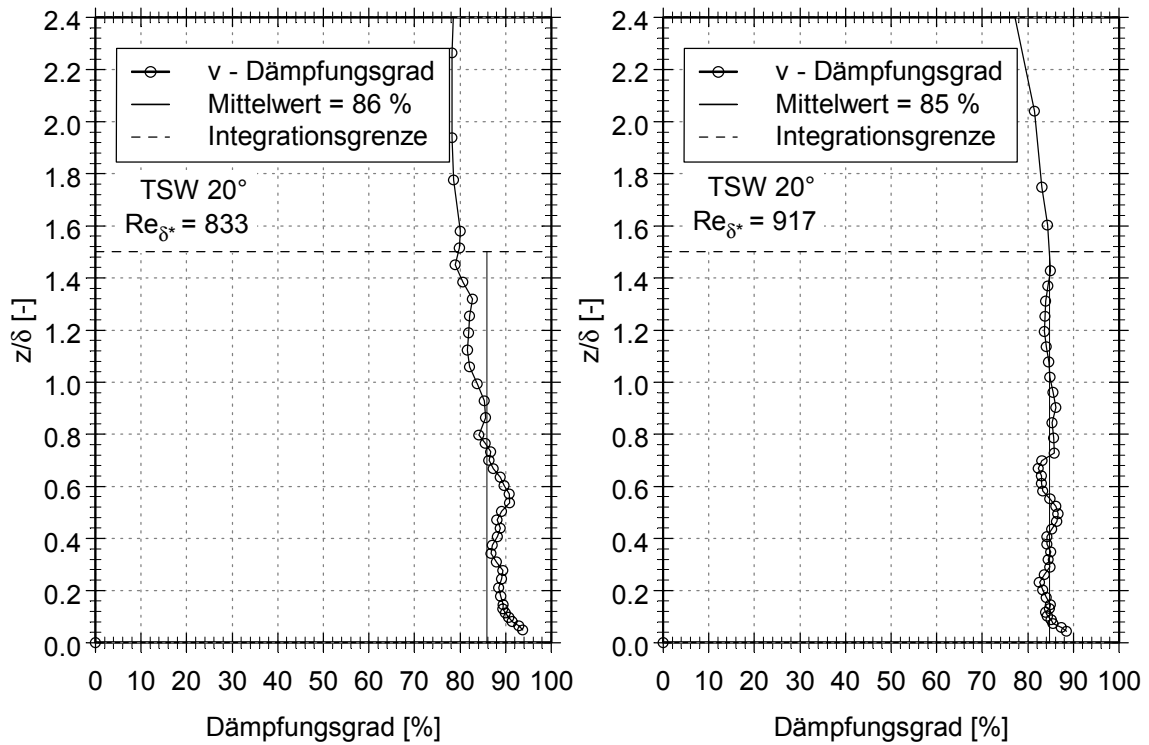


Bild 5.15 - Verlauf des Dämpfungsgrades ( $z$ ) der  $v$ -Komponenten an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ , TSW-20°

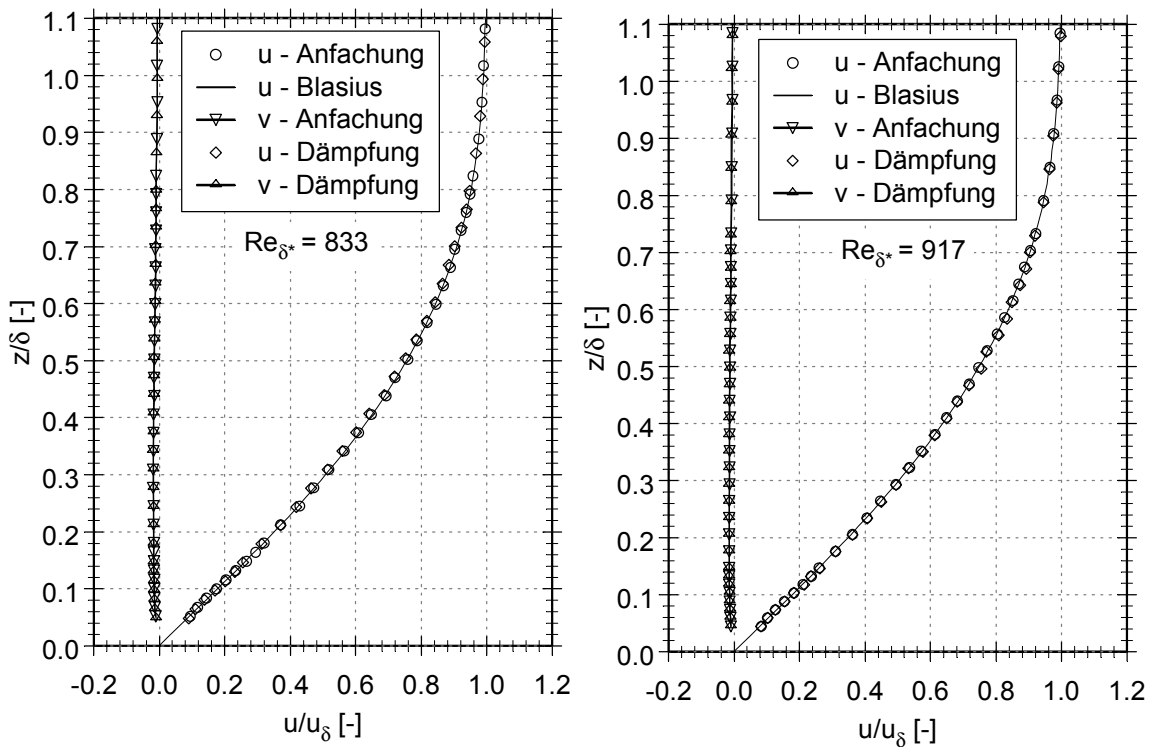


Bild 5.16 - Geschwindigkeitsprofile ( $z$ ) der  $u$ - und  $v$ -Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW-20°



Die Geschwindigkeitsprofile (Bild 5.16) weisen keine Unterschiede zwischen reiner Anfachung ohne Dämpfung und Anfachung mit aktiver Dämpfung über der Höhe auf. Der Anteil der Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung ist vernachlässigbar gering. Es kann also auch weiterhin von einer zweidimensionalen Plattenströmung ausgegangen werden.

### 5.5 Ergebnisse der Dämpfung in Abhängigkeit des Schräglaufwinkels der TSW

Die nachfolgenden Darstellungen sind die Zusammenstellung der Ergebnisse der Dämpfungsexperimente in Abhängigkeit des Schräglaufwinkels der TSW. Die Normierung der Diagrammachsen erfolgt wie bereits erläutert.

#### 5.5.1 Amplitudenverlauf der *u*- und *v*-Komponenten

In Bild 5.17 ist der Verlauf der Störampplitude als Höhenprofil bei Dämpfung dargestellt. Alle Kurven wurden auf das Maximum der TSW mit gleichem Winkel ohne Dämpfung normiert. Es ist zu erkennen, dass die Amplituden der *u*-Komponente für alle untersuchten Winkel ( $0^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $40^\circ$ ) gleichermaßen gedämpft werden konnten. Alle Maxima der gedämpften Störmoden liegen bei bzw. unter 15 % ihres Ausgangswertes.

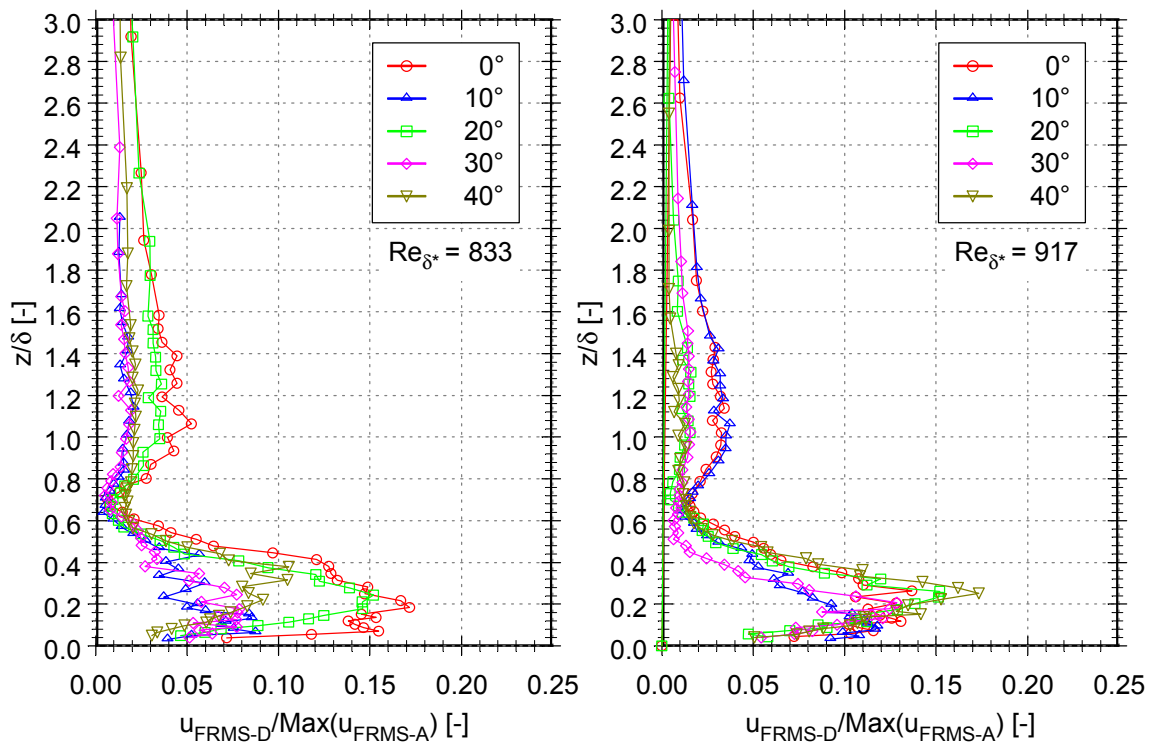


Bild 5.17 - Vergleich der gedämpften Amplitudenprofile (*z*) der *u*-Komponente an zwei Positionen; normiert auf 100 % bei Anregung;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW- $0^\circ$ - $40^\circ$

Bei  $Re_{\delta^*} = 917$  ( $x/l = 0,4$ ) ist eine beginnende Abweichung davon - eine niedrigere Dämpfung - festzustellen. Hier wird wieder der bereits mehrfach dargelegte Einfluss der Stör-schlitzlage und die damit verbundene Nähe des Endes des Störschlitzes zum Untersuchungsgebiet deutlich.

Betrachtet man die Dämpfungsergebnisse der  $v$ -Komponente, so wird dieser Randeinfluss verstärkt sichtbar (Bild 5.18). Die Geschwindigkeitsprofile zeigen für alle Winkel der Störmoden keinen erkennbaren Unterschied zwischen den Experimenten mit und ohne Dämpfung (siehe Anhang V - VI).

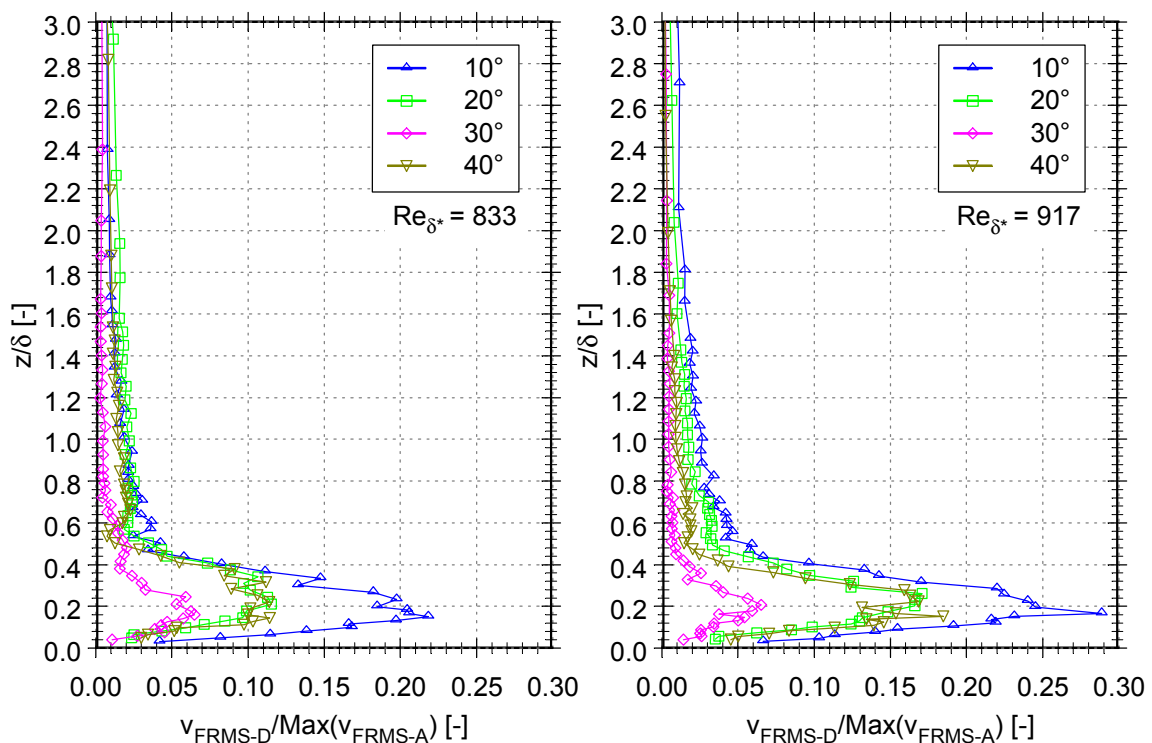


Bild 5.18 - Vergleich der gedämpften Amplitudenprofile ( $z$ ) der  $v$ -Komponente an zwei Positionen; normiert auf 100 % bei Anregung;  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ ; TSW- $0^\circ$ - $40^\circ$

### 5.5.2 Dämpfungsgrad der $u$ - und $v$ -Komponenten

Vergleicht man die erzielten mittleren Dämpfungsgrade in Abhängigkeit vom Winkel der TSW (Bild 5.19), so ist ein ähnliches Ergebnis für alle Fälle festzustellen. Der Mittelwert des Dämpfungsgrades über die Schräglaufwinkel beträgt 87 % bei der  $u$ -Komponente bei  $Re_{\delta^*} = 833$  ( $x/l = 0,33$ ). Für die  $v$ -Komponente ergibt sich ein praktisch identischer Mittelwert des Dämpfungsgrades von 86 %. Die Abweichung der einzelnen Messungen vom

Mittelwert über alle Winkel ist für die v-Komponente geringer als die der u-Komponente. Die geringere Dämpfung bei einem Winkel der TSW von 40° ist auf den bereits diskutierten Randeinfluss zurückzuführen.

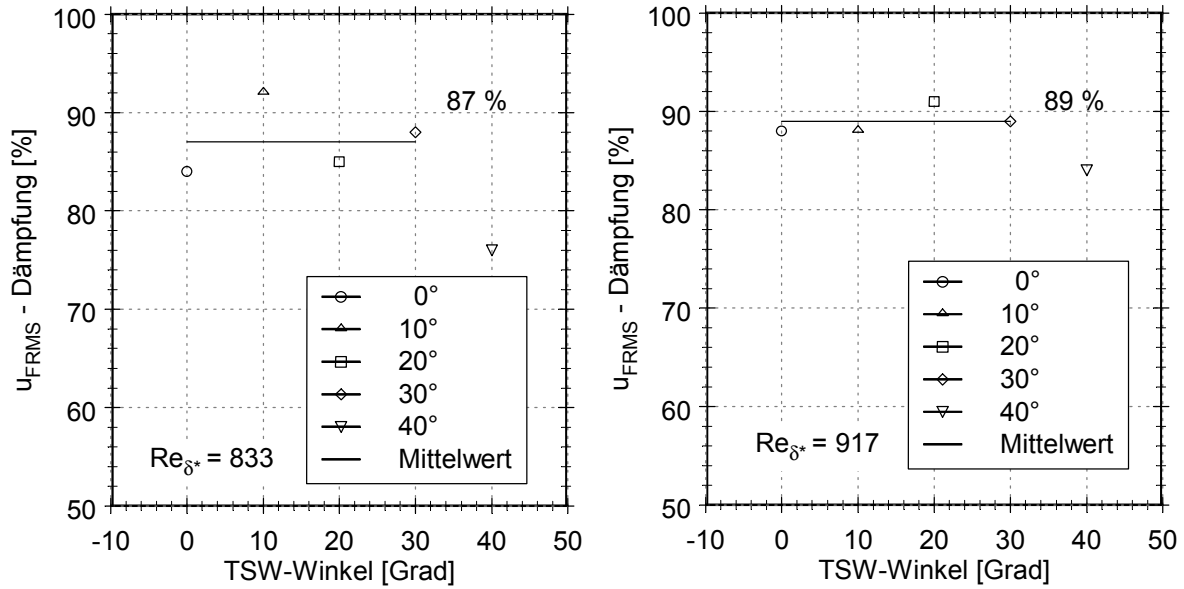


Bild 5.19 - Mittlere Dämpfungsgrade der u-Komponente in Abhängigkeit vom Winkel der TSW,  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ , TSW-0°-40°

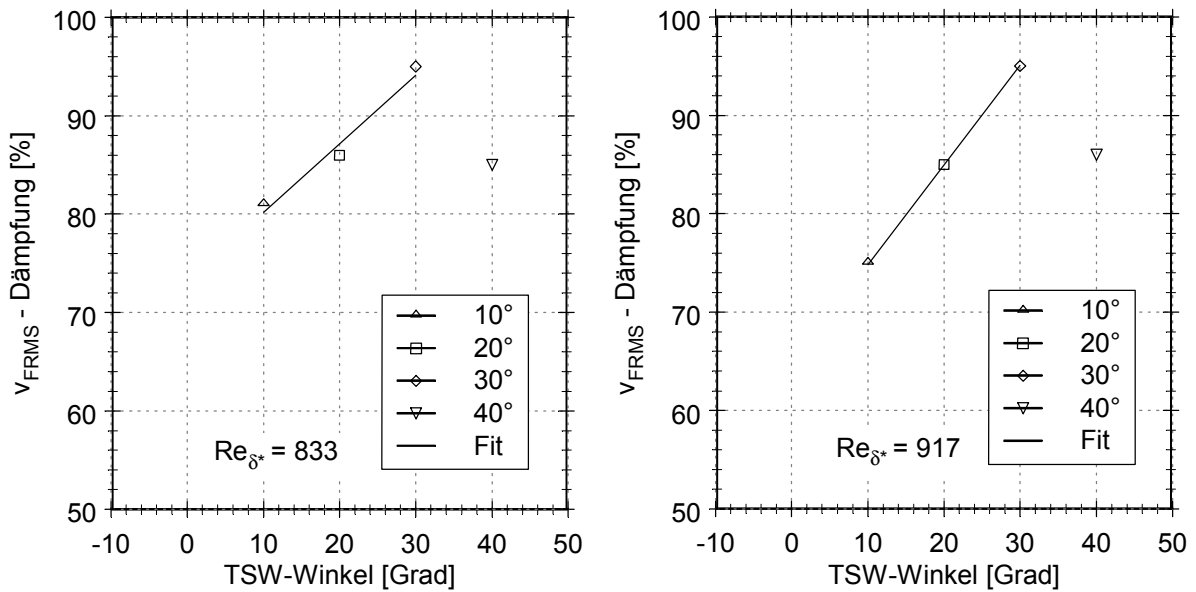


Bild 5.20 - Mittlere Dämpfungsgrade der v-Komponente in Abhängigkeit vom Winkel der TSW,  $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ;  $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ;  $F = 133$ , TSW 0°-40°

Bei der TSW-Winkelabhängigkeit der Dämpfungsergebnisse der  $v$ -Komponente ist eine Zunahme des Dämpfungsgrades mit steigendem Winkel von  $10^\circ$  bis  $30^\circ$  festgestellt worden. Das zeigt noch einmal die starke Abhängigkeit der  $v$ -Komponente von der  $u$ -Komponente. Die Ursache liegt in dem ungünstigen Verhältnis von  $v_{FRMS}$  zu  $u_{FRMS}$  für TSW-Winkel gegen Null. Diese Abhängigkeit bleibt stromab ( $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ) relativ konstant. Alle erreichten Dämpfungsgrade liegen über 75 % (Bild 5.20).

## 5.6 Strömungsparameter bei Störungseinkopplung in die Grenzschicht – TSW $20^\circ$

### 5.6.1 Nahfelduntersuchung – Stromabentwicklung

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Nahfelduntersuchungen für eine TSW mit einem Winkel von  $20^\circ$  analysiert. Ein Schräglaufwinkel von  $20^\circ$  der TSW entspricht dem Mittelwert der untersuchten Winkelabhängigkeiten und wurde daher exemplarisch gewählt. Die Verläufe der Maxima der  $u_{FRMS}$ - und  $v_{FRMS}$ -Komponenten der Störampplituden in Stromabrichtung sind in Bild 5.21 dargestellt.

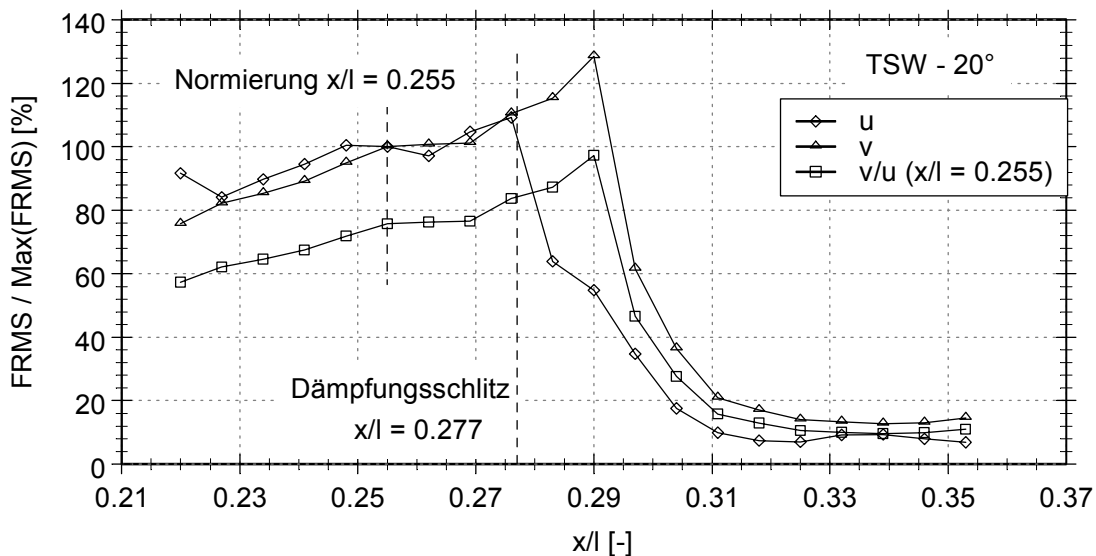


Bild 5.21 - Entwicklung der Maxima der Störampplituden ( $u_{FRMS}$  und  $v_{FRMS}$ ) bei Dämpfung, normiert auf die maximalen Amplituden ca. eine TS-Wellenlänge vor dem Dämpfungsschlitz;  $y/b = 0,02$ ;  $F = 133$ , TSW- $20^\circ$ ; Normierung:  $Re_{\delta^*} = 731$

Zur Verdeutlichung der Dämpfungswirkung wurden die Werte auf das jeweilige Maximum der Störanfachung bei ca. einer TS-Wellenlänge vor dem Dämpfungsschlitz normiert. Zusätzlich ist der Verlauf der  $v$ -Komponente bei Normierung auf den Wert der  $u$ -Komponente bei  $x/l = 0.255$  dargestellt. Prinzipiell entspricht der Kurvenverlauf dem

Verhalten der Dämpfungsergebnisse der Experimente für eine TSW von  $0^\circ$ . Die  $v$ -Komponente zeigt in diesem Bild eine im Vergleich zur  $u$ -Komponente räumlich verzögerte Dämpfung. Dieser Versatz ( $\Delta x/l \approx 0,013$ ) entspricht ungefähr der halben Wellenlänge der TSW von  $20^\circ$  ( $\lambda_{TSW-20^\circ} = 27,5$  mm). Für beide Komponenten ist der drastische Anstieg der Störampplitude über dem Dämpfungsstörschlitz charakteristisch. Während der  $u_{FRMS}$ -Wert an dieser Stelle um 10 % ansteigt, schnellert der  $v_{FRMS}$ -Wert um über 30 % nach oben, wobei die Verschiebung in  $x$ -Richtung beibehalten wird. Danach kommt es zum Zusammenbruch der Störanfachung beider Komponenten. Die Distanz zwischen Dämpfungseinkopplung und dem Ort maximal reduzierter Störampplitude entspricht ungefähr einer halben Wellenlänge der TSW.

Die bei diesem Versuch erreichten Dämpfungswerte liegen für die  $u_{FRMS}$ -Komponente bei über 90 % und für die  $v_{FRMS}$ -Komponente bei ca. 84 % der Ausgangsampplitude. In beiden Fällen deutet sich eine Stromaufwirkung der Dämpfungseinkopplung an, wobei sich das für die Dämpfung typische Minimum der Störung stromauf ausbildet. Die  $x$ -Position dieses Minimums der  $u$ -Komponente erwies sich bei anderen Messungen [Baumann; 1999] als signifikant wellenlängenabhängig und liegt jeweils eine dreiviertel Wellenlänge stromauf des Schlitzes. Das Minimum dieses Versuches liegt bei ca.  $\lambda_{TSW} \cdot 0,65$ , wobei für eine exakte Bestimmung der Lage die räumliche Auflösung nicht ausreichend ist. Unter Berücksichtigung dieses Aspektes kann von einer Übereinstimmung der Ergebnisse ausgegangen werden. Die Lage des Minimums der Störampplitude stromauf vor dem Störschlitz korrespondiert bei natürlichen TS-Wellen zur mittleren Wellenlänge. Der Phasenverlauf (Bild 5.22) weist nur über eine sehr kurze Distanz von einer halben TS-Wellenlänge nach dem Dämpfungsschlitz eine Abweichung vom linearen Verlauf auf. In diesem Bereich kann in den  $u'$ -Momentanbildern (Bild 5.23) eine stromab zerfallende Störungsstruktur identifiziert werden. Stromauf läuft die TS-Welle fast ohne Störung der Phase in den Bereich der Dämpfungseinkopplung hinein. In der weiteren Entwicklung stromab ist eine lokale Änderung der linearen Phasenlage zu beobachten. Der Anstieg der Geraden fällt kurz nach dem Dämpfungsschlitz deutlich ab, was einer Erhöhung der auf die ungestörten Anströmungsgeschwindigkeit bezogenen Phasengeschwindigkeit entspricht. Ihr Wert steigt dabei von 0,43 auf 0,60, um ca. 60 %. Nach ca. 2,5 Wellenlängen in  $x$ -Richtung nimmt die Phasengeschwindigkeit wieder ihren Anfangswert von 0,43 an. Dieses Phänomen ist im Gegensatz zur LST, wurde aber unter anderem auch von Baumann beobachtet [Baumann; 1999].

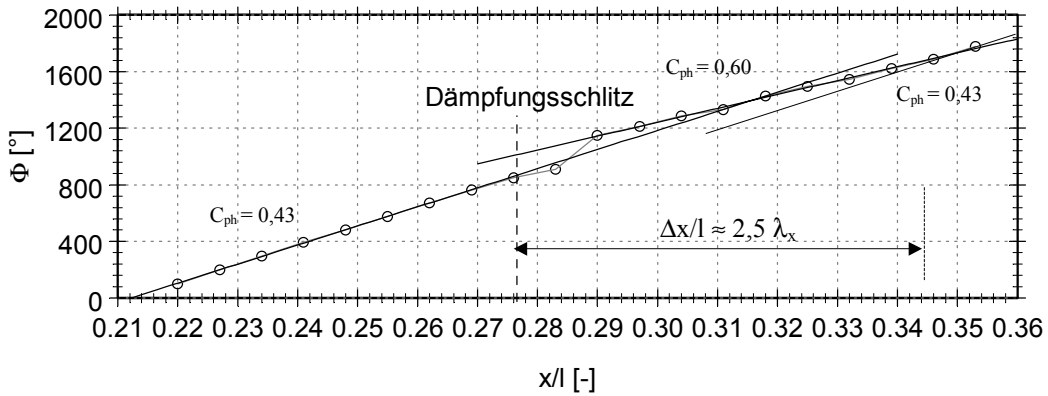


Bild 5.22 - Phasenverlauf der u-Komponente über dem Dämpfungsschlitz in Höhe des Amplitudenmaximums;  $y/b = 0,02$ ;  $F = 133$ ; TSW-20°

Bild 5.23 zeigt ein Momentanbild der  $u'$  Komponente als Farbflächendarstellung über der Grenzschichthöhe und der Lauflänge. Die Phasenkopplung wurde numerisch, nach der Messung, über das parallel erfasste Zeitsignal des Sinusgenerators der Störerzeugung hergestellt. Dazu wurden die Kurvenverläufe alle auf das Minimum der Störerzeugung getriggert. Die gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen können dadurch als „zeitgleich“ in allen Koordinaten des Strömungsfeldes betrachtet werden.

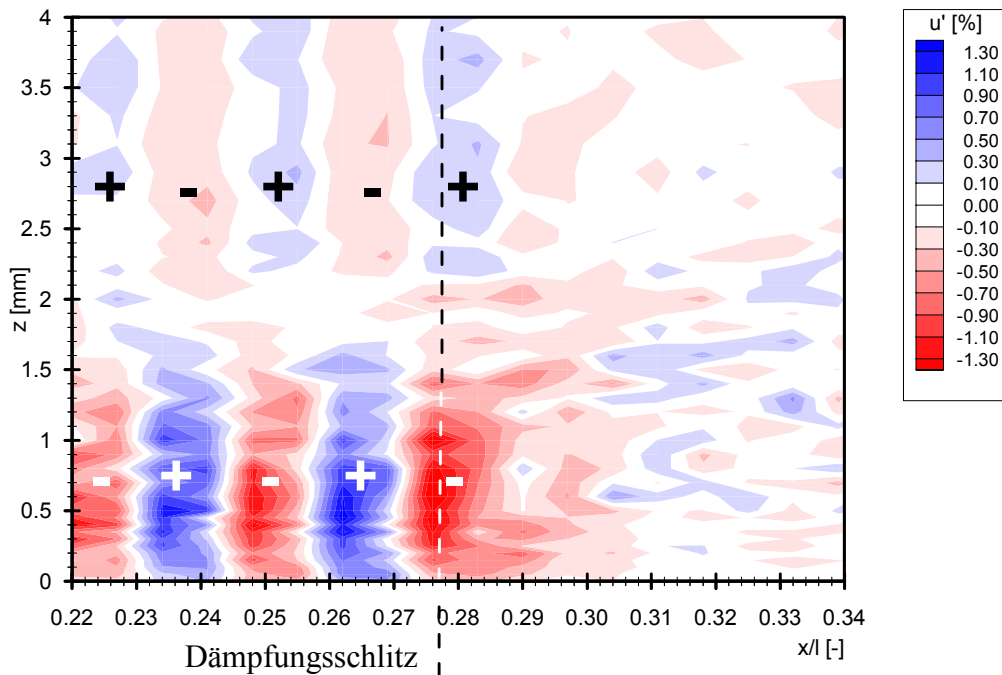


Bild 5.23 - Momentanbild der  $u'$ -Komponente in der Grenzschicht als Farbflächendarstellung

Ein weiteres Ergebnis dieser Darstellungsweise ist die Möglichkeit der Animation. Über eine gleichzeitige Änderung der einzelnen Zeitsignale bzw. Zeitschritte an allen Messpunkten kann somit eine „Bewegung“ der Grenzschicht erzeugt werden.

Im linken Bereich ist die Strömung zunächst noch ungedämpft. An der Wand sind Bereiche mit momentan positiven und negativen  $u'$ -Komponenten erkennbar, die in ihrer Intensität stromab anwachsen und die angefachte TSW wiedergeben. In einer Höhe von  $z/\delta \approx 0,7$  ist der für die TS-Welle charakteristische Phasensprung um  $180^\circ$  ( $\pi$ ) sichtbar. Die weiße Kontur kennzeichnet den Vorzeichenwechsel der Schwankungsgeschwindigkeit  $u'$  bzw. den Momentanwert  $u' = 0$ . Im rechten Teil des Bildes wird der Einfluss der Dämpfung auf das Strömungsfeld abgebildet. Es zeigt eine starke lokale Wirkung der Dämpfungseinkopplung. Bei der räumlichen Vorstellung ist die Streckung der Darstellung über der Höhe zu beachten. Bei  $Re_{\delta^*} = 763$  ( $x/l = 0,277$ ), also direkt über dem Dämpfungsschlitz, werden besonders intensive Flecken sichtbar. Die räumliche Ausdehnung scheint einer doppelten Störfrequenz zu entsprechen. In diesem Bereich reagiert der Hitzdraht in Wandnähe primär auf die periodische  $z'$ -Komponente der Störungseinkopplung, die einen Richtungswechsel der Hitzdrahtanströmung verursacht. Prinzipbedingt liefert der Hitzdraht unter einer solchen Konfiguration keine eindeutige Aussage über die Strömungsrichtung. Es wird vielmehr der Betrag der Strömung gemessen, was einer scheinbaren Verdopplung der Frequenz entspricht. Der weitere Verlauf der Störung zeigt bereits  $\Delta x/l = 0,01$  nach dem Dämpfungsschlitz eine stark gedämpfte Amplitude und den Zerfall der TS-Welle. Unmittelbar vor der gegenphasigen Einkopplung ist ein Anstieg der lokalen Schwankungsgeschwindigkeiten zu beobachten. Dieses Verhalten wird auch in den zeitgemittelten  $u_{FRMS}$ - und  $v_{FRMS}$ -Profilen bestätigt und ist durch die Art der „harten“ Gegenstörung bedingt. Sie erfordert eine sehr hohe Konvertierungsarbeit von einer nahezu singulären Wandströmung ( $z$ ) in ein natürliches  $u'$ -Profil und ist demzufolge nur mit einer geringen Rezeptivität zu erwarten. Bei dieser „harten Störungseinkopplung“ können nicht alle Anteile sofort in eine TSW konvertiert werden. Ein Teil wird als akustische Störung bzw. als Druckschwankung stromauf wirken.

Im Folgenden sind ausgewählte Zeitschriebe der Schwankungsgeschwindigkeiten  $u'$  und  $v'$  der Höhenprofile ( $z$ ) dargestellt. Dabei entspricht das Bild 5.24a einer  $x$ -Position von  $Re_{\delta^*} = 722$  ( $x/l = 0,248$ ), dem Maximum der Amplitudenfunktion stromab, vor dem Dämp-

fungsschlit. Das Bild 5.24b entspricht der Position von  $x/l = 0,325$ , rund 2 Wellenlängen der TSW hinter dem Dämpfungsschlit ( $Re_{\delta^*} = 763$ ,  $x/l = 0,277$ ). Im Fall ohne Dämpfung (Bild a) ist der typische, sinusförmige Verlauf der TS-Wellen erkennbar. Die Kurven weisen eine gute Gleichförmigkeit über der Zeit auf. Der Startpunkt der Zeitschriebe entspricht dem Maximum des dazugehörigen Sinussignals am Störgenerator.

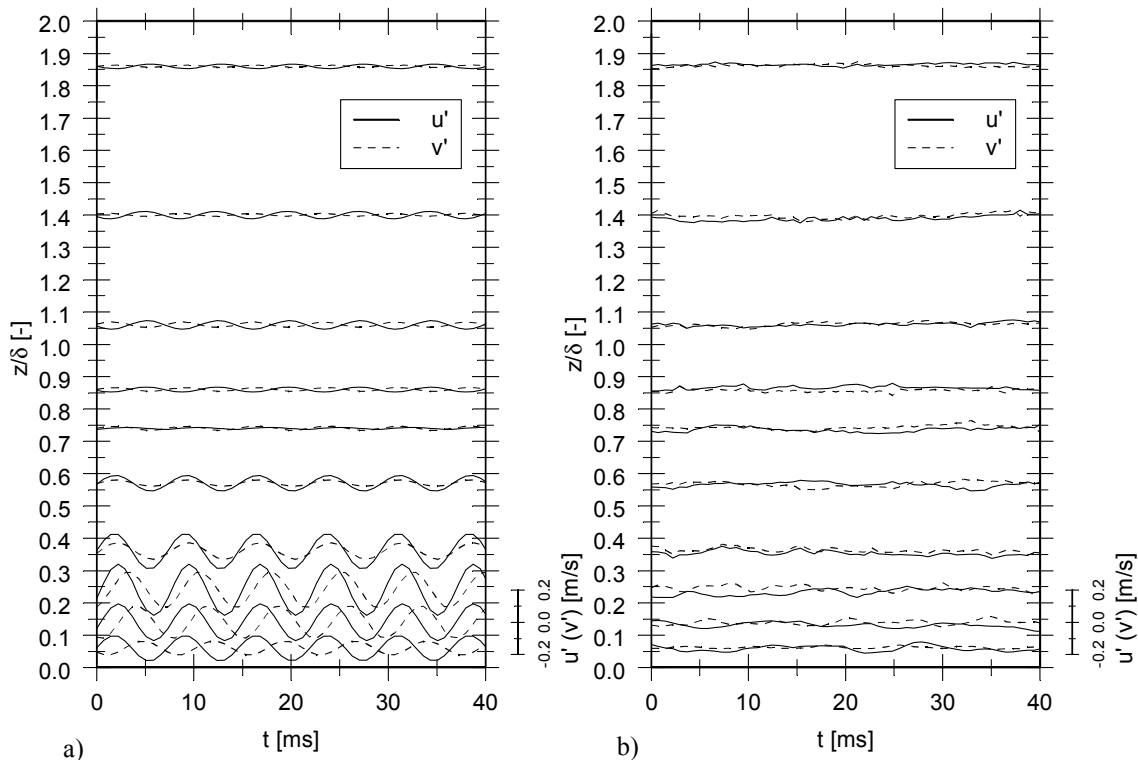


Bild 5.24 - Zeitschriebe der Schwankungsgeschwindigkeiten  $u'$  und  $v'$ ; a) Anfachung,  $Re_{\delta^*} = 722$ ,  $x/l = 0,248$ ; b) Dämpfung,  $Re_{\delta^*} = 826$ ,  $x/l = 0,325$ ; TSW- $20^\circ$ ;  $F = 133$

Entsprechend der Höhenkoordinate ( $z/\delta$ ) der Messpunkte verändert sich das Maximum der Störampplituden. Bei aktiver Dämpfung sind in der Zeitschriebe Darstellung erheblich reduzierte Störungen erkennbar, die über der Höhe nahezu gleichförmige Amplitude aufweisen. Die verbleibenden Störungen haben einen relativ geringen 3D-Anteil, da die aktive schräge 3D-Dämpfung nicht wie 2D-Dämpfungen nur den primären 2D-Anteil der Störung reduzieren [Baumann; 1999].



Die gemittelten  $u_{FRMS}$ - und  $v_{FRMS}$ -Profile (Bild 5.25, Bild 5.26) zeigen ebenfalls den Einfluss der Dämpfungseinkopplung stromauf des Dämpfungsschlitzes. Bei genauer Betrachtung lässt sich, wie in den Momentanbildern, ein verstärktes Anwachsen der lokalen Störampplituden (rot dargestellten Bereich des Amplitudenmaximums) in unmittelbarer Nähe der Störungsüberlagerung erkennen. Die Störungsdämpfung ist schon nach relativ kleiner Lauflänge abgeschlossen. Bereits nach einer halben Wellenlänge stromab des Dämpfungsschlitzes ist ein gedämpftes Profil erkennbar. Diese Einkoppellänge erscheint als sehr kurz, wenn man von der Modellvorstellung ausgeht, die besagt, dass die  $z$ -Komponente der Störungsinitialisierung an der Wand, in eine  $u$ -Komponente, die dem Störprofil entgegenwirkt, umgesetzt wird.

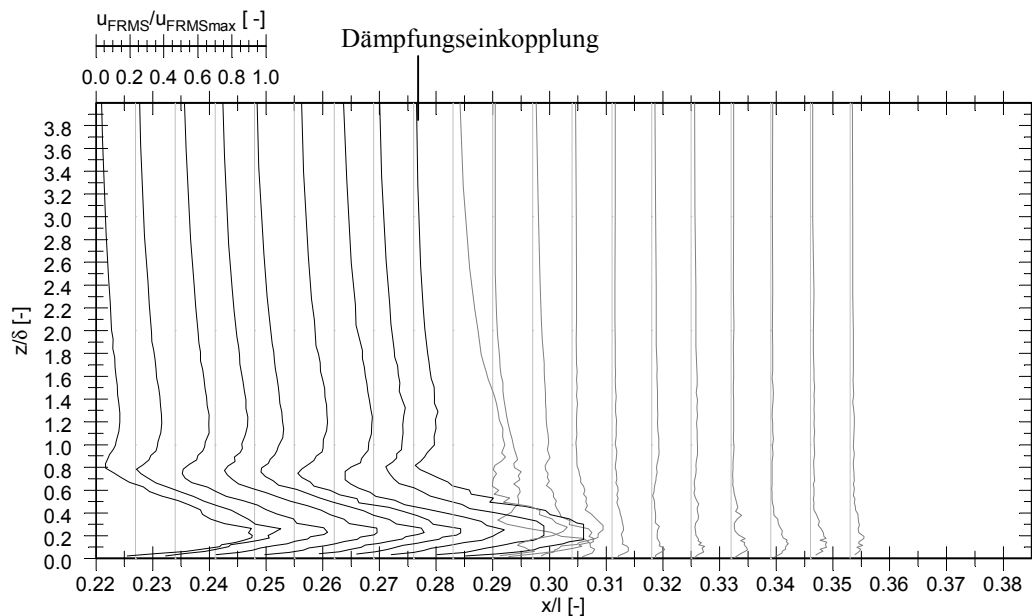


Bild 5.25 - Störampplitudenprofile der  $u$ -Komponente im Nahfeld des Dämpfungsschlitzes; normiert auf das Maximum der Amplitude von  $Re_{\delta^*} = 722$ ,  $x/l = 0,248$ ;  $y/b = 0,02$ ; TSW-20°;  $F = 133$

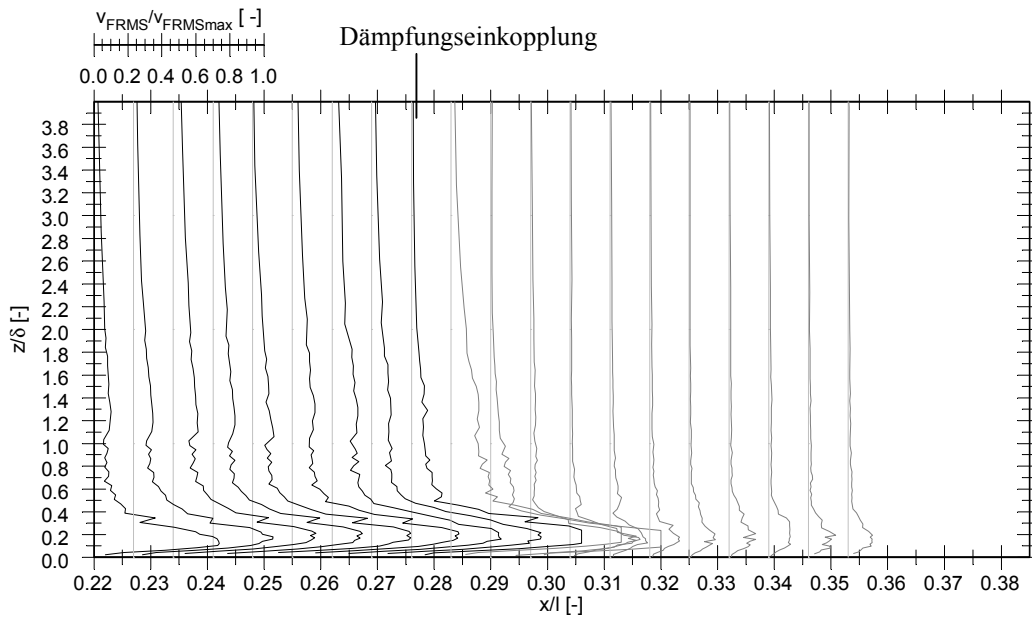


Bild 5.26 - Störampplitudenprofile der v-Komponente im Nahfeld des Dämpfungsschlitzes; normiert auf das Maximum der Amplitude von  $Re_{\delta^*} = 722$ ,  $x/l = 0,248$ ;  $y/b = 0,02$ ; TSW-20°;  $F = 133$

Die Darstellung der FRMS-Komponenten als Farbflächen zeigt noch einmal besonders deutlich die Stromaufwirkung der gegenphasigen Störungseinkopplung und das sehr schnelle Abklingen der Störung stromab (Bild 5.27, Bild 5.28). Besonders deutlich wird der Bereich des Phasensprunges in einer Höhe von  $z/\delta = 0,7 - 0,8$  sowie das spätere Abklingen von  $v_{FRMS}$  in Vergleich zu  $u_{FRMS}$  sichtbar.

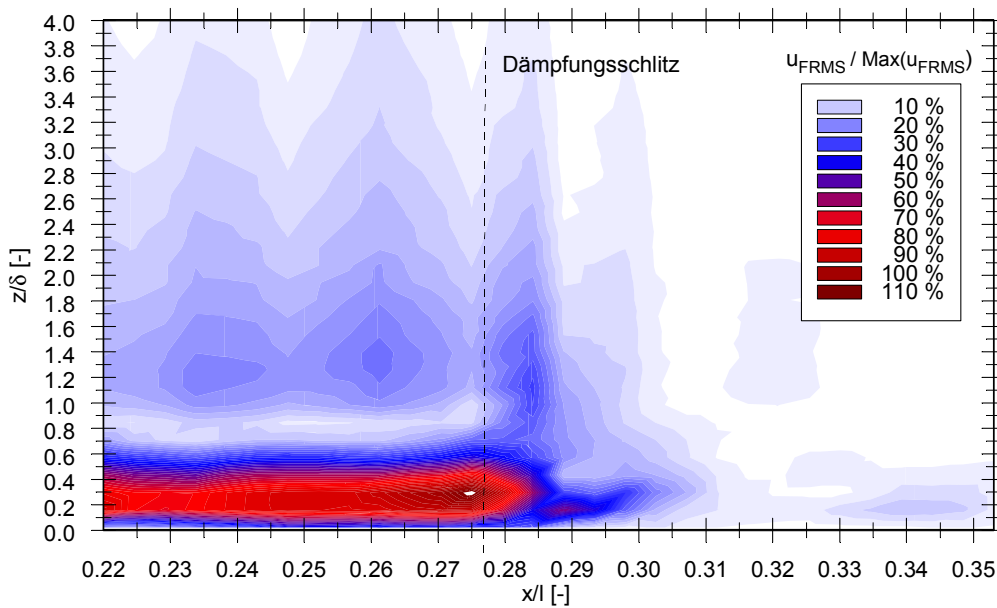


Bild 5.27 - Entwicklung der Maxima der  $u_{FRMS}$ -Störampplitude bei Dämpfung; Farbflächendarstellung;  $Max(u_{FRMS})$  bei  $Re_{\delta^*} = 722$ ,  $x/l = 0,248$ ;  $y/b = 0,02$ ; TSW-20°

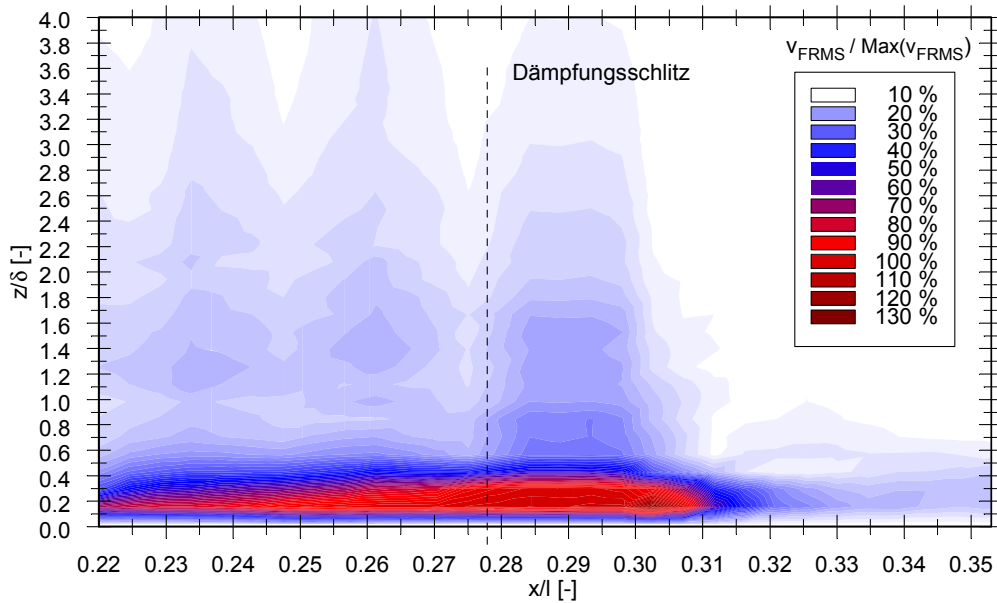


Bild 5.28 - Entwicklung der Maxima der  $v_{FRMS}$  -Störampplitude bei Dämpfung; Farbflächendarstellung;  $\text{Max}(v_{FRMS})$  bei  $\text{Re}_{\delta^*} = 742$ ,  $x/l = 0,262$ ;  $y/b = 0,02$ ; TSW-20°

Mit diesen Untersuchungen konnte auch der Frage nach der Beeinflussung der mittleren Geschwindigkeitsprofile nachgegangen werden. Bild 5.29 zeigt die zugehörigen mittleren Geschwindigkeitsprofile der u-Komponente. Für den hier dargestellten Fall lassen sich nahezu keine Deformationen der Profile im Vergleich zur Theorie nach Blasius erkennen.

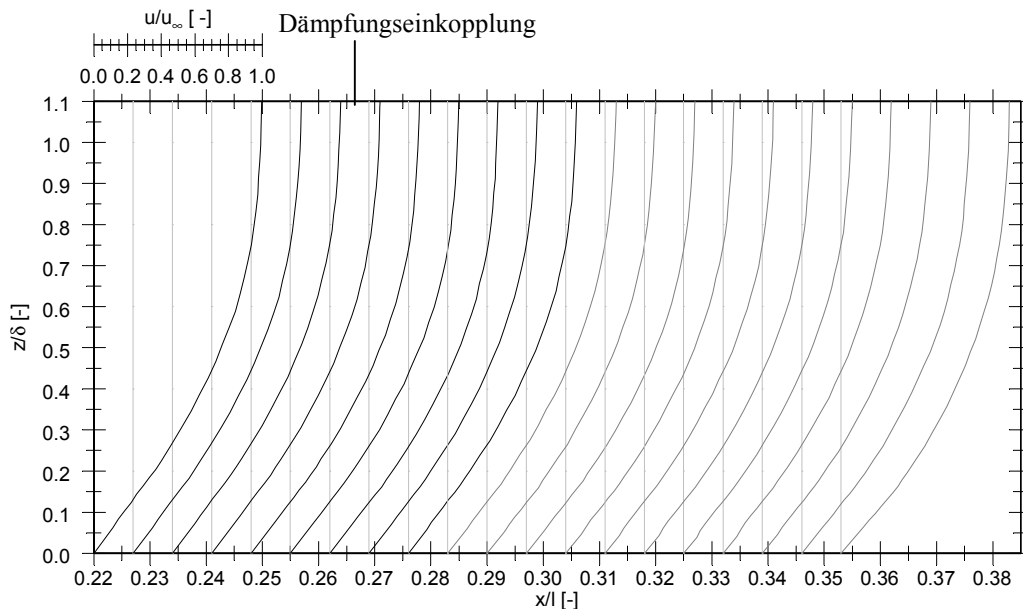


Bild 5.29 - Geschwindigkeitsprofile bei Dämpfung im Nahfeld des Dämpfungsschlitzes; normiert auf die Geschwindigkeit der freien Anströmung; TSW-20°;  $y/b = 0,02$ ;  $F = 133$

Die bei Messungen in einer gleichmäßig verzögerten Grenzschicht von Baumann [Baumann, M.; 1999] gefundenen Deformationen der Grundströmungsprofile in der Nähe der Störungseinkopplung konnten in diesem Experiment - in einer unverzögerten Grenzschicht, mit geringen Störampplituden - nicht bestätigt werden.

### 5.6.2 Nahfelduntersuchung - Anfachung

In Bild 5.30 ist der Verlauf des  $u_{FRMS}$ -Wertes in unmittelbarer Nähe und direkt über dem Störslotz dargestellt. Dazu wurde in 4 Ebenen jeweils eine Fläche mit 121 Messpunkten erfasst. Der Abstand zwischen den Messpunkten einer Ebene beträgt in beide Richtungen je 1 mm. Der Abstand der Ebenen beträgt 0,5 mm. Zur Markierung der Lage des Störslotzes sind in jeder Ebene schwarze Linien eingezeichnet. Der Schräglaufwinkel der TSW betrug bei diesem Experiment  $20^\circ$ . Die Strömungsrichtung ist durch einem Pfeil rechts unten im Bild angegeben.

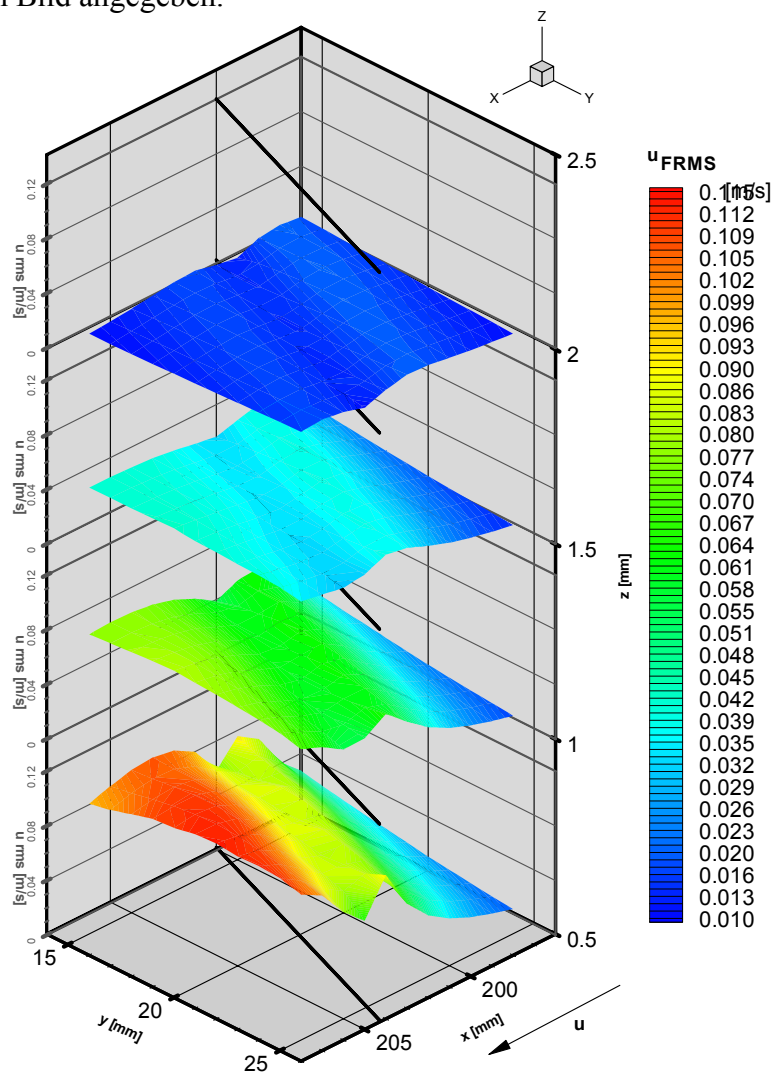


Bild 5.30 - Anfachung des  $u_{FRMS}$ -Wertes unmittelbar über dem Anfachungsschlitz

Deutlich ist der Einfluss des Störschlitzes in der untersten Ebene festzustellen. Der anfängliche  $u_{\text{FRMS}}$ -Wert steigt kurz hinter der Störungseinkopplung auf über das Fünffache an (2. Maximum). Die Anfachung erfolgt zunächst fast kontinuierlich und erreicht direkt über dem Störschlitz ein Maximum. Die Lage des Wellenberges ist parallel zum Störschlitz. Kurz darauf sinkt der Wert um ca. 10 % und wird im weiteren Verlauf stromab erneut angefacht. Bereits 5mm hinter dem Störschlitz erreicht er ein zweites Maximum. In der nächsten Ebene ( $z = 1 \text{ mm}$ ) ist der hinter der Störanfachung gestiegene Wert noch deutlich zu erkennen. Er nimmt mit wachsender Höhe (Ebene 3 bis Ebene 4) weiter kontinuierlich ab. Demzufolge ist der Einfluss der Störungseinkopplung nicht mehr dominant. In Ebene 4 ist nur noch eine leichte Anhebung der Fläche über dem Störschlitz zu erkennen. Der  $u_{\text{FRMS}}$ -Wert bleibt hier fast unverändert. Typisch ist für alle Ebenen die zum Störschlitz parallele Entwicklung der Störanfachung.

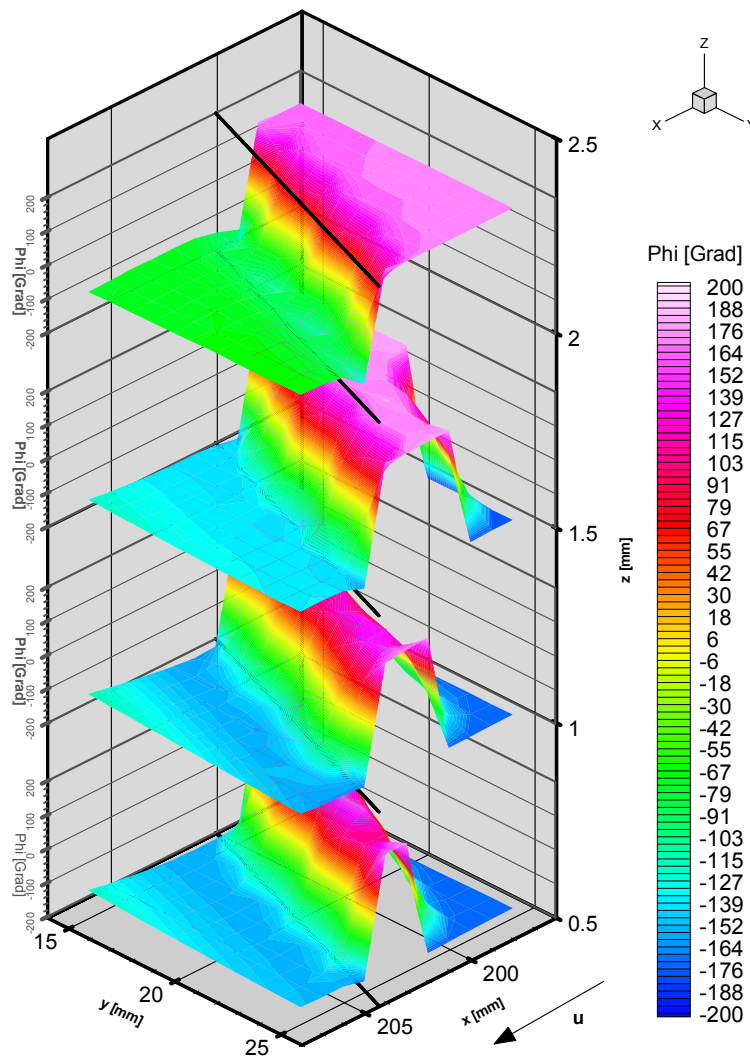


Bild 5.31 - Phasenverlauf unmittelbar über dem Anfachungsschlitz

Bei dem im Bild 5.31 dargestellten Verlauf des Phasenwinkels ist ein zunächst scharf abgegrenzter Peak zu beobachten. Er ist durch die Lage des Störschlitzes charakterisiert. Mit zunehmendem Wandabstand verbreitert sich dieser Wellenberg kontinuierlich. In Ebene 4 ( $z = 2 \text{ mm}$ ) ist der Unterschied der Phasenlage räumlich immer geringer geworden. Die Störung (Instabilität) breitet sich gleichmäßig aus.

### 5.6.3 Nahfelduntersuchung – Dämpfung

Die Ergebnisse der Messungen der  $u_{\text{FRMS}}$ -Werte direkt über dem Dämpfungsschlitz zeigen erwartungsgemäß eine starke Dämpfung des Störsignals nach der Überlagerung der ankommenden TSW mit einer gegenphasigen Störwelle (Bild 5.32).

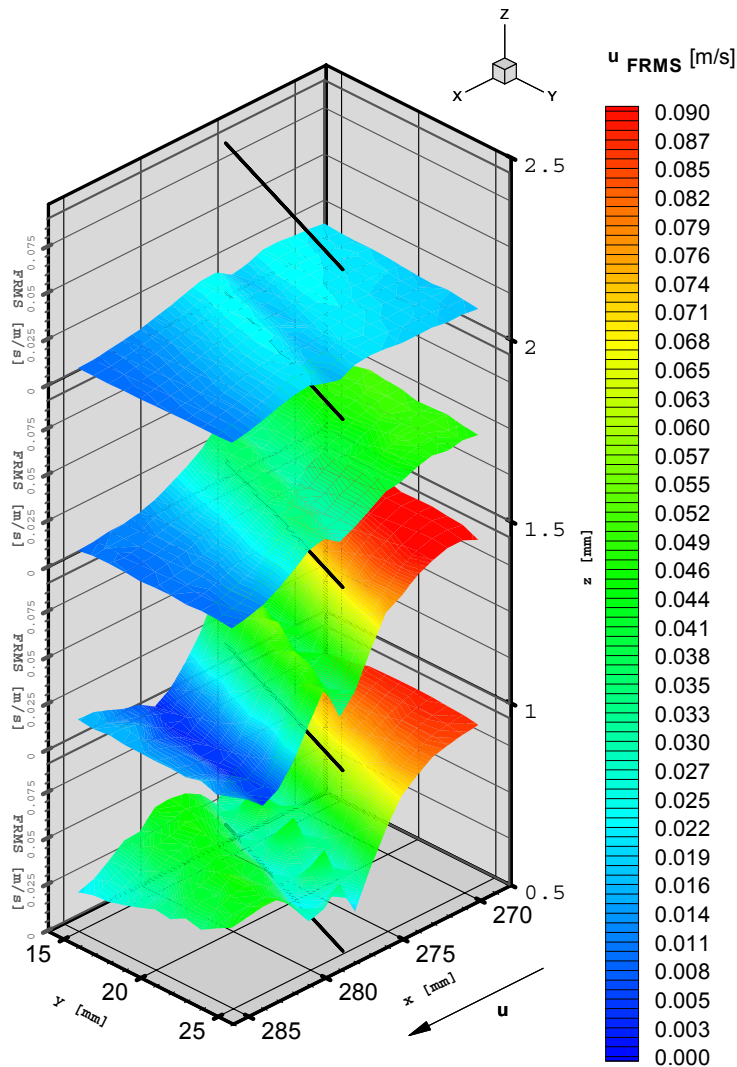


Bild 5.32 - Dämpfung des  $u_{\text{FRMS}}$ -Wertes unmittelbar über dem Dämpfungsschlitz

In Ebene 1, direkt in Wandnähe, wird ein geringer Zwischen-Peak sichtbar. Das Störsignal bricht zunächst steil ein und wird gedämpft. Direkt über dem Schlitz wird die eingekoppelte Störwelle dominant und führt zu einem kurzen Wiederanstieg der Störung, bevor sie erneut absinkt. Dieses Verhalten tritt in Ebene 2 ( $z = 1 \text{ mm}$ ) noch deutlicher hervor. Charakteristisch für alle Ebenen ist der parallele Verlauf der ankommenden TSW (vgl. mit markierter Lage des Störschlitzes im Diagramm; schwarze Linie) – eine entscheidende Voraussetzung zur erfolgreichen Dämpfung über die gesamte Spannweite des Störschlitzes. Der  $u_{\text{FRMS}}$ -Wert konnte mit Erfolg in allen Ebenen gedämpft werden.

Die Darstellung des Phasenverlaufes bestätigt noch einmal die parallele Ausbreitung der TSW. Der Einfluss des Dämpfungsschlitzes ist deutlich zu erkennen. Nach der Überlagerung der TSW beginnt das Phasensignal zu schwanken. Dieses Verhalten nimmt mit zunehmender Entfernung vom Störschlitz zu (Bild 5.33).

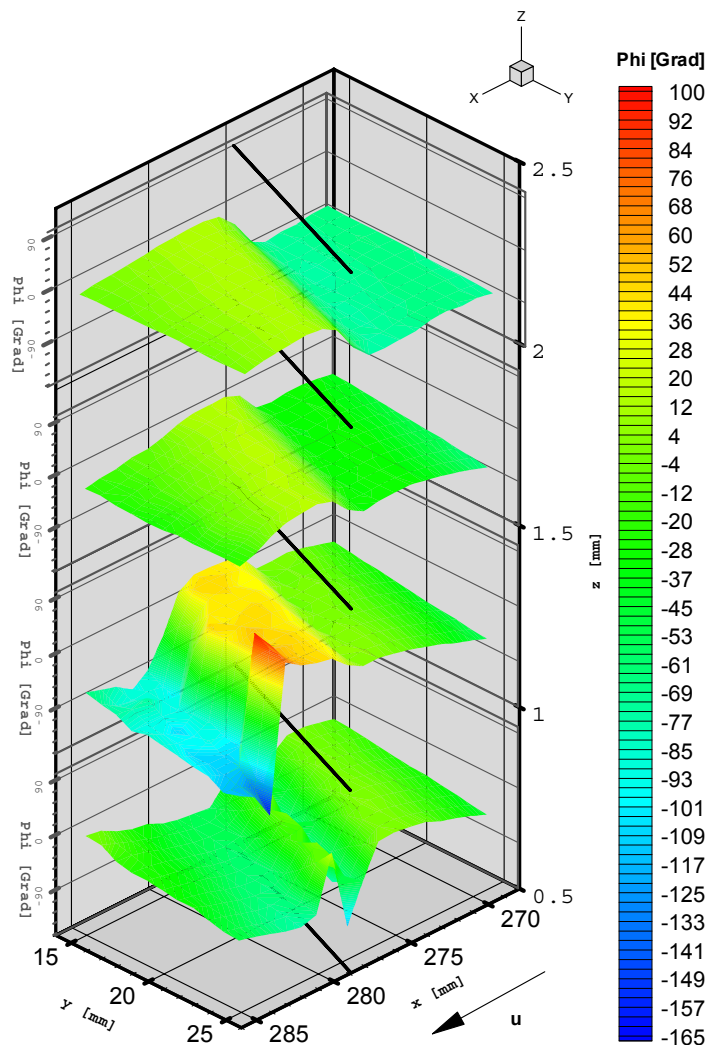


Bild 5.33 - Phasenverlauf unmittelbar über dem Dämpfungsschlitz



Abschließend sind die  $u'$ -Zeitschriebe zweier spannweitiger Profile, vor und hinter dem Dämpfungsschlitz dargestellt. Am Verlauf der Strukturen in der Falschfarbendarstellung wird noch einmal eine hohe Gleichförmigkeit der auf den Dämpfungsschlitz zulaufenden Wellenfronten deutlich (Bild 5.34 a). Die spannweite, räumliche Auflösung beträgt 1 mm. Aufgrund der geringen Abmessungen des Messbereiches ( $\Delta y/b = 0,01$ ) ist der schräge Verlauf der TSW ( $20^\circ$ ) kaum zu erkennen.

Im Bild 5.34 b wird die Funktion der Schwankungsgeschwindigkeit ( $u'$ ) über der Zeit nach erfolgter Dämpfung gezeigt. Wie in den vorausgegangenen Bildern kann der hohe Wirkungsgrad der Störungsauslöschung gezeigt werden. Nach erfolgter Dämpfung sind keine charakteristischen Strukturen mehr erkennbar. Alle Werte der Farbflächendarstellung sind fast Null, bei nur geringen Abweichungen.

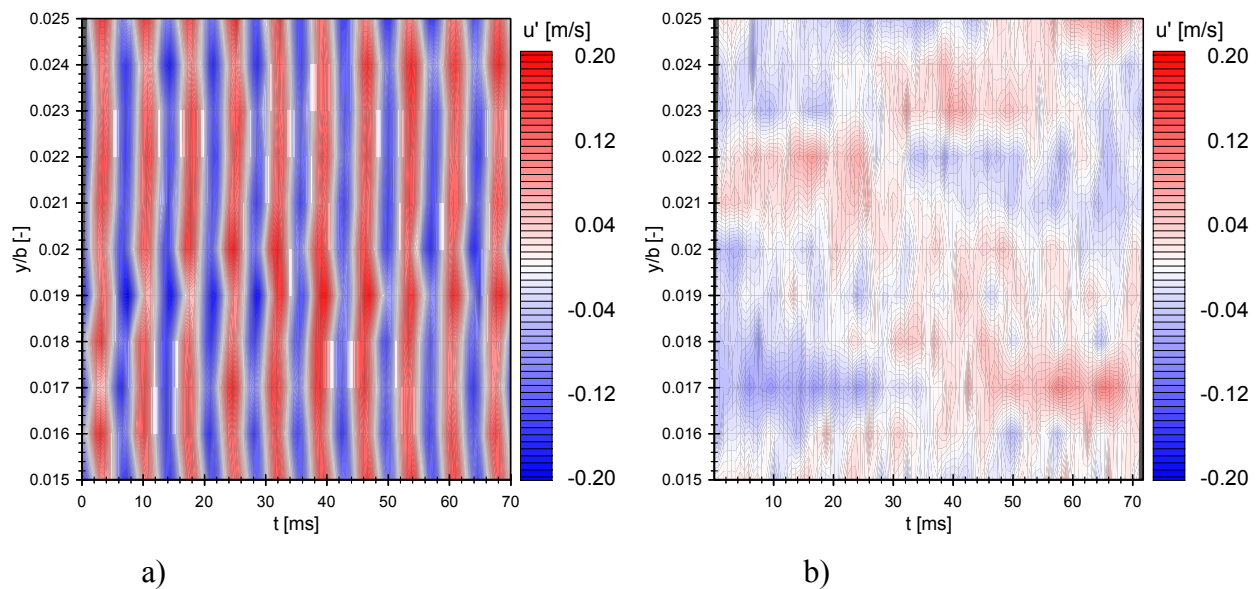


Bild 5.34 - Zeitschriebe von  $u'$  über der Spannweite in Falschfarbendarstellung;  $F = 133$ ;  
TSW- $20^\circ$ ; a) ungedämpft,  $Re_{\delta^*} = 752$ ,  $x/l = 0,269$ ; b) gedämpft,  $Re_{\delta^*} = 770$ ,  $x/l = 0,282$



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Unter der Berücksichtigung immer knapper werdender Energieressourcen gewinnt der aerodynamische Widerstandsanteil, zum Beispiel eines Flugzeuges, immer mehr an Bedeutung. Eine Zielstellung vieler Forschungsvorhaben ist daher dessen drastische Reduzierung, was beispielsweise durch eine gezielte Laminarhaltung der Tragflügelumströmung erreicht werden kann. Neben dem hohen Stellenwert im Bereich der Laminarflügeltechnologie ist die Erforschung des laminar-turbulenten Strömungsumschlages und der aktiven Transitionskontrolle ebenfalls von großem grundlegenden Interesse, da dieses Strömungsphänomen einerseits in fast allen technischen Strömungen auftritt, andererseits aber bis heute keine gesicherte theoretische Vorhersage der Transition für alle konkreten Fälle möglich ist. Die Quantifizierung des Empfindlichkeitsgrades der Grenzschichtströmung auf verschiedene Einflussparameter, wie zum Beispiel den Schräglaufwinkel einer Tollmien-Schlichting-Welle (TSW), ist notwendig, um die Mechanismen beim Umschlagsvorgang beschreiben und Aussagen über die Möglichkeiten zur aktiven Dämpfung der Störung treffen zu können.

Als Teilprojekt des Themenkreises III „Transitionskontrolle“ des Schwerpunkt-Forschungsprogramms „Transition“, in dem sich sowohl Unternehmen aus der Industrie als auch Forschungseinrichtungen aus ganz Deutschland zusammengeschlossen haben, konzentriert sich diese Arbeit auf experimentelle Grundlagenuntersuchung zum laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag, die Transition. Um die experimentell gewonnenen Daten ausführlich zu analysieren, werden im Vergleich zu den Messergebnissen numerische Berechnungen nach der Linearen Stabilitätstheorie diskutiert.

In dieser Arbeit wird mit Experimenten die Anfachung und die aktive Dämpfung von Instabilitäten (TSW) in einer ebenen Plattengrenzschicht erforscht. Einen besonderen Schwerpunkt bildet dabei die Abhängigkeit der Entwicklung der Tollmien-Schlichting-Instabilitäten von deren Schräglaufwinkel zur Plattenvorderkante. Die Anregung der Instabilität erfolgt über periodisches Ausblasen / Absaugen von Luft durch oberflächenbündige Schlitze quer zur Strömungsrichtung. Im Gegensatz zur sonst üblicherweise verwendeten Mehrkammertechnik für die Erzeugung von schräglaufenden Störmoden wird der Winkel der TSW bei diesen Experimenten über eine Drehung des Störschlitzes realisiert. Diese Konfiguration hat im Vergleich zur Mehrkammertechnik den Vorteil eines erheblich ge-

ringeren materiellen Aufwandes und eines wesentlich einfacheren Aufbaus. Eine Umsetzung der Laborversuche zur aktiven Grenzschichtkontrolle in die technische Anwendung ist daher wesentlich einfacher.

Eine Voraussetzung für die Transitionsexperimente dieser Arbeit ist der Nachweis der Grenzschichtentwicklung, der Geschwindigkeitsprofile und des Druckverlaufes über der ebenen Platte entsprechend der Theorie von Blasius. Dazu wurde neben zahlreichen Grenzschichtprofilen der Geschwindigkeitsverlauf stromab außerhalb der Grenzschicht gemessen. Er zeigt im Untersuchungsgebiet einen nur geringen Anstieg der ungestörten Geschwindigkeit von unter 1,5 %. Bei einem Anstellwinkel der Transitionsplatte von  $4^\circ$  Neigung ergibt sich ein nahezu konstanter Nulldruckgradient in Strömungsrichtung. Die theoretischen Anforderungen an den Versuchsaufbau sind somit erfüllt.

Zu Beginn der Arbeit wurde mit verschiedenen Untersuchungen die Wirksamkeit des Prinzips der Störeinleitung über oberflächenbündige Schlitze bestätigt und somit die Eignung des Versuchsstandes für weiterführende Detailstudien des Transitionsprozesses belegt [Knörnschild & Buckisch; 1996].

Spannweite Messungen entlang des Störschlitzes wiesen zunächst eine starke Ortsabhängigkeit und damit einen starken Einfluss auf den Transitionsprozess auf. Wie festgestellt werden konnte, korrelierte der Verlauf der Störampplitude mit der Lage der Signaleinleitung in der Druckkammer unter den Schlitzen. Mittels eines zusätzlichen Strömungswiderstandes in Form eines engmaschigen Netzes konnte der Druckverlust erhöht und somit die Verteilung des Störsignals entlang des Schlitzes deutlich verbessert werden. Weitere Untersuchungen zeigten danach eine vernachlässigbar geringe Ortsabhängigkeit des Störsignals. Die Konstruktion des Störgenerators erfüllt damit die Anforderungen hinsichtlich einer über der Spannweite konstanten, gleichförmigen Störeinleitung in die Grenzschicht [Knörnschild et al.; 1997].

Im Vorfeld der Hitzdrahtmessungen wurden erstmals Visualisierungsversuche mit einer zeitlich hochauflösenden, restlichtverstärkten Digitalkamera durchgeführt [Knörnschild & Buckisch; 1997]. Dieses neue System ermöglicht bereits bei einer geringen Laser-Dauerstrichleistung von 5 W Aufnahmen des Strömungsfeldes als Funktion der Zeit. Einzelbilder zeigen die zum Initialisierungs-Störschlitz parallele Ausbreitung der Wellenfronten für die TSW-Winkel von  $10^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $30^\circ$ . Am Beispiel der Visualisierung der TSW

von  $5^\circ$  wird der Verlauf des örtlichen Störsignals stromab zu einem konstanten Zeitpunkt dargestellt und diskutiert. Der sinusförmige Charakter der TSW ist dabei deutlich sichtbar.

Die Visualisierungsergebnisse der zeitlichen Entwicklung einer TSW und eines Lambda-Wirbels werden anhand einer TSW von  $10^\circ$  erläutert. Dazu wurde ein kompletter Phasendurchlauf der TSW mit je sieben aufeinanderfolgenden Einzelbildern zeitlich aufgelöst ( $\Delta t = 1 \text{ ms}$ ).

Die Aufnahmen zeigen unter anderem das Verhalten der TSW in Störschlitznähe. Ein anfänglich scharf abgegrenzter Peak der TSW markiert eine zunächst starke örtliche Störung über dem Störschlitz. Bereits nach einer Wellenlänge stromab (4 ms später) hat sich daraus die charakteristische, sinusförmige TSW entwickelt. In den Visualisierungen der Lambda-Wirbel können die während eines Phasendurchlaufes stattfindende Streckung der Kontur des Wirbels sowie das Aufplatzen der Wirbelenden sichtbar gemacht werden. Der spannweite Versatz der Lambda-Wirbel von einer linearen Anordnung in x-Richtung wird auf den Schräglaufwinkel der TSW zurückgeführt.

Vor den Untersuchungen zur Abhängigkeit der Störentwicklung und der Dämpfung vom Initialisierungswinkel der TSW wurde die Funktion des Versuchsstandes anhand der aus der Literatur bekannten Daten für die gerade TSW,  $0^\circ$  - quer zur Strömungsrichtung - überprüft. Vergleichende numerische Berechnungen weisen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie nach. Für die Ermittlung der Parameter der Quer-(v)-Komponenten der Strömung wurden zusätzlich zu den Normaldraht-Grenzschichtsonden (1D) zwei V-Draht-Grenzschichtsonden (2D) entwickelt und eingesetzt.

Anhand der Ergebnisse spannweitiger Messungen wird die erwartungsgemäße Verfälschung des Signals in örtlicher Nähe des Störschlitzrandes diskutiert. In diesem Bereich kommt es zur Entstehung von sogenannten Sekundär-Störungen. Dieser Sachverhalt stimmt mit Literaturangaben überein und führt zu einer Begrenzung des spannweitigen Untersuchungsgebietes ( $-0,02 < y/b < 0,02$ ). Randeinflüsse des Störgenerators auf die Ergebnisse der Untersuchungen werden so möglichst gering gehalten.

Bei Änderung des Initialisierungswinkels der TSW kommt es konstruktionsbedingt zu einer Lageänderung der Störschlitzes. Ein Winkel der TSW von  $40^\circ$  zur Anströmungsrichtung führt dabei zu einer zusätzlichen Einschränkung des Messbereiches. Die spannweite Po-

sition  $y/b = -0,02$  wird zum Grenzfall der unverfälschten Störentwicklung. Die an dieser Position gewonnenen Ergebnisse sind aufgrund eines starken sekundären Randeinflusses nur bedingt aussagefähig.

Die Experimente zur Abhängigkeit der Störentwicklung vom Schalldruckpegel (SPL) der initialisierten TSW weisen ein lineares Verhalten des Amplitudenmaximums bis zu einem Schalldruck von ca. 90 dB auf (entspricht  $A_{\max}$ ). Alle darauf folgenden Messungen entsprechen einem Amplitudenverhältnis ( $A_n/A_{\max}$ ) von 42 % der maximalen Amplitude bei 90 dB. Der SPL beträgt dabei 83 dB. Diskutiert wird ebenso die ermittelte lineare Abhängigkeit der z-Lage – die Höhe über der Platte – des Störampplitudenmaximums von der Anregungsleistung des Störsignals. Zusätzlich verschiebt sich der Ort des Maximums der Amplitudenanfächung mit steigendem SPL stromauf, wobei der Gradient der Störanfächung gleichzeitig steiler wird.

Messungen bei verschiedenen Anregungsfrequenzen der TSW zeigen deren Einfluss bei verändertem Stabilitätsverhalten der Grenzschicht (Lage im Instabilitätsdiagramm). Aus der auf das Amplitudenmaximum normierten Darstellung der Tollmien-Schlichting-Amplitudenfunktion über der Höhe ist eine nur minimale Abweichung der Kurvenverläufe zwischen den untersuchten Anregungsfrequenzen ersichtlich. Die Anfächung der Tollmien-Schlichting-Moden in Abhängigkeit der Frequenz wird anhand der ermittelten Geschwindigkeitsschwankungen ( $u_{\text{FRMS}}$  und  $v_{\text{FRMS}}$ ) analysiert.

Ausführlich werden die untersuchten Abhängigkeiten der TSW vom Schräglaufwinkel beschrieben. Dazu wurden die Strömungsparameter für die Entwicklung der Anfächungsraten, der Phasenlage, der Phasengeschwindigkeit und der Wellenlängen der TSW bestimmt. Weiterhin werden die Parameter der TSW über der Grenzschichthöhe als Funktion des Winkels der TSW vergleichend erläutert. Es kann anhand der Experimente eine eindeutige Abhängigkeit der Störentwicklung vom Winkel der TSW nachgewiesen werden. Ein Vergleich der Experimente mit begleitenden Rechnungen nach der Linearen Stabilitätstheorie bestätigt die gewonnenen Erkenntnisse mit guter Übereinstimmung.

Messungen zur aktiven Dämpfung der TSW sind ein weiterer Teil dieser Arbeit. Dabei wird über einen weiter stromab liegenden Schlitz eine zusätzliche, gegenphasige Störung eingeleitet und der ankommenden TSW überlagert. Auch bei diesen Experimenten begannen die Untersuchungen zunächst bei einem TSW-Winkel von  $0^\circ$ . Erst nach erfolgreicher

Dämpfung dieser TSW wurde deren Winkel variiert. Der erreichte, durchschnittliche Dämpfungsgrad der u-Komponente liegt relativ konstant für alle Winkel bei 87 % ( $Re_{\delta^*} = 833$ ,  $x/l = 0,33$ ). Die Dämpfung der v-Komponente zeigt im Vergleich dazu eine stärkere Abhängigkeit vom Winkel der TSW. Der durchschnittliche Dämpfungsgrad der v-Komponente an gleicher x/l-Position beträgt 86 %.

Der Dämpfungsgrad bleibt während der weiteren Entwicklung ( $Re_{\delta^*} = 917$ ,  $x/l = 0,4$ ) für beide Komponenten fast unverändert hoch (Dämpfungsgrad: u-Komponente – 89 %, v-Komponente – 85 %). Es wird weiterhin nachgewiesen, dass die Dämpfung auch bei stromab verlagter Störungs- und Dämpfungseinkopplung wirksam ist. Am Beispiel der Ausbreitung einer schrägen TSW von  $20^\circ$  werden die Ergebnisse der Messungen anhand der Amplitudenverläufe, der Turbulenzgrade und der Dämpfungsgrade über der Grenzschichtdicke ausführlich analysiert. Das gewählte Prinzip der gegenphasigen Überlagerung zur Dämpfung der TSW mittels paralleler Störschlitze ist somit auch für schräglauende TSW geeignet und äußerst wirkungsvoll.

Versuche zum Einfluss des Phasenwinkels und der Amplitude des Dämpfungssignals, das im Idealfall exakt gegenphasig ist, zeigen einen starken Einfluss auf die erreichte Dämpfung. Theoretischen Betrachtungen werden experimentelle Ergebnisse gegenübergestellt. Ein Fehler der Phasenlage von zum Beispiel  $\Delta\Phi = 4^\circ$  bedingt einen verbleibenden Restwert der Störampplitude von ca. 10 % des Ausgangspegels.

Räumlich hochauflösende 2D-Detailstudien zum Verhalten der Strömung in unmittelbarer Nähe des Stör- und des Dämpfungsschlitzes weisen einen starken Anstieg der maximalen Störampplitude in der Nähe des Dämpfungsschlitzes auf. Außerdem kann eine Auswirkung der gegenphasigen Einkopplung auf die Störampplituden der TSW stromauf festgestellt werden. Die Geschwindigkeitsprofile im Bereich der Störschlitze sind dabei von der Störungseinkopplung nahezu unbeeinflusst.

Flächenmessungen in jeweils vier Grenzschichthöhen geben Aufschluss über das Verhalten der gemittelten Störampplituden und Phasenwinkel während der Grenzschichtbeeinflussung. Zusätzlich wird mit Momentanbildern der Schwankungsgeschwindigkeitskomponenten der zeitliche Ablauf der Störüberlagerung und deren Auswirkung auf die Dämpfung diskutiert. Die Aussage der Ergebnisse kann durch eine Animation der Momentanbilder der Grenzschichtparameter visuell verbessert werden.

Alle Ergebnisse zusammenfassend, kann die Eignung des gesamten Versuchsaufbaus, des Modells sowie der verwendeten Messtechnik für weiterführende Untersuchungen auf dem Gebiet der Transitionsforschung nachgewiesen werden.

Als Fortsetzung dieser Arbeit sind Untersuchungen zur Überlagerung der Störung einer punktförmigen Instabilitäts-Quelle mit geraden TSW geplant. Dabei ist auch die Weiterführung der Visualisierungsversuche vorgesehen. Ein neues Bildverarbeitungssystem ermöglicht eine deutlich höhere Auflösung und somit eine verbesserte Bildqualität. Zielstellung der Untersuchungen sind großflächigere Aufnahmen und somit verbesserte Aussagen über die zeitliche Entwicklung der Störung vor allem im Bereich des späten Transitionsstadiums, insbesondere der Wirbelentwicklung.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [Adrian; 1991] Adrian, R.J. (1991)  
*Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics;*  
Ann. Rev. Fluid Mech., pp. 261-304
- [Arnal; 1984] Arnal, D. (1984)  
*Description and prediction of transition in 2D, incompressible flow*  
AGARD R 79, pp.2-1-2-71
- [Arnal; 1992] Arnal, D. (1992)  
*Boundary layer transition: Prediction, application to drag reduction;*  
AGARD Report 786
- [Baumann; 1995] Baumann, M.; Nitsche, W. (1995)  
*Aktive Grenzschichtbeeinflussung laminar-turbulenter Profilströmungen;*  
ILR-Mitteilung 293; TU-Berlin; Januar
- [Baumann; 1996] Baumann, M.; Nitsche, W. (1996)  
*Experiments on Active Control of Tollmien Schlichting Waves on a wing;*  
Contribution to the 10<sup>th</sup> AG STAB/DGLR Symposium Braunschweig
- [Baumann; 1999] Baumann, M. (1995)  
*Aktive Dämpfung von Tollmien-Schlichting Wellen in einer ebenen Flügelgrenzschicht;*  
Fortschritt-Berichte VDI; Reihe 7 – Strömungsmechanik; Nr. 372
- [Baumann & Nitsche; 1996] Baumann, M.; Nitsche, W. (1996)  
*Experiments on Active Control of Tollmien-Schlichting Waves on a Wing;*  
Körner, H.; Hilbig, R. (Eds.) New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics; Notes on Numerical Fluid Mechanics, Vol. 60; Vieweg Verlag Braunschweig, Germany, pp. 56-63
- [Becker et al.; 1993] Becker, S.; Durst, F.; Lienhart, H. (1993)  
*Weiterentwicklung der LDS-Meßtechnik für Transitionsuntersuchungen;*  
2. Workshop; Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, GALA, Braunschweig
- [Berlin et al.; 1995] Berlin, S.; Wiegel, M.; Henningson, D.S. (1995)  
*Oblique transition in a boundary-layer experimentally and numerically;*  
Bull. Am. Phy. Soc.; Vol. 40; no. 12

- [Bertolotti et al.; 1995] Bertolotti, F.P.; Hein, S.; Simen, M.; Hanifi, A; Henningson, D. (1995)  
*Linear Nonlocal Instability Analysis – the Linear NOLOT Code –*;  
DLR-IB 223-94 A 56
- [Bestek & Wolz; 1994] Bestek, H.; Wolz, W. (1994)  
*Numerische Untersuchungen zur aktiven Umschlagskontrolle in kompressiblen zweidimensionalen Grenzschichten*;  
9. DGLR-Fach-Symposium; Universität Erlangen, DGLR-Bericht 94-04, pp. 13-18
- [Bieler et al.; 1998] Bieler, H.; Hein, S.; Alewelt, R. (1998)  
*Industrielle Randbedingungen für den aerodynamischen Entwurf von Grenzschichtabsaugesystemen*;  
DGLR-JT98-043; pp. 365-368
- [Bippes; 1972] Bippes, H. (1972)  
*Experimentelle Untersuchung des laminar-turbulenten Umschlags an einer parallel angeströmten konkaven Wand*;  
Heidelb. Akad. Wiss., Math. Naturwiss. Kl., Sitzungsber. 3, pp. 103-180
- [Bippes; 1995a] Bippes, H. (1995)  
*Experiments on the influence of surface curvature upon the development of streamwise vortices in an unstable three-dimensional boundary-layer flow*;  
Zeitschrift für Flugwissenschaften und Weltraumforschung ZFW; Band 19; Seiten 129-138
- [Bippes; 1995b] Bippes, H. (1995)  
*Experiment on Crossflow Instability Transition Workshop*;  
KTH Stockholm, 19.-20.06.95, Vortrag
- [Bippes; 1999] Bippes, H. (1999)  
*Basic experiments on transition in three-dimensional boundary layers dominated by crossflow instability* ;  
Progress in Aerospace Sciences 35; pp. 363-412
- [Bippes & Deyhle; 1996] Bippes, H.; Deyhle, H. (1996)  
*Disturbances growth in an unstable three-dimensional boundary layer and its dependence on environmental conditions*;  
J. Fluid Mech., Vol. 316, pp. 73-113
- [Bippes & Nitschke; 1987] Bippes, H.; Nitschke-Kowsky, P. (1987)  
*Experimental Study of Instability Modes in a Three-Dimensional Boundary Layer*;  
AIAA87-1336



- [Biringen; 1984] Biringen, S. (1984)  
*Active control of transition by periodic suction-blowing;*  
Physics of Fluids, Vol. 27 No.6, pp. 1345-1347
- [Bonfigli & Kloker; 1998] Bonfigli, G.; Kloker, M. (1998)  
*Spatial Navier-Stokes Simulation of Crossflow-Induced Transition in a Three-Dimensional Boundary Layer;*  
In Nitsche, W.; Hilbig, R. (Eds.): New results in numerical and experimental fluid dynamics. NNFM; 11. STAB/DGLR Symposium; Berlin
- [Brechling; 1988] Brechling, J. (1988)  
*Zur mathematischen Modellierung turbulenter Strömungen bei kleiner Reynoldszahl;* Technische Mechanik 9; Heft 2
- [Bruun; 1995] Bruun, H.H. (1995)  
*Hot-wire anemometry*  
Oxford University Press; Oxford
- [Cohen et al.; 1991] Cohen, J.; Breuer, K.S.; Haritonidis, J.H. (1991)  
*On the evolution of a wave packet in a laminar boundary layer;*  
Phys. Fluids 6 (3), pp. 1133-1143
- [Dallmann et al., 1992] Dallmann, U. Fischer, T.M., Koch, W., Bippes, H (13.01.1992)  
*On the Role of Secondary Instabilities to Laminar-Turbulent Transition of 2D and 3D Boundary Layers*  
Fifth Symp. on Num. and Phys. Aspects of Aerodynamic Flows, Calif. State University, Long Beach, Ca., USA
- [Davis; 1980] Davis, M.R. (1980)  
*Design of flat plate leading edge to avoid flow separation;*  
AIAA-Journal, Vol. 18, No. 5, pp. 598-600
- [Debler & Knörnschild; 1996] Debler, W.; Knörnschild, U. (1996)  
*Preliminary Tests to Determine any Potential Advantages of a Polygon Mirror and Motor Unit in Conjunction with the Optokonz Measurement System at the Low Speed Wind Tunnel;*  
Institut für Luft- und Raumfahrttechnik, interner Bericht
- [Denecke et al., 1994] Denecke, H.; Zhou, A.; Grosche, F.R. (1994)  
*A Simple Fibre Optic Sensor for Measurements of Vibrating Membranes in Active Control Studies of Boundary Layer Transition;*  
DLR IB 223-94 A 34
- [Deyhle; 1993] Deyhle, H. (1993)  
*Einfluss der äußeren Strömungsbedingungen auf den Transitionsprozess einer dreidimensionalen Grenzschicht;*  
Dissertation, Universität Hannover, Fortschrittberichte VDI, Reihe 7, Nr. 226, VDI-Verlag

- [Durst; 1997] Durst, F. (1997)  
*Beschreibung der Eigenschaften turbulenter Strömungen;*  
Vortrag, Kurzlehrgang „Turbulenz“ Universität Erlangen
- [Fasel; 1990] Fasel, H. (1990)  
*Numerical simulation of instability and transition in boundary layer flows;*  
Laminar-Turbulent Transition; IUTAM Symposium, Toulouse, France, Edit. D. Arnal, R. Michel, Springer
- [Fischer; 1993] Fischer, T. M. (1993)  
*Untersuchung künstlich angeregter Instabilitäten in einer zweidimensionalen laminaren Grenzschichtströmung mit Hilfe der Particle Image Velocimetry;*  
Dissertation, Universität Hannover, DLR-FB 93-58
- [Fischer & Dallmann; 1991] Fischer, T. M.; Dallmann, U. (1990)  
*Primary and Secondary Stability Analysis of a Three-Dimensional Boundary-Layer Flow;*  
7. DGLR-Fachsymposium "Strömungen mit Ablösung"  
Reihe 90-06; Seiten 91-95
- [Gad el Hak; 2000] Gad el Hak, M. (2000)  
*Flow control : passive, active, and reactive flow management;*  
Cambridge ; New York Cambridge University Press 2000;  
421 p.
- [Gaster & Grant; 1975] Gaster, M.; Grant, I. (1975)  
*An experimental investigation of the formation and development of a wave packet in a laminar boundary layer;*  
Proc. R. Soc. London Ser A 347, 253-269
- [Gilev; 1985] Gilev, V.M.; Kozlov, V.V. (1987)  
*Effect of Altering Injection and Suction on Transition in the Boundary Layer;*  
Fluid Mechanics - Soviet Researchgms Vik, 16, No.3
- [Gmelin & Rist; 2000] Gmelin, C.; Rist, U. (2000)  
*Active control of laminar-turbulent transition using instantaneous vorticity signals at the wall;*  
Physics of Fluids; Vol. 13; No. 2
- [Gmelin, Rist & Wagner; 2000] Gmelin, C.; Rist, U.; Wagner, S. (2000)  
*Active Control of Nonlinear Disturbances in a Blasius Boundary Layer;*  
Proc. European Drag Reduction Conference 2000 (by CEAS/DragNet), Potsdam, Germany, June 19-21, 2000, Vieweg-Verlag.

- [Goldstein & Hultgren; 1989] Goldstein, M.E.; Hultgren, L.S. (1989)  
*Boundary-layer receptivity to long-wave free stream disturbances;*  
Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 21, pp. 137-166
- [Grosche; 1990] Grosche, F.R.; Yong-guang, T. (1990)  
*Experimente zur Dämpfung von Tollmien-Schlichting Wellen durch aktive Anregung von Wandschwingungen;*  
Interner Bericht des Institutes für Strömungsmechanik; IB 222-90 A 46; DLR-Göttingen
- [Haidari & Smith; 1994] Haidari, A.H.; Smith, C.R. (1994)  
*The generation and regeneration of single hairpin vortices;*  
Journal of Fluid Mechanics; 1994; Vol. 277
- [Hama et al.; 1987] Hama, F.R.; Rist, U.; Konzelmann, U.; Laurien, E. (1987)  
*Vorticity field structure associated with the 3D Tollmien-Schlichting-waves;*  
Sādhanā, Vol. 10, Parts 3&4, pp. 321-347
- [Herbert; 1988] Herbert, T. (1988)  
*Secondary instability of boundary layers;*  
Ann. Rev. Fluid Mech. 20, pp. 487-576
- [Hinze; 1975] Hinze, J.O. (1975)  
*Turbulence*  
New York, McGraw Hill (2)
- [Kachanov; 1984] Kachanov, Y.S. (1987)  
*The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer;*  
J. Fluid Mech. 138, pp. 209-247
- [Kachanov; 1987] Kachanov, Y.S. (1987)  
*On the resonant nature of the breakdown of a laminar boundary layer;*  
J. Fluid Mech. 184, pp. 43-74
- [Kachanov & Levchenko; 1984] Kachanov, Y.S.; Levchenko, V.Y. (1984)  
*The resonant interaction of disturbances at laminar-turbulent transition in a boundary layer;*  
J. Fluid Mech. 138, pp. 209-247
- [Kachanov & Michalke; 1994] Kachanov, Y.S.; Michalke, A. (1994)  
*Three-dimensional instability of flat plate boundary layers: Theory and Experiment;*  
Eur. J. Mech., B/Fluids, Vol.13, No. 4, pp. 401-422
- [Kerschen; 1990] Kerschen, E.J. (1990)  
*Boundary layer receptivity theory;*  
Appl. Mech. Rev. Vol. 43, No. 5, Part 2

- [Klebanoff et al.; 1962] Klebanoff, P.S.; Tidstrom, K.D.; Sargent, L.M. (1962)  
*The three-dimensional nature of boundary layer instability;*  
J. Fluid Mech. 12, pp. 1-34
- [Kleiser & Zang, 1991] Kleiser, L.; Zang, T.A. (1991)  
*Numerical Simulation of transition in wall-bounded shear flows;*  
Ann. Rev. Fluid Mech.; Volume 23; pp. 495-537
- [Kleiser et al.; 1993] Kleiser, L. Guo, Y. (Votr.), Adams, N.A. (1993)  
*A Comparison Study of Temporal DNS, PSE and Spatial DNS for Compressible Boundary Layer Transition;*  
6. STAB-Workshop, 10.-12. Nov. 1993, DLR Goettingen
- [Kloker; 1993] Kloker, M.  
*Direkte Numerische Simulation des laminar-turbulenten Strömungs-  
umschlages in einer stark verzögerten Grenzschicht;*  
Dissertation, Institut für Aerodynamik und Gasdynamik, Universität  
Stuttgart
- [Kloppmann; 1991] Kloppmann, C. (1991)  
*Einführung von Schallstörungen in die ebene Plattengrenzschicht-  
strömung und Untersuchung der laminaren Instabilität;*  
Diplomarbeit; Georg-August-Universität Göttingen
- [Knapp & Roache; 1968] Knapp, C.F.; Roache, P.J. (1968)  
*A combined visual and hot-wire anemometer investigation of bound-  
ary layer transition;*  
AIAA Journal 6 (1), pp. 29-36
- [Knörschild & Buckisch; 1996] Knörschild, U.; Buckisch, R.; Grundmann, R. (1996)  
*Anregung und Dämpfung schräglaufer Tollmien-Schlichting-  
Wellen*  
Arbeitsbericht zum DFG-Verbund-Schwerpunktprogramm „Transi-  
tion“; Themenkreis III – Transitionsbeeinflussung;
- [Knörschild & Buckisch; 1997] Knörschild, U.; Buckisch, R.; (1997)  
*Experimente zur Visualisierung schräglaufer TSW mit einer  
Hochgeschwindigkeits CCD-Kamera;*  
ILR-Jahresbericht; Technische Universität Dresden
- [Knörschild et al.; 1997] Knörschild, U.; Grundmann, R. (1997)  
*Anregung und Dämpfung schräglaufer Tollmien-Schlichting-  
Wellen;*  
AG STAB Jahresbericht 1997

- [Knörnschild & Grundmann; 1997] Knörnschild, U.; Grundmann, R. (1997)  
*Stability and Transition of boundary layer flows;*  
Veröffentlichung zum EUROMECH Kolloquium 359, Stuttgart
- [Konzelmann; 1990] Konzelmann, U. (1990)  
*Numerische Untersuchungen zur räumlichen Entwicklung dreidimensionaler Wellenpakete in einer Plattengrenzschichtströmung;*  
Dissertation, Universität Stuttgart
- [Kral & Fasel; 1989] Kral, L.D.; Fasel, H.F. (1989)  
*Numerical Investigation of the Control of the Secondary Instability Process in Boundary Layers;*  
AIAA Paper 89-0984, USA
- [Laurien & Kleiser; 1989] Laurien, E.; Kleiser, L. (1989)  
*Numerical Simulation of Boundary-Layer Transition and Transition Control;*  
J. Fluid Mech., Vol. 199, pp. 403-440
- [Liepmann; 1982] Liepmann, H.W.; Brown, G.L.; Nosenchuck, D.M. (1982)  
*Control of laminar-instability waves using a new technique;*  
J. Fluid Mech.; Vol. 188, pp. 201-204
- [Lumley; 1992] Lumley, J.L. (1992)  
*Some comments on turbulence;*  
Phys. Fluids; A4; pp. 203-211
- [Lumely & Panofsky; 1964] Lumley, J.L.; Panofsky, H.A. (1964)  
*The structure of atmospheric turbulence;*  
New York; John Wiley & Sons
- [Mack; 1984] Mack, L.M. (1984)  
*Boundary-layer linear theory;*  
AGARD Report No. 709, pp. 3.1-3.81
- [Mack; 1984] Mack, L.M. (1984)  
*Line sources of instability waves in a Blasius boundary layer;*  
AIAA-84-0168;  
22<sup>th</sup> AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno, Nevada
- [Messing, Kloker & Wagner; 1999] MESSING, R.; KLOKER, M.; WAGNER, S. (1999)  
*Direct numerical simulation of suction through discrete holes in a three-dimensional boundary layer;*  
In: Nitsche, W.; Heinemann, H.-J.; Hilbig, R. (eds.): New Results in Numerical and Experimental Fluid Dynamics II. Notes on Num. Fluid Mech. 72, 11. STAB/DGLR-Symposium, Berlin, Nov. 10-12, 1998, pp. 323-330, Vieweg-Verlag

- [Meyer; 1989] Meyer, F. (1989)  
*Numerische Simulation der Transition in dreidimensionalen Grenzschichten*;  
Dissertation; Universität Karlsruhe
- [Meyer & Rist; 1998] Meyer, D.; Rist, U.; Wagner, S. (1998)  
*DNS of the Generation of Secondary  $\Lambda$ -Vortices in a Transitional Boundary Layer*;  
IAG Universität Stuttgart; 7<sup>th</sup> European Turbulence Conference
- [Milling; 1981] Milling, R.W. (1981)  
*Tollmien-Schlichting wave cancellation*;  
Phys. Fluids 24, No.5, 979-981
- [Morkovin; 1969] Morkovin, M.V. (1969)  
*On the many faces of transition*;  
Wells, C.S. (Ed.); Viscous Drag Reduction, Plenum Press, New York
- [Morkovin; 1978] Morkovin, M.V. (1978)  
*Instability, Transition to Turbulence and Predictability*;  
AGARD-AG-236
- [Müller; 1990] Müller, B. (1990)  
*Experimentelle Untersuchung der Querströmungsinstabilität im linearen und nichtlinearen Bereich des Transitionsgebietes*;  
Dissertation, Universität Karlsruhe  
auch erschienen als DLR Forschungsbericht DLR FB 90-09
- [Müller; 1994] Müller, W. (1994)  
*Numerische Untersuchung räumlicher Umschlagvorgänge in dreidimensionalen Grenzschichtströmungen*;  
Dissertation, Universität Stuttgart
- [Müller & Bippes; 1990] Müller, B.; Bippes, H. (1990)  
*Disturbance Growth in an Unstable Three-dimensional Boundary Layer*;  
Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows IV;  
Springer-Verlag, Berlin
- [Müller et al., 1994] Müller, W.; Besteck, H. (1994)  
*Zwischenbericht zum DFG-Verbundforschungsvorhaben „Transition“, Teilprojekt der Universität Stuttgart: „Numerische Simulation des Grenzschichtumschlags an einem Tragflügel und Vergleich mit experimentellen Messungen“*;  
Institut für Gasdynamik; Universität Stuttgart
- [Nitsche et al.; 1989] Nitsche, W.; Mirow, P.; Szodruch, J. (1989)  
*Piezoelectric Foils as a Means of Sensing Unsteady Surface Forces*;  
Experiments in Fluids; Vol. 7; No. 2; pp. 111-118

- [Nitsche; 1994] Nitsche, W. (1994)  
*Strömungsmesstechnik*;  
Springer-Verlag; Berlin Heidelberg
- [Nitschke-Kowsky; 1986] Nitschke-Kowsky, P. (1986)  
*Experimentelle Untersuchungen zu Stabilität und Umschlag dreidimensionaler Grenzschichten*;  
DFVLR-FB 86-24
- [Nosenchuck; 1982] Nosenchuck, D.M. (1982)  
*Passive and active control of boundary layer transition*;  
Ph.D. Thesis, California Institute of Technology
- [Perry; 1982] Perry, A.E. (1982)  
*Hot-Wire Anemometry*;  
Oxford University Press; New York
- [Reed, Saric & Arnal; 1996] Reed, H.L., Saric, W.S. and Arnal, D. (1996)  
*Linear Stability Theory Applied to Boundary Layers*;  
Ann. Rev. Fluid Mech.; Vol. 28, pp 389-428
- [Rist; 1990] Rist, U. (1990)  
*Numerische Untersuchungen der räumlichen, dreidimensionalen Störungsentwicklung beim Grenzschichtumschlag*;  
Dissertation, Universität Stuttgart
- [Saric et al.; 1991] Kohama, Y., Saric, W.S. and Hoos, J.A. (1991)  
*A High Frequency Instability of Crossflow Vortices that leads to Transition*;  
Proc. Roy. Aero. Soc.: Boundary-Layer Transition and Control;  
Cambridge.
- [Saric; 1994] Saric, W.S. (1994)  
*Low-speed boundary layer transition experiments*;  
In: Transition Experiments, M.Y. Hussaini, R.G. Voigts (eds.)  
Springer Verlag
- [Saric & Thomas; 1984] Saric, W.S.; Thomas, A.S.W. (1984)  
*Experiments on the subharmonic route to turbulence in boundary layers*;  
Tatsumi, T. (ed.), Turbulence and chaotic phenomena in fluids,  
North-Holland, pp. 117-122
- [Schlichting; 1933] Schlichting, H.. (1933)  
*Grenzschicht-Theorie*;  
8. Auflage, Verlag G. Braun, Karlsruhe

- [Schrauf; 2000] Schrauf, G. (2000)  
*Linear Stability Theory Applied to Natural and Hybrid Laminar Flow Experiments;*  
 12. DGLR-Fach-Symposium AG STAB, Stuttgart (de), 15.-17.11.2000
- [Seifert & Wygnanski; 1991] Seifert, A.; Wygnanski, I. (1991)  
*On the interaction of wave trains emanating from tow point sources in a Blasius boundary layer;*  
 Proc. Conf. On boundary layer transition and control, Cambridge, U.K.;  
 The Roy. Aero. Soc., pp. 71.-7.13
- [Squire, 1933] Squire; H.B. (1933)  
*On the stability of three-dimensional disturbances of viscous fluid flow between parallel walls;*  
 Proc. Of the Royal Society of London; Series A; Vol. 142; pp.621-628
- [Stemmer et al.; 1998] Stemmer, C.; Kolker, M.; Wagner, S. (1998)  
*DNS of Harmonic Point Source Disturbances in an Airfoil Boundary Flow;* Proceedings of the 29<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamic Conference; Albuquerque, NM
- [Strickert; 1974] Strickert (1974)  
*Hitzdraht und Heissfilmanemometrie;*  
 Verlag Technik Berlin
- [Thomas; 1983] Thomas, A.S.W. (1983)  
*The control of boundary-layer transition using a wave-superposition principle;*  
 J. Fluid Mech., Vol. 137
- [Tennekes & Lumley; 1972] Tennekes, H.; Lumley, J.L. (1972)  
*A First Course in Turbulence;*  
 Cambridge, MA: MIT Press; Section 6.4
- [Wagner; 1992] Wagner, M. (1992)  
*Numerische Untersuchungen zum laminar-turbulenten Übergang in zwei- und dreidimensionale Grenzschichten;*  
 Dissertation an der Fakultät für Maschinenwesen, Universität Karlsruhe
- [Wagner & Dallmann; 1999] Wagner, C.; Dallmann, U.C. (1999)  
*A direct Navier-Stokes solver for turbulent flows over round steps;*  
 Notes on Numerical Fluid Mechanics; V. 72, ISBN 3-528-03122-0; pp. 505-512



- [White; 1991] White, F.M. (1991)  
*Viscous fluid flow*;  
2<sup>nd</sup> ed. McGraw Hill
- [Wiegand et al.; 1994] Wiegand, T.; Besteck, H.; Wagner, S. (1994)  
*Experimentelle Untersuchungen punktförmiger, periodischer Störungen in einer Plattengrenzschicht*;  
In: DGLR-Bericht 94-04, 9. DGLR-Fach-Symposium: Strömung mit Ablösung, Erlangen
- [Wiegand; 1996] Wiegand, T. (1996)  
*Experimentelle Untersuchungen zum laminar-turbulenten Transitionsprozess eines Wellenzuges in einer ebenen Plattengrenzschicht*;  
Dissertation; Institut für Aerodynamik und Gasdynamik; Universität Stuttgart
- [Wiegel & Fischer; 1995] Wiegel, M.; Fischer, M. (1995)  
*Utilizing a laser light sheet technique in a boundary-layer flow to study different transition types*;  
Proceedings; 7<sup>th</sup> International Symposium on Flow Visualisation; Seattle; USA; pp. 432-437
- [Wubben; 1989] Wubben, F.J.M. (1989)  
*Experimental investigation of Tollmien-Schlichting instability and transition in similar boundary layer flow in an adverse pressure gradient (Hartree-parameter  $\beta = -0.14$ )*;  
Report LR-604, TU Delft
- [Zhou & Grosche; 1994] Zhou, A.; Grosche, F.R. (1994)  
*Experimental Study on Active Control of Boundary Layer Transition by a Multiple Slot Blowing/Suction System*;  
DLR IB 223-94 A 33

## BILDVERZEICHNIS

Bild 1.1 - Schematische Darstellung des laminar-turbulenten Umschlagsvorganges in der Grenzschicht.....	5
Bild 1.2 - Anordnung der Lambda-Wirbel beim laminar-turbulenten Umschlag infolge fundamentaler (oben) und subharmonischer (unten) Resonanz, Strömungsvisualisierung mittels Rauch [Saric & Thomas; 1983] .....	7
Bild 1.3 - Modell zur Entstehung der Turbulenz innerhalb der Grenzschicht einer hydraulisch glatten Platte (nach [White; 1991]).....	8
Bild 2.1 - Versuchsstand im Windkanal des ILR .....	24
Bild 2.2 - Versuchsmodell .....	25
Bild 2.3 - Schlitzkonfiguration des Platteneinsatzes bei verschiedenen Winkeln.....	27
Bild 2.4 - Blockschaltbild der Datenerfassung und Auswertung .....	28
Bild 2.5 - 2-Draht-V-Sonde und Daten der Messwerterfassung .....	28
Bild 2.6 - Mittelungszeit als Funktion des relativen Fehlers.....	31
Bild 2.7 - Druckverteilung bei 2 spannweitigen Positionen auf der ebenen Platte; Plattenneigung = 4° ; zusätzliche Anstellung der Plattenverlängerung = 3° , l = 1m ...	33
Bild 2.8 - Geschwindigkeitsprofile der Grenzschicht im Messbereich .....	34
Bild 2.9 - gemessener Verlauf des Formparameters stromab im Vergleich zur Theorie nach Blasius .....	35
Bild 2.10 - Skizze der Lage des geometrischen und virtuellen Startpunktes .....	35
Bild 2.11 - Bestimmung des virtuellen Startpunktes der Grenzschichtentwicklung aus dem Verlauf der Verdrängungsdicke .....	36
Bild 2.12 - Verlauf der ungestörten Geschwindigkeit über der Transitionsplatte; Vergleich von Höhenprofilen mit Längsprofilen in verschiedenen Höhen .....	37
Bild 2.13 - Prinzipdarstellung für die Bestimmung der Phasenlage aus der Differenz des Signals vom Sinusgenerator und des örtlichen Messsignals der Hitzdrahtsonde.....	39
Bild 2.14 - Spannweitiges Störampplitudenprofil und Verlauf der Phasenlage 30 mm hinter dem ersten Störschlitz; $Re_{\delta^*} = 695$ ; $x/l = 0.23$ .....	39
Bild 2.15 - Störmoden bei variabler Anregungsstärke ( $A_{SPL}$ [V]); $Re_{\delta^*} = 695$ , $x/l = 0,23$ ; $y/b = 0$ ; $u_{\infty} = 10$ m/s, a) Störmodenverlauf für $A_{SPL} = 1$ %, ..., 100 %, b) Verlauf der maximalen Störampplitude .....	40
Bild 2.16 - Zeitsignale der maximalen u-Störampplitude in Abhängigkeit von der Anregungsleistung des Störsignals; $Re_{\delta^*} = 695$ , $x/l = 0,23$ ; $y/b = 0$ ; $u_{\infty} = 10$ m/s...	41
Bild 2.17 - lineare Abhängigkeit der Lage (z) des Störampplitudenmaximums von der Anregungsleistung des Störsignals.....	41
Bild 2.18 - Lageänderung der Störschlitze bei Initialisierungswinkeln ungleich 0° am Beispiel des ersten Störschlitzes.....	42
Bild 2.19 - normierter Geschwindigkeitsverlauf über der Messplatte.....	43
Bild 2.20 - Approximation der Außengeschwindigkeit für numerische Berechnungen .....	44
Bild 2.21 - Lauflängenabhängigkeit der Reynoldszahl .....	44
Bild 2.22 - Indifferenzkurve bei $TSW = 0^\circ$ / Lage der Störgeneratoren .....	47

Bild 2.23 - Prinzipskizze des Partikelgenerators .....	49
Bild 2.24 - Einbaulage des Partikelgenerators in der Druckkammer unter dem Störschlitz der Transitionsplatte .....	49
Bild 3.1 - Schräge TSW unter $5^\circ$ zur Strömungsrichtung mit Photonencountverteilung; $z = 0,8$ mm .....	50
Bild 3.2 - Schräge TSW - $10^\circ$ zur Strömungsrichtung .....	51
Bild 3.3 - Schräge TSW - $20^\circ$ zur Strömungsrichtung .....	51
Bild 3.4 - Schräge TSW - $30^\circ$ zur Strömungsrichtung .....	52
Bild 3.5 - Zeitliche Entwicklung einer schrägen TSW – $10^\circ$ zur Strömungsrichtung .....	53
Bild 3.6 - Zeitliche Entwicklung eines $\Lambda$ -Wirbels – $10^\circ$ TSW .....	54
Bild 3.7 - Prinzipskizze der Entwicklung eines Lambda-Wirbels (nach [Hintze; 1975]) .....	55
Bild 3.8 - Progressive Deformation eines u-förmigen Wirbels zu einem $\Omega$ -förmigen Wirbel im Peak; im Punkt A hat der Wirbelvektor Komponenten in alle drei Richtungen (nach [Hintze; 1975]) .....	55
Bild 4.1 - Spannweitiger Verlauf des Maximums der Störampplitude; SPL = 90 dB .....	56
Bild 4.2 - Spannweitiger Verlauf des Phasenwinkels; SPL = 90 dB .....	57
Bild 4.3 - Spannweitiger Verlauf des Maximums der Störampplitude; SPL = 96dB .....	58
Bild 4.4 - Spannweitiger Verlauf des Phasenwinkels; SPL = 96dB .....	59
Bild 4.5 - Spannweitiger Verlauf der Störwelle in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel .....	60
Bild 4.6 - Phasenlage des Störsignals in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel; $x/l = 0,23$ .....	62
Bild 4.7 - Phasenlage des Störsignals in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel; $x/l = 0,4$ .....	63
Bild 4.8 - Zusammenhang zwischen dem Verlauf des Phasenwinkels und der maximalen Störanfachung in konstanter Höhe; spannwitige Profile bei $Re_{\delta^*} = 695$ .....	64
Bild 4.9 - Zusammenhang zwischen dem Verlauf des Phasenwinkels und der maximalen Störanfachung in konstanter Höhe; spannwitige Profile bei $Re_{\delta^*} = 917$ .....	65
Bild 4.10 - Störanfachung der TSW (Anfachungsraten) stromab für verschiedene Initi- alisierungswinkel ( $0^\circ$ - $40^\circ$ ); SPL=83 dB; Vergleich Experiment mit LST .....	67
Bild 4.11 - Verlagerung des Maximums der Anfachungsrate in x-Richtung in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der TSW bezogen auf die Amplitude der TSW von $0^\circ$ .....	68
Bild 4.12 - Abhängigkeit des Maximums der Anfachungsraten in x-Richtung vom Initi- alisierungswinkel der TSW bezogen auf die Amplitude der TSW von $0^\circ$ .....	69
Bild 4.13 - Verlauf des Phasenwinkels stromab; TSW $0^\circ$ .....	69
Bild 4.14 - Abhängigkeit des Phasenwinkels stromab; TSW $0^\circ$ - $40^\circ$ ; Vergleich Experiment mit LST .....	70
Bild 4.15 - Verlauf der normierten Phasengeschwindigkeit stromab in Abhängigkeit vom Initialisierungswinkel der TSW; TSW $0^\circ$ , $20^\circ$ , $40^\circ$ ; Vergleich Experiment mit LST .....	71

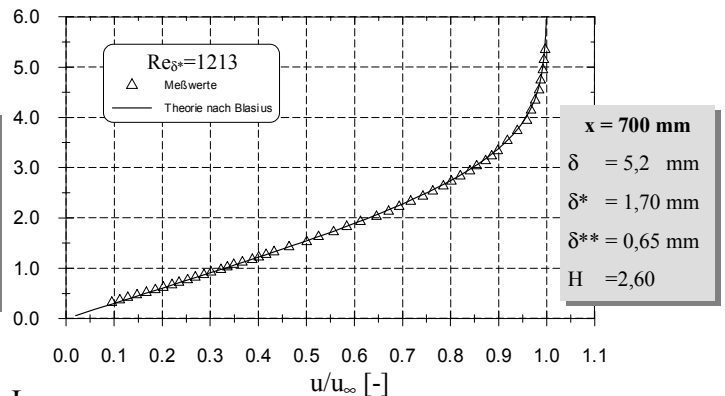
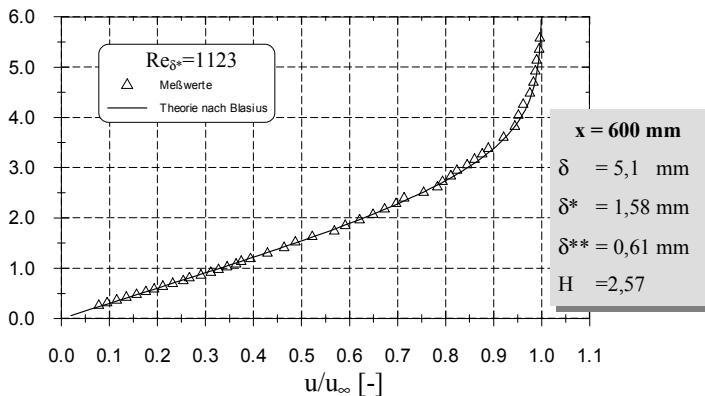
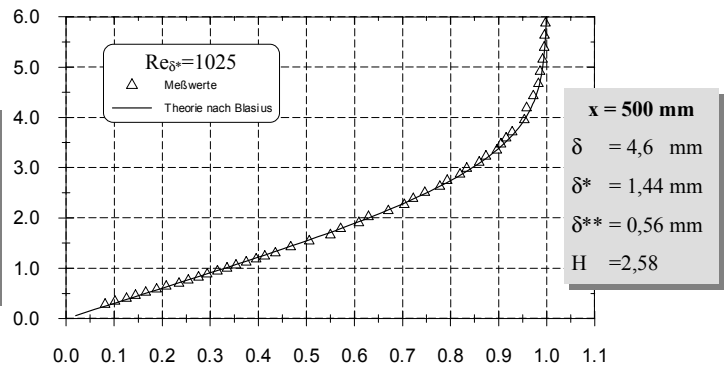
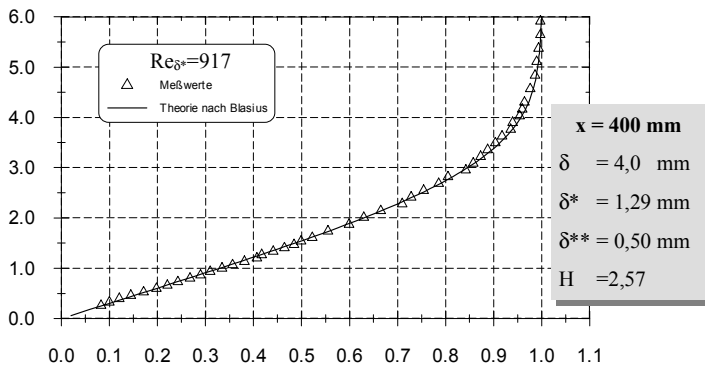
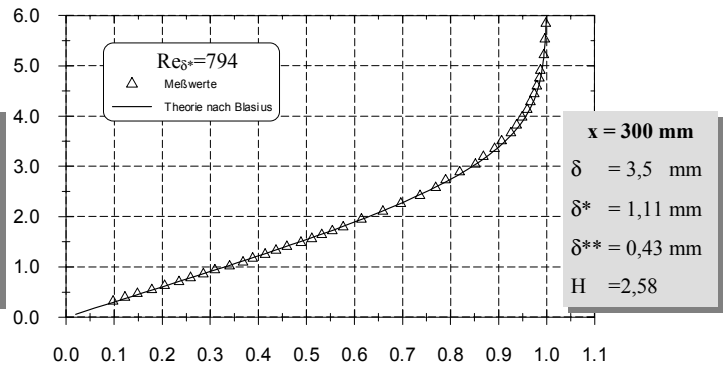
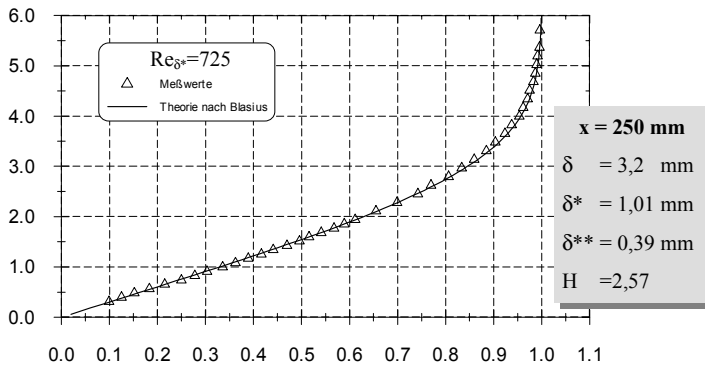
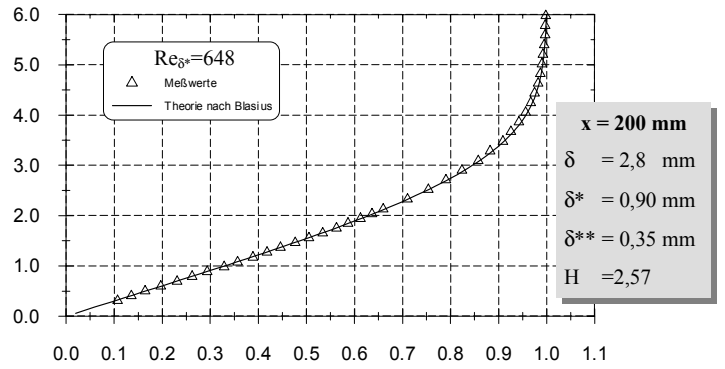
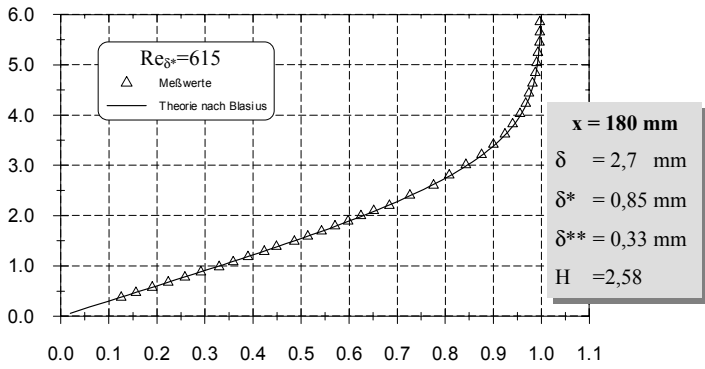
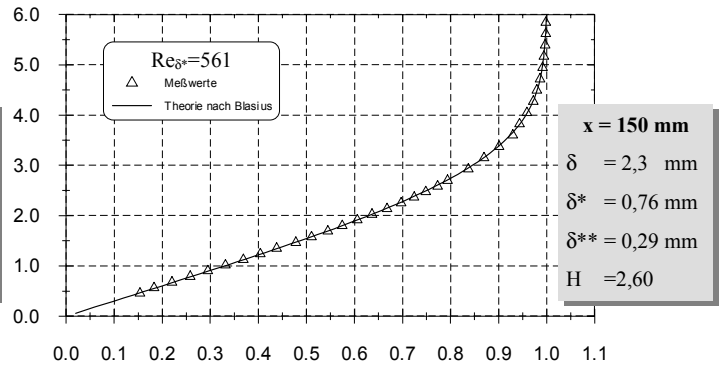
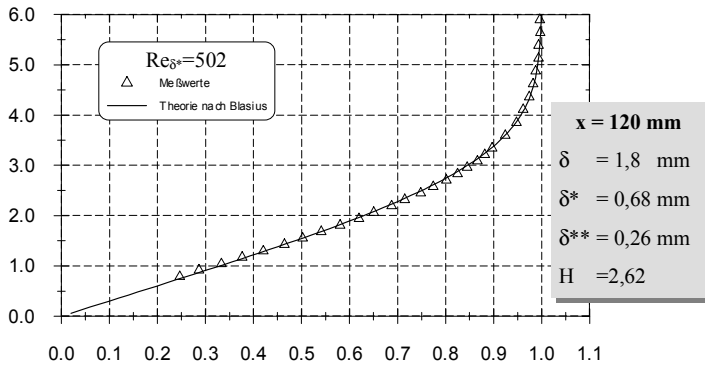
Bild 4.16 - Abhängigkeit der mittleren Wellenlänge vom Winkel der TSW; TSW 0° - 40° .....	72
Bild 4.17 - Abhängigkeit der Störanfachung stromab vom Schalldruckpegel; TSW 0°; $z_{x/l=0,23} = 0.8$ mm .....	73
Bild 4.18 - Abhängigkeit der Störanfachung stromab vom Schalldruckpegel; TSW 0°; logarithmische Darstellung .....	74
Bild 4.19 - Instabilitätsdiagramm für TSW-20°; Abhängigkeit der Störanfachung von der Anregungsfrequenz der TSW; $F = 95 - 171$ .....	75
Bild 4.20 - Abhängigkeit der Amplitudenfunktionen (z) für die u- und v- Komponenten einer TSW von der Anregungsfrequenz; TSW - 20°; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $y/b = 0.02$ ; auf das Maximum der jeweiligen Amplitude normierte Darstellung; Vergleich: Experiment mit LST ( $F = 133$ ) .....	76
Bild 4.21 - Abhängigkeit der Amplitudenfunktionen (z) für die u- und v- Komponenten einer TSW von der Anregungsfrequenz; TSW 20°; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $y/b = 0.02$ ; auf das Maximum der Amplitude der TSW von 140 Hz normierte Darstellung; Vergleich: Experiment mit LST ( $F = 133$ ) .....	77
Bild 4.22 - Abhängigkeit der u-Komponente der Amplitudenprofile (z) vom Initialisierungswinkel der TSW an zwei Positionen; TSW 0°-40°; $F = 133$ ; $y/b = 0.02$ ; Vergleich: Experiment mit LST .....	78
Bild 4.23 - Abhängigkeit der u- und v-Komponenten der Amplitudenprofile (z) vom Initialisierungswinkel der TSW; TSW 0°-40°; $F = 133$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; Vergleich: Experiment mit LST .....	80
Bild 4.24 - Abhängigkeit der maximalen Amplitude der v-Komponente vom Initialisierungswinkel der TSW bei Normierung mit dem Maximum der Amplitude der u-Komponente; TSW 0°-40°; $F = 133$ ; $Re = 917$ .....	81
Bild 4.25 - Abhängigkeit der maximalen Amplitude der u-Komponente vom Initi- alisierungswinkel der TSW bei Normierung mit dem Maximum der Amplitude der u-Komponente von Null Grad; TSW 0°-40°; $F = 133$ ; $Re = 695$ , $u_{FRMS-TSW 0^\circ} = 0,075$ m/s .....	81
Bild 4.26 - Abhängigkeit des zweiten Maximums der Störamplitude vom Initi- alisierungswinkel der TSW; Vergleich: Experiment mit LST; TSW 0°-40° ....	82
Bild 4.27 - Verlauf der Phasenprofile (z) für drei spannweitige Positionen; TSW - 20°; $Re_{\delta^*} = 695$ , $x/l = 0,23$ ; Vergleich: Experiment mit LST .....	83
Bild 4.28 - Verlauf der Phasenprofile (z) für drei spannweitige Positionen; TSW - 20°; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; Vergleich Experiment mit LST .....	84
Bild 4.29 - Abhängigkeit der Phasenprofile der u-Komponente (z) vom Initialisierungswinkel an zwei Positionen; TSW 0°-40°; Vergleich: Experiment mit LST .....	85
Bild 4.30 - Abhängigkeit der Phasenprofile der v-Komponente (z) vom Initialisierungswinkel; TSW 0°-40°; Vergleich: Experiment mit LST .....	85
Bild 5.1 - Abhängigkeit der Dämpfung bei gegenphasiger Überlagerung zweier Wellen von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Dämpfungssignal sowie der Amplitude des Dämpfungssignals; auf den Maximalwert des sinusförmigen Anregungssignals von $A_1 = 1$ normierte Darstellung (nach Gmelin) .....	87

Bild 5.2 - Abhängigkeit der erreichbaren Dämpfung bei gegenphasiger Überlagerung zweier Wellen von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Dämpfungssignal sowie der Amplitude des Dämpfungssignals; Flächendarstellung.....	88
Bild 5.3 - Abhängigkeit der Dämpfung der u- und v-Komponente der TSW vom Schalldruckpegel (SPL); Darstellung in Prozent von $A_1 = 83$ dB; 1% = 0.83 dB.....	88
Bild 5.4 - Abhängigkeit der Dämpfung der u- und v-Komponente der TSW von der Phasendifferenz zwischen Anregungs- und Dämpfungssignal .....	89
Bild 5.5 - Vergleich der Amplitudenprofile (z) der u-Komponente der TSW mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW - $0^\circ$ .....	91
Bild 5.6 - Vergleich der Turbulenzgradprofile (z) mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW - $0^\circ$ ...	92
Bild 5.7 - Geschwindigkeitsprofile (z) der u- und v-Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW- $0^\circ$ .....	93
Bild 5.8 - Verlauf des Dämpfungsgrades (z) an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; TSW- $0^\circ$ .....	94
Bild 5.9 - Entwicklung der Maxima der Störampplituden ( $u_{FRMS}$ ) bei Dämpfung, normiert auf das Maximum der Amplitude kurz vor dem Dämpfungsschlitz bei $Re_{\delta^*} = 820$ , $x/l = 0,32$ ; $F = 133$ .....	95
Bild 5.10 - Entwicklung der gedämpften Störampplitude stromab; TSW - $0^\circ$ ; $F = 133$ .....	96
Bild 5.11 - Amplitudenverlauf (z) der u-Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW- $20^\circ$ ...	97
Bild 5.12 - Amplitudenverlauf (z) der v-Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW- $20^\circ$ ...	98
Bild 5.13 - Verlauf des Turbulenzgrades (z) der u- und v-Komponente an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ , TSW- $20^\circ$ ...	99
Bild 5.14 - Verlauf des Dämpfungsgrades (z) der u-Komponenten an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ , TSW- $20^\circ$ .....	100
Bild 5.15 - Verlauf des Dämpfungsgrades (z) der v-Komponenten an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ , TSW- $20^\circ$ .....	101
Bild 5.16 - Geschwindigkeitsprofile (z) der u- und v-Komponenten mit und ohne Dämpfung an zwei Positionen; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW- $20^\circ$ .....	101
Bild 5.17 - Vergleich der gedämpften Amplitudenprofile (z) der u-Komponente an zwei Positionen; normiert auf 100 % bei Anregung; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW- $0^\circ$ - $40^\circ$ .....	102
Bild 5.18 - Vergleich der gedämpften Amplitudenprofile (z) der v-Komponente an zwei Positionen; normiert auf 100 % bei Anregung; $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ ; TSW- $0^\circ$ - $40^\circ$ .....	103

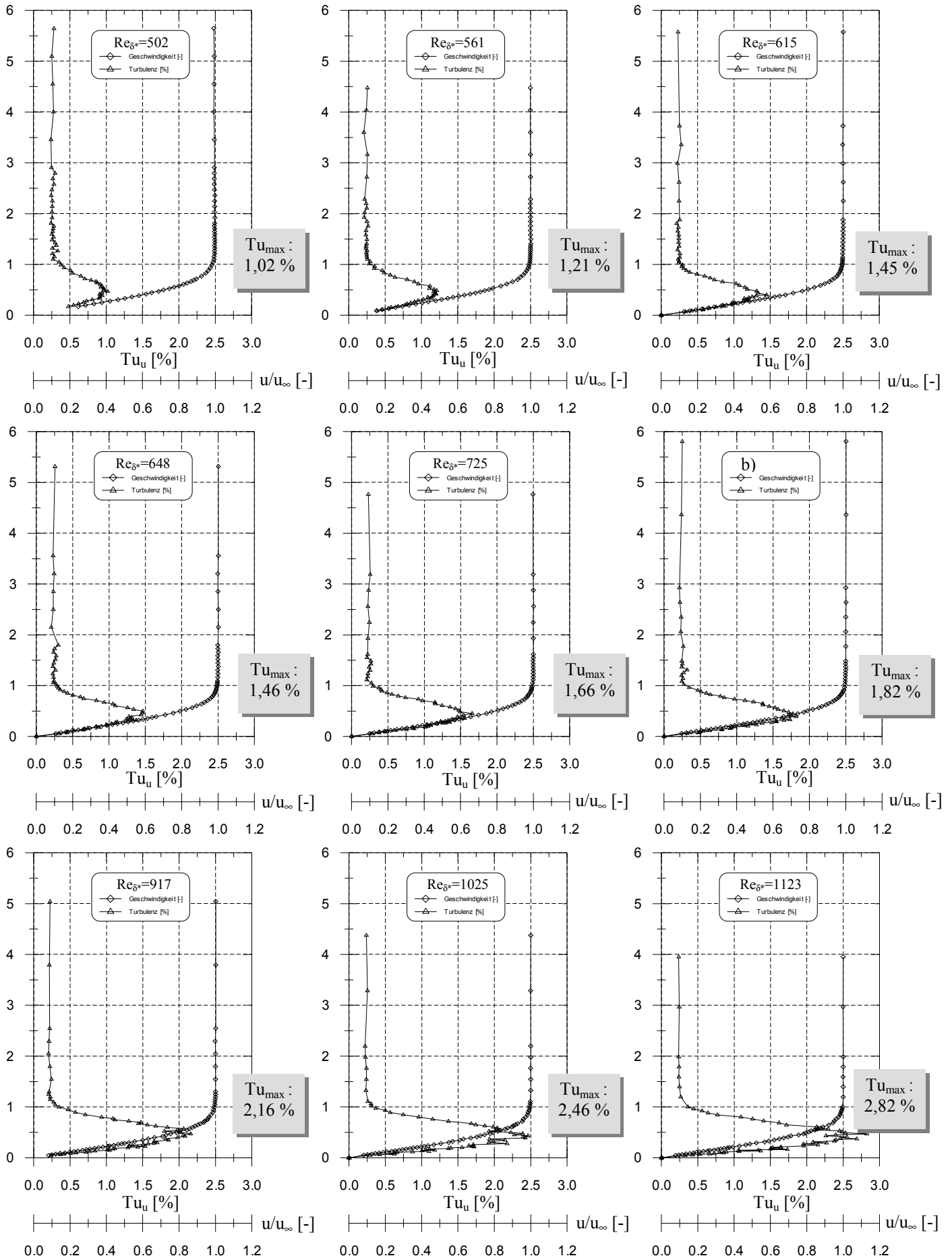
Bild 5.19 - Mittlere Dämpfungsgrade der u-Komponente in Abhängigkeit vom Winkel der TSW, $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ , TSW-0°-40° .....	104
Bild 5.20 - Mittlere Dämpfungsgrade der v-Komponente in Abhängigkeit vom Winkel der TSW, $Re_{\delta^*} = 833$ , $x/l = 0,33$ ; $Re_{\delta^*} = 917$ , $x/l = 0,4$ ; $F = 133$ , TSW 0°-40° .....	104
Bild 5.21 - Entwicklung der Maxima der Störampplituden ( $u_{FRMS}$ und $v_{FRMS}$ ) bei Dämpfung, normiert auf die maximalen Amplituden ca. eine TS-Wellenlänge vor dem Dämpfungsschlitz; $y/b = 0,02$ ; $F = 133$ , TSW-20°; Normierung: $Re_{\delta^*} = 731$ .....	105
Bild 5.22 - Phasenverlauf der u-Komponente über dem Dämpfungsschlitz in Höhe des Amplitudenmaximums; $y/b = 0,02$ ; $F = 133$ ; TSW-20° .....	107
Bild 5.23 - Momentanbild der u'-Komponente in der Grenzschicht als Farbflächendarstellung .....	107
Bild 5.24 - Zeitschriebe der Schwankungsgeschwindigkeiten u' und v'; a) Anfachung, $Re_{\delta^*} = 722$ , $x/l = 0,248$ ; b) Dämpfung, $Re_{\delta^*} = 826$ , $x/l = 0,325$ ; TSW-20°; $F = 133$ .....	109
Bild 5.25 - Störampplitudenprofile der u-Komponente im Nahfeld des Dämpfungsschlitzes; normiert auf das Maximum der Amplitude von $Re_{\delta^*} = 722$ , $x/l = 0,248$ ; $y/b = 0,02$ ; TSW-20°; $F = 133$ .....	110
Bild 5.26 - Störampplitudenprofile der v-Komponente im Nahfeld des Dämpfungsschlitzes; normiert auf das Maximum der Amplitude von $Re_{\delta^*} = 722$ , $x/l = 0,248$ ; $y/b = 0,02$ ; TSW-20°; $F = 133$ .....	111
Bild 5.27 - Entwicklung der Maxima der $u_{FRMS}$ -Störampplitude bei Dämpfung; Farbflächendarstellung; $Max(u_{FRMS})$ bei $Re_{\delta^*} = 722$ , $x/l = 0,248$ ; $y/b = 0,02$ ; TSW-20° .....	111
Bild 5.28 - Entwicklung der Maxima der $v_{FRMS}$ -Störampplitude bei Dämpfung; Farbflächendarstellung; $Max(v_{FRMS})$ bei $Re_{\delta^*} = 742$ , $x/l = 0,262$ ; $y/b = 0,02$ ; TSW-20° .....	112
Bild 5.29 - Geschwindigkeitsprofile bei Dämpfung im Nahfeld des Dämpfungsschlitzes; normiert auf die Geschwindigkeit der freien Anströmung; TSW-20°; $y/b = 0,02$ ; $F = 133$ .....	112
Bild 5.30 - Anfachung des $u_{FRMS}$ -Wertes unmittelbar über dem Anfachungsschlitz .....	113
Bild 5.31 - Phasenverlauf unmittelbar über dem Anfachungsschlitz .....	114
Bild 5.32 - Dämpfung des $u_{FRMS}$ -Wertes unmittelbar über dem Dämpfungsschlitz .....	115
Bild 5.33 - Phasenverlauf unmittelbar über dem Dämpfungsschlitz .....	116
Bild 5.34 - Zeitschriebe von u' über der Spannweite in Falschfarbendarstellung; $F = 133$ ; TSW-20°; a) ungedämpft, $Re_{\delta^*} = 752$ , $x/l = 0,269$ ; b) gedämpft, $Re_{\delta^*} = 770$ , $x/l = 0,282$ .....	117

## Anhang

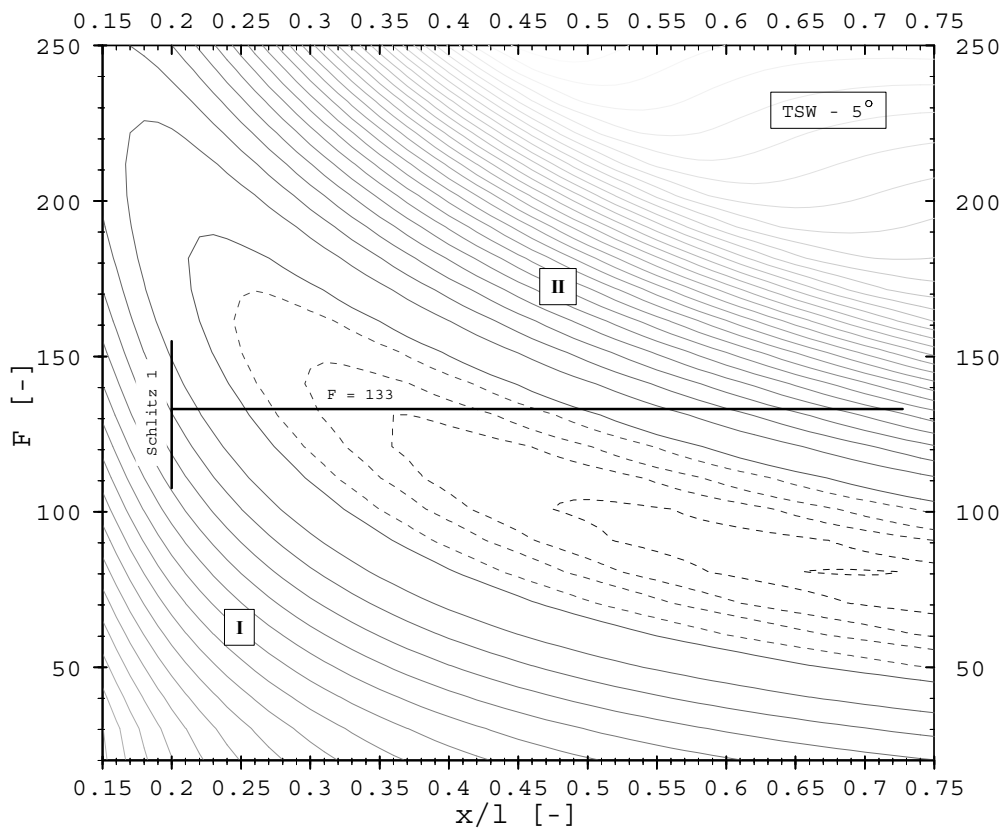
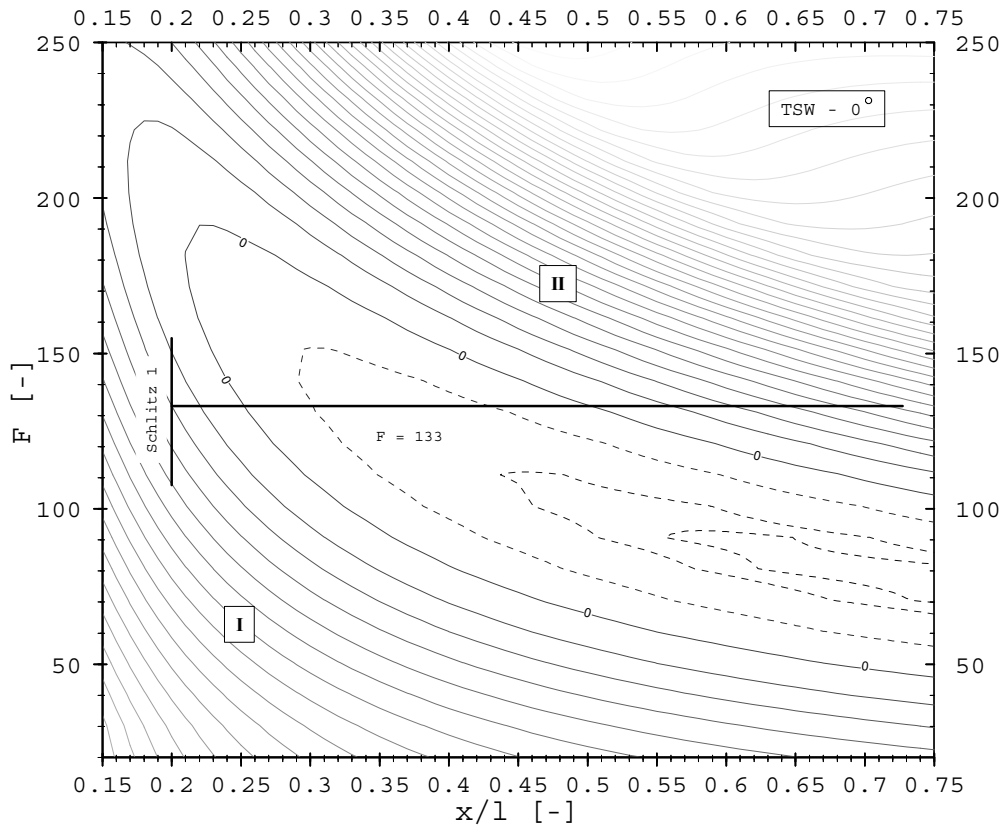
### Geschwindigkeitsprofile der ungestörten Strömung; Positionsabhängigkeit

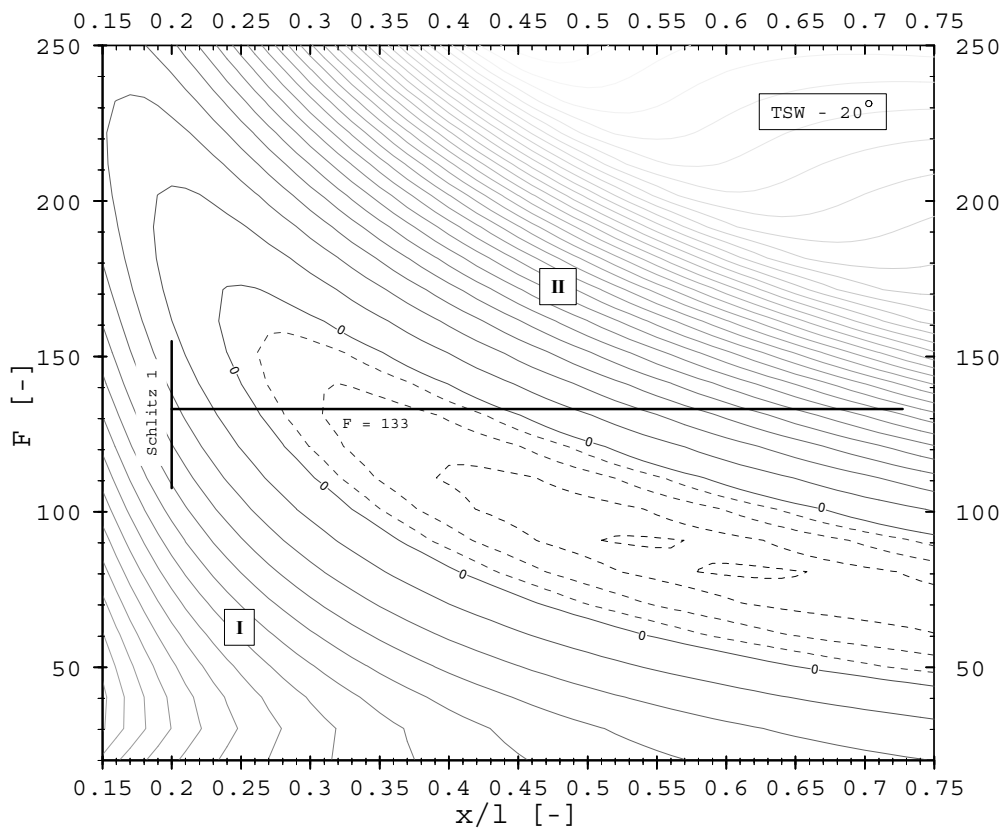
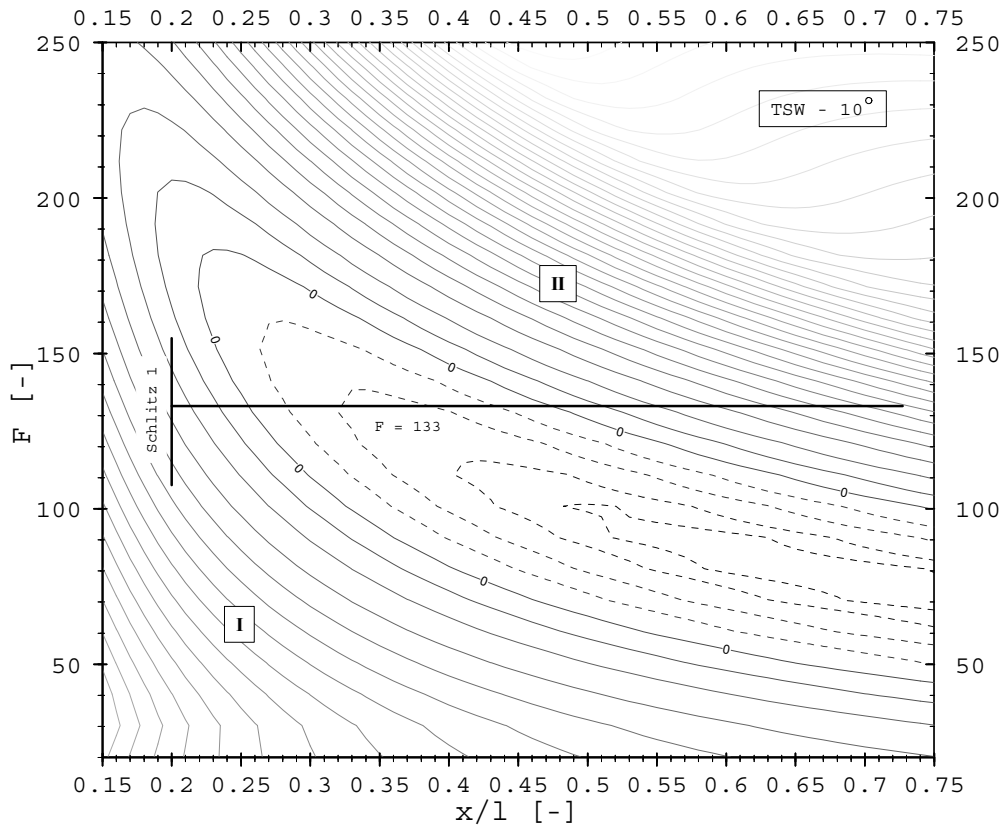


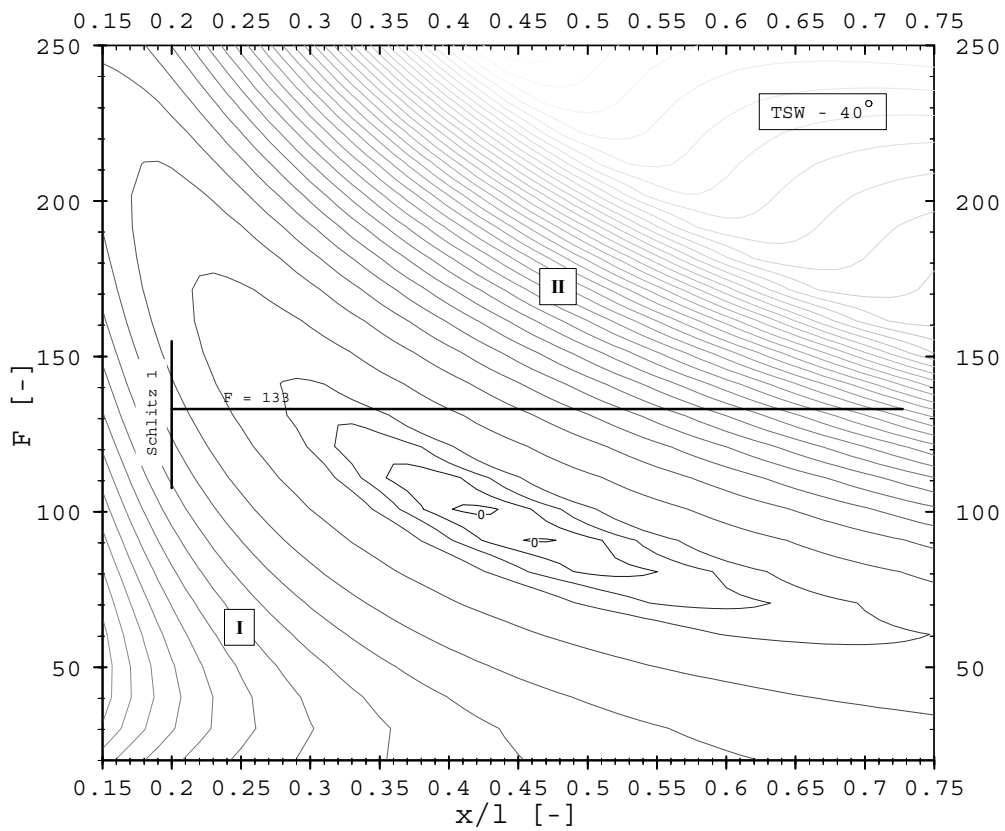
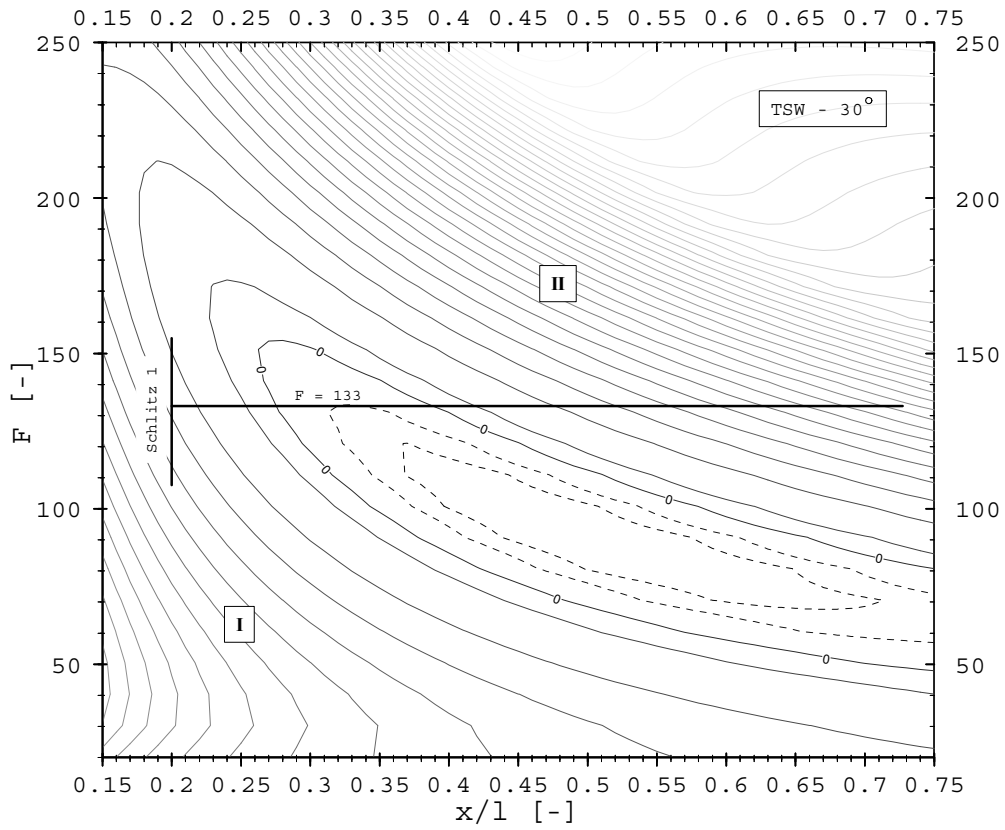
Geschwindigkeits- und Turbulenzgradprofile der ungestörten Strömung; Positionsabhängigkeit

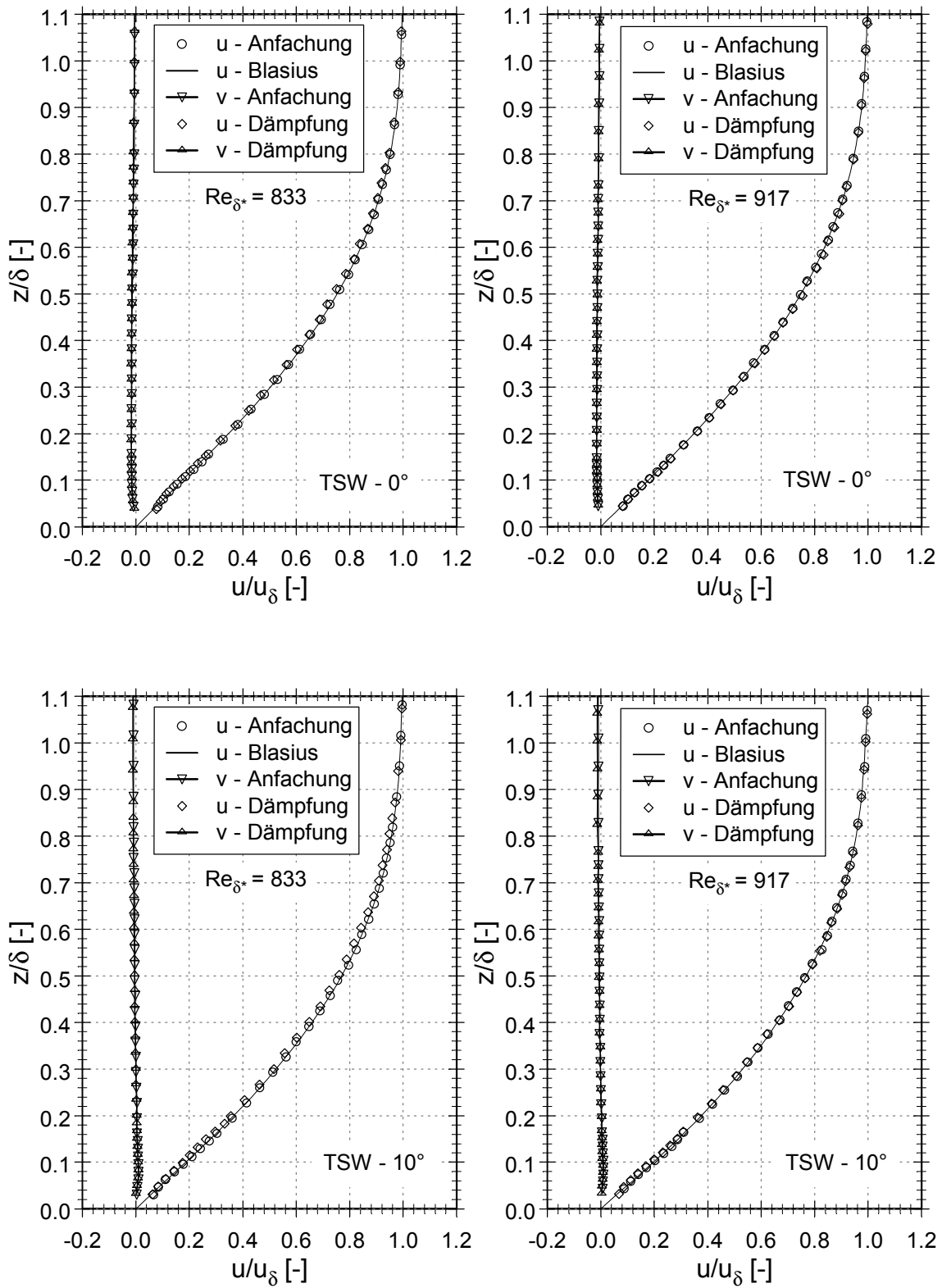


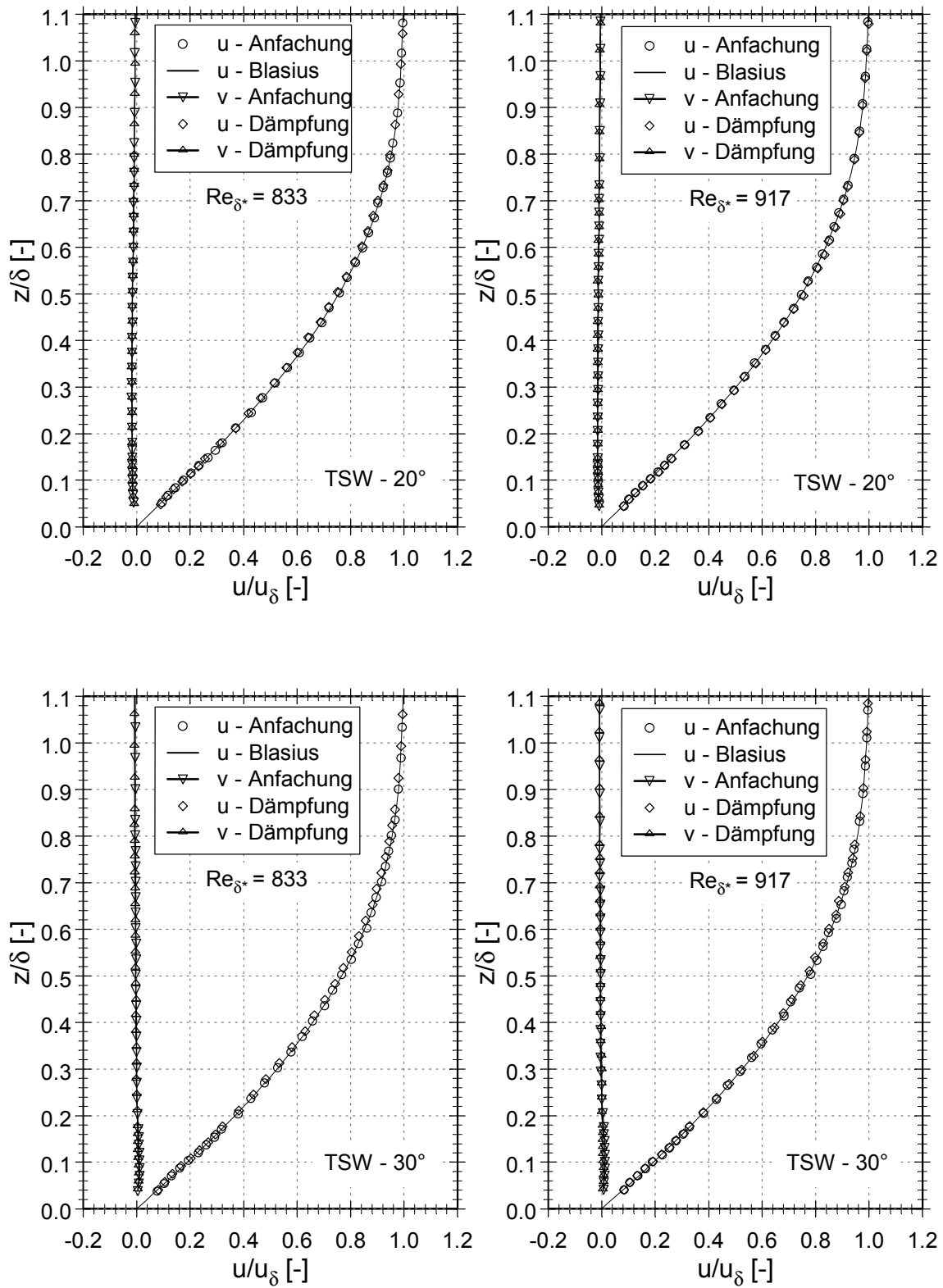


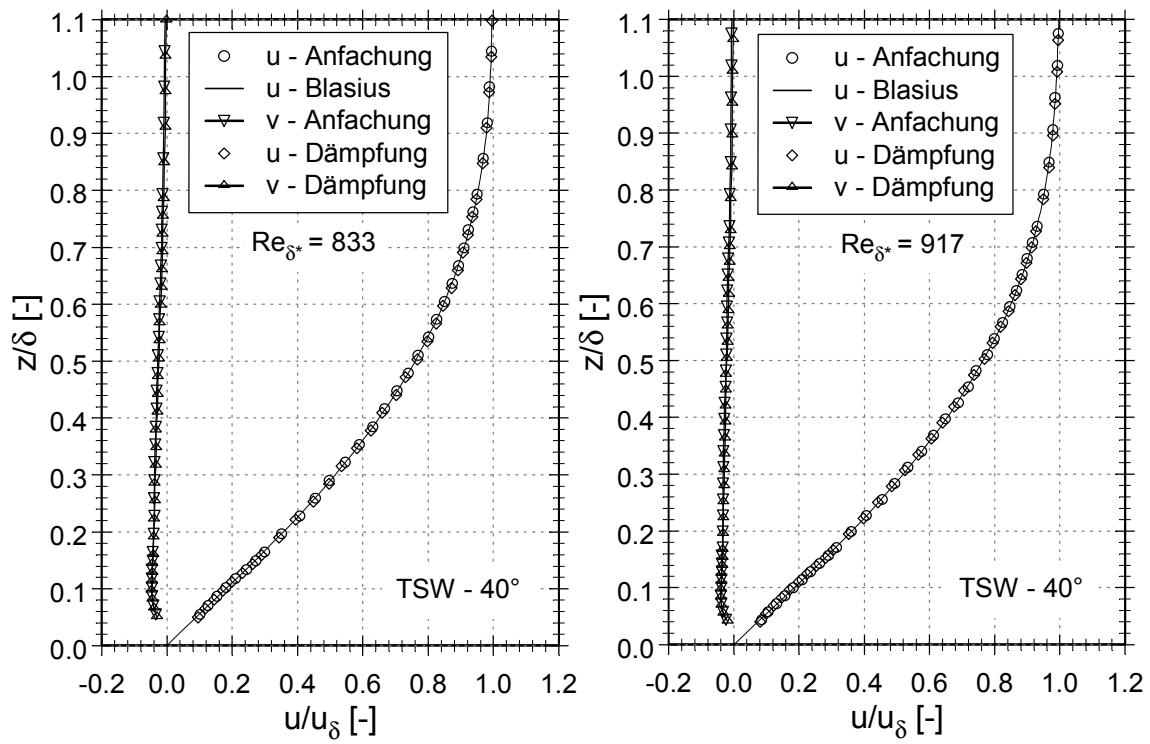




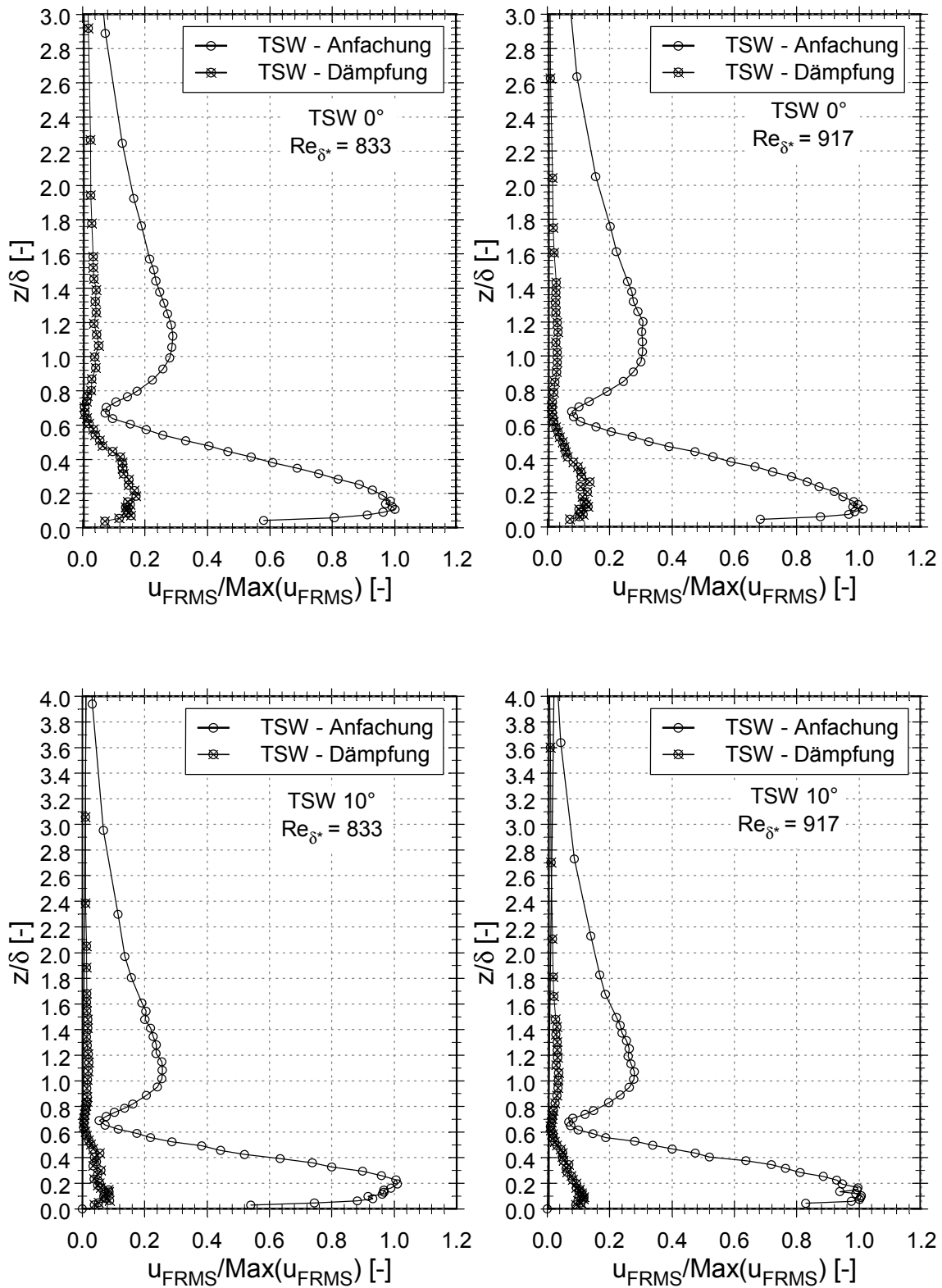




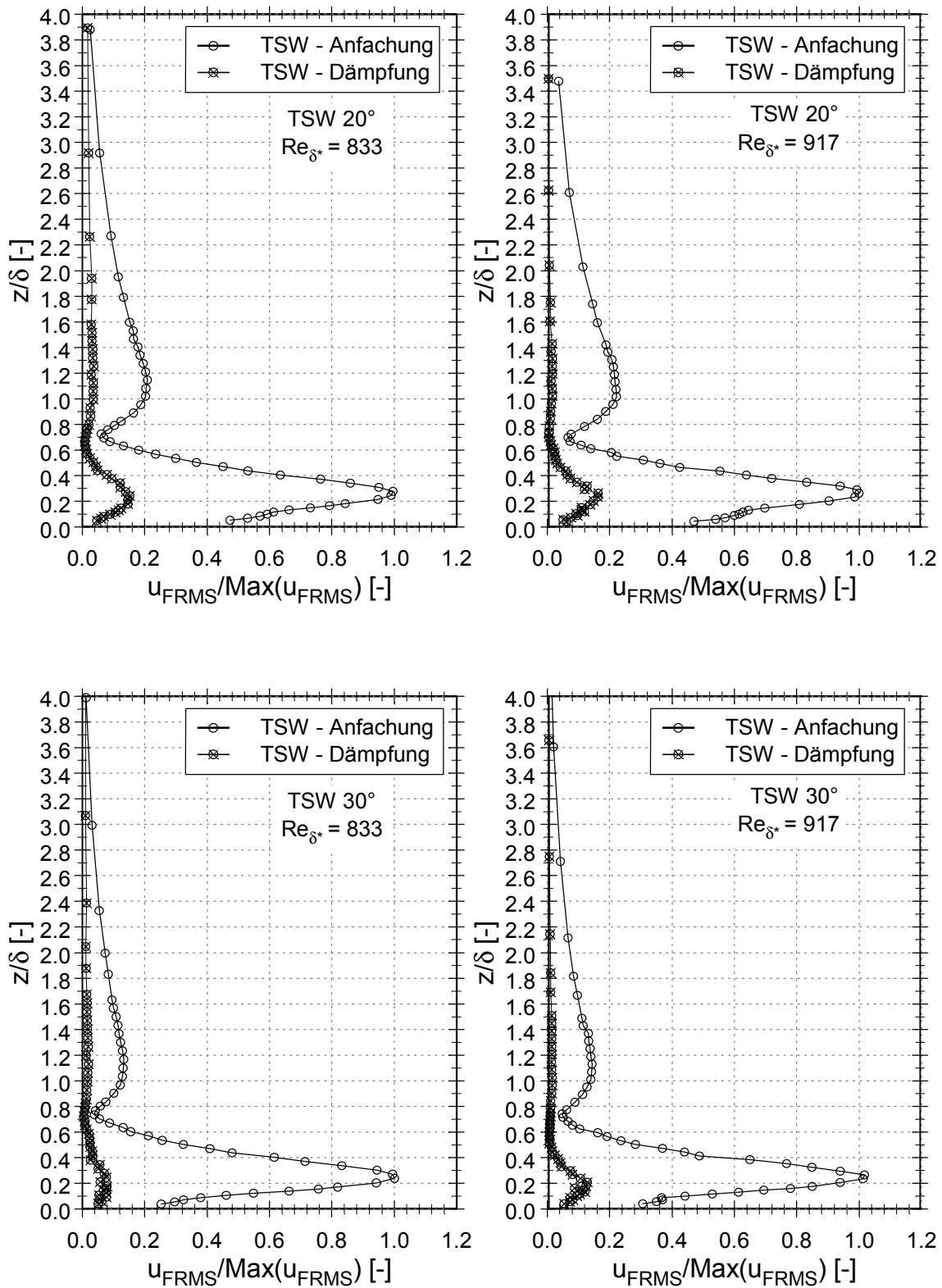




Störampplitudenprofile der u-Komponente, bei Anregung und Dämpfung der TSW (F=133); Winkel- und Positionsabhängigkeit

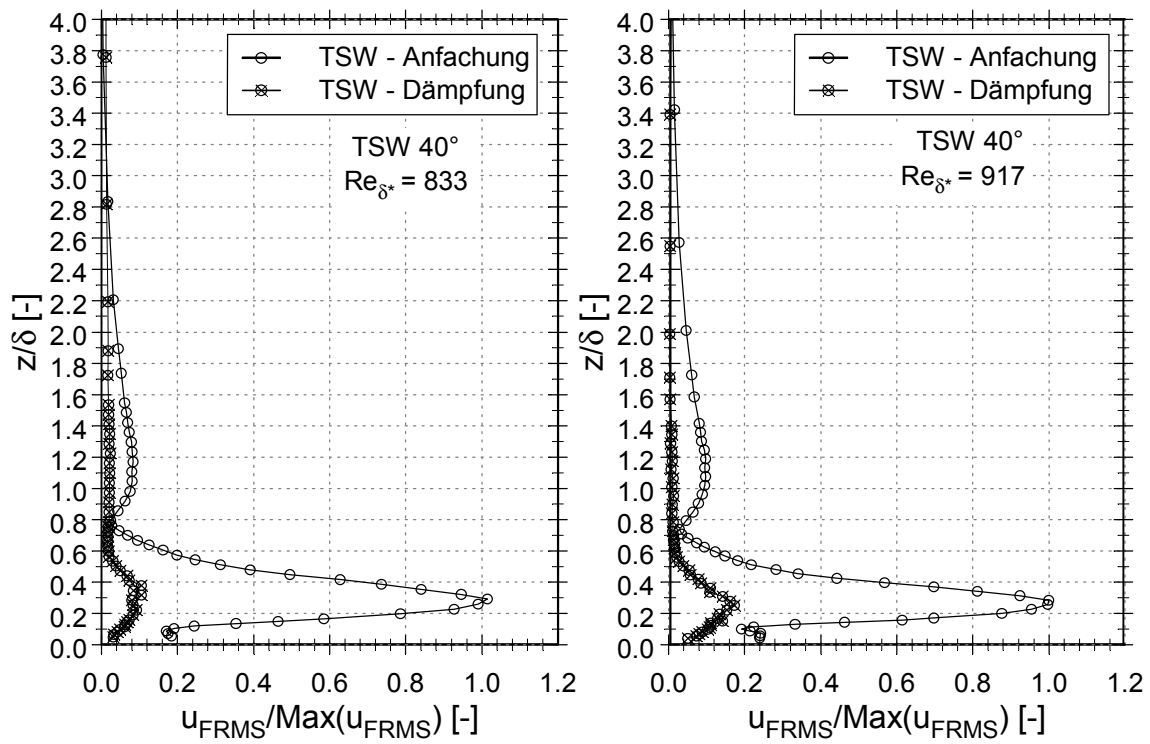


Störampplitudenprofile der u-Komponente, bei Anregung und Dämpfung der TSW (F=133); Winkel- und Positionsabhängigkeit





Störampplitudenprofile der u-Komponente, bei Anregung und Dämpfung der TSW (F=133);  
Winkel- und Positionsabhängigkeit



Störampplitudenprofile der v-Komponente, bei Anregung und Dämpfung der TSW (F=133); Winkel- und Positionsabhängigkeit

