Untersuchung der Strukturen von künstlich angeregten
transitionellen Plattengrenzschichtströmungen mit Hilfe der
Stereo und Multiplane Particle Image Velocimetry

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Andreas Schröder

aus

Rotenburg (Wümme)

Göttingen 2001

D 7

Referent: Prof. Helmut Eckelmann
Korreferent: Prof. Dirk Ronneberger

Tag der mündlichen Prüfung:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Eine Skizze zur Problematik der Transition	1
2	Transition der Plattengrenzschichtströmung	4
2.1	Kontrollierte Anregung der Transition	4
2.2	Bypass-Transition und turbulente Spots	9
3	Meßtechnik	15
3.1	Grundlagen der Particle Image Velocimetry (PIV)	15
3.2	Das Stereo PIV Meßverfahren	18
3.2.1	Stereoskopische Kameraanordnungen	18
3.2.2	Elimination des lokalen Aufnahmemaßstabs	20
3.2.3	Auswertung und Berechnung der drei Geschwindigkeitskomponenten in einer Ebene	22
3.3	Multiplane Stereo PIV	26
4	Experimentelle Durchführung	30
4.1	Kontrollierte Anregung der Transition mit kleinen Störamplituden . .	30
4.2	Turbulente Spots in einer laminaren Plattengrenzschicht	36
5	Ergebnisse	43
5.1	Kontrollierte Anregung der Transition	44
5.1.1	K-Typ Transition	44
5.1.2	Oblique-Typ Transition	49
5.2	Turbulente Spots	53
5.2.1	Momentane und ensembledemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder der Zweikomponenten Multiplane PIV Messungen	53
5.2.2	Momentane und ensembledemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder der Multiplane Stereo PIV Messungen	64
5.2.3	Globale Statistik mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen	73
5.2.4	Raum-Zeit- und Auto-Korrelationen von u' , v' , w' , $u'v'$ und ω_y	80
5.2.5	Spektrale Verteilungsdichte	114
6	Diskussion der Ergebnisse	116
7	Zusammenfassung und Ausblick	128

1 Einleitung

1.1 Eine Skizze zur Problematik der Transition

Die Untersuchungen des laminar-turbulenten Übergangs, der sogenannten Transition, von Grenzschichten angeströmter Körper erstreckt sich nach den vielfältigen Forschungsarbeiten der letzten Dekaden mittlerweile auf ein weites theoretisches und experimentelles Feld der Strömungsmechanik. Die Grenzschicht ist der sich bei nicht verschwindender Viskosität des Fluids herausbildende Strömungsbereich zwischen den Haftbedingungen an der Wand oder Körperoberfläche $U|_{y=0} = 0$ und der freien Aussenströmung U_∞ mit einer durch strömungsphysikalische Parameter zu definierenden Grenzschichtdicke δ . Seit der Entdeckung der wesentlichen strömungsphysikalischen Bedeutung der Grenzschicht durch L. Prandtl 1904 [1] wurden diverse experimentelle, theoretische und in neuerer Zeit in zunehmendem Maße auch numerische Untersuchungen an Grenzschichten verschiedener Körper zu variierenden Reynoldszahlen $Re = U_\infty d/\nu$, mit einer charakteristischen Länge d und der kinematischen Viskosität des Fluids ν , durchgeführt. Bei Fluiden, bei denen nicht von ihrer Zähigkeit abgesehen werden kann, ist die Ausbildung, Entwicklung und Stabilität der Grenzschichtströmung für die Beschreibung der Eigenschaften umströmter oder angeströmter Körper von entscheidender Bedeutung; so wird einerseits eine Widerstandsminimierung und Auftriebserhöhung von Tragflügeln durch Laminarhaltung der Grenzschicht oder aber andererseits das Erreichen hoher Turbulenzgrade bei Durchmischungsprozessen in vielen Verfahrenstechniken angestrebt. Ausserdem können Scherschichten laminarer Ablöseblasen an gekrümmten Oberflächen durch künstlich eingeführte Störungen zur Transition gezwungen werden, um ein Wiederanlegen der Strömung zu bewirken oder zumindest die wandnormale Ausdehnung des Ablösegebietes entscheidend zu vermindern. Der gefährliche Auftriebszusammenbruch von Tragflügeln bei grossen Anstellwinkeln kann durch solche Maßnahmen verhindert werden.

Doch trotz der enormen Entwicklungen der letzten Jahre, z. B. in der Meßtechnik und insbesondere auch der numerischen Simulation, entziehen sich wesentliche physikalische Prozesse der Grenzschichttransition nach wie vor einer umfassenden Erklärung. Dieser Umstand lässt sich in erster Linie mit der starken Nichtlinearität der Störungsentwicklung im späten Transitionsprozess der Grenzschichtströmung begründen, die sich durch fortgesetzte und rück-gekoppelte Anfachungen von nahezu beliebig kleinen Initialstörungen ergibt. Der Weg in die turbulente Grenzschichtströmung ist entsprechend dieser Sensitivität auch gegenüber den Feinheiten der Randbedingungen und ihren Effekten sehr vielfältig und deshalb schwer vorherzusagen. Aus dieser Eigenschaft der Transition ergibt sich das Problem der *Rezeptivität*. Rezeptivität ist ein Begriff für die Bereitschaft der Grenzschichtströmung, Störungen verschiedenen Ursprungs aufzunehmen, wie sie in Abbildung 1 aufgezeigt werden. Diese Störungen werden daraufhin entsprechend der Stabilitätseigenschaften der Grenzschicht stromab angefacht oder gedämpft, wobei man für den Fall der Anfachung zwischen einem linearen und einem nicht-linearen Bereich unterscheidet. Ein Ergebnis der Rezeptivitätsforschung der letzten Jahre ist, dass die Aufnahmebereitschaft einer Störung sich in umgekehrter Weise zu Bedingungen verhält, die eine Instabilität

der Grenzschicht fördern. Ist eine Störung erst einmal in die Grenzschichtströmung aufgenommen worden, können entsprechend ihres Charakters verschiedene Szenarien der Transition auftreten. Die Vielfältigkeit und Komplexität des Transitionsweges verursacht unter anderem grosse Schwierigkeiten bei der gezielten Beeinflussung der Transition, um gewünschte Strömungseigenschaften zu erzielen.

Abbildung 1: Rezeptivität als Problem der Grenzschichttransition

Kleine periodische Störungen können über eine geeignete technische Apparatur kontrolliert in die Grenzschicht eingebracht werden. Die stromab angefachten Strukturen ergeben dann ein recht geordnetes Bild innerhalb des Transitionsprozesses. Im Fall der "freien" Transition und für Fälle grosser Störamplituden oder Anströmturbulenz hingegen führt die Entstehung und Entwicklung von lokal begrenzten und stromab wachsenden turbulenten Flecken, der sogenannten *turbulent spots*, zu einem räumlichen und zeitlichen Verhältnis von laminarer und turbulenter Grenzschichtströmung. Turbulente Flecken, im folgenden wird die in der Literatur gebräuchliche Bezeichnung *Spot* für Fleck benutzt, enthalten innerhalb ihres begrenzten Gebietes viele Charakteristika einer voll entwickelten turbulenten Grenzschicht, aber auch Besonderheiten des späten Stadiums der Transition lassen sich am Übergang zum Spot wiederfinden.

Mit Hilfe eines Meßsystems zur Erfassung momentaner Geschwindigkeitsfelder in einer oder zwei wandparallelen Ebenen der Strömung soll in dieser Arbeit das Phänomen der Grenzschichttransition durch die Analyse der Entwicklung von Strukturen innerhalb künstlich gestörter, zweidimensionaler Plattengrenzschichtströmungen untersucht werden. Die Untersuchung von zwei unterschiedlichen Transitionsszenarien, dem sogenannten K- und dem *Oblique*-Typ, die durch kontrollierte Eingabe kleiner, linear einkoppelnder und periodischer Störamplituden erzeugt wurden, bildet einen Teilbereich dieser Arbeit. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf den Prozess des turbulenten Zusammenbruchs der kohärenten Transitionsstrukturen gelegt, der bisher nicht mit Hilfe räumlich auflösender Meßverfahren untersucht werden konnte. Eine umfassende Analyse von turbulenten Spots und ihren Substrukturen wird den eigent-

lichen Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bilden. Durch kurze, pulsformige Störungen hoher Amplitude wurden diese Spots in einer laminaren Plattengrenzschicht erzeugt und weiter stromab in Ebenen mit verschiedenem Wandabstand quantitativ erfasst.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sollen die Bedeutung der kohärenten Strukturen im späten Transitionsprozess und im turbulenten Zusammenbruch herausstellen. Dabei stehen die bisher nicht vollständig zu beantwortenden Fragen nach den charakteristischen Ereignissen, die zur Turbulenzproduktion beitragen, im Vordergrund. Eine umfassende Analyse der Meßergebnisse des turbulenten Spots, die erstmals räumlich aufgelöste und quantitative Einblicke in die turbulenzproduzierenden Substrukturen geben können, soll mit Hilfe eines abgeleiteten Modells über die durchschnittlichen, dominanten Wirbelstrukturen zur Klärung des Mechanismus' seines selbstähnlichen Wachstums beitragen. Dieser Beitrag ist besonders für das Verständnis der "natürlichen" oder "freien" Transition von Bedeutung. Das stochastische Auftreten der Spots in der "freien" Grenzschichttransition hat seinen Ursprung in lokal vorliegenden grossen Störampplituden, die als Resultat nicht-linear gekoppelter Störungen verschiedener Frequenzen betrachtet werden können. Diese Störungen führen spontan zur Ausformung von turbulenten Gebieten in der Grenzschicht, die sich stromab ausdehnen und die charakteristischen Eigenschaften von turbulenten Spots aufweisen.

Die Darstellung der experimentellen Arbeit gliedert sich in folgende Kapitel: Ein Überblick zum experimentellen und theoretischen Forschungsstand der Transition wird in Kapitel **2 Transition der Plattengrenzschichtströmung** mit besonderer Berücksichtigung des turbulenten Spots gegeben. Das verwendete berührungsfreie Meßverfahren, das *Particle Image Velocimetry* (PIV), und seine Erweiterung zu Stereo und Multiplane PIV, das erstmalig an turbulenten Spots eingesetzt wurde, wird im Kapitel **3 Meßtechnik** näher beschrieben. Es ermöglicht in relativ kurzer Zeit die Erfassung einer grossen Anzahl von momentanen Meßdaten in je einer Ebene der Strömung, aus denen momentane Geschwindigkeitsvektorfelder mit einer hohen räumlichen Auflösung ermittelt werden können. Bisherige punktförmige und zeitschreibende Meßverfahren, sowie *Direkte Numerische Simulationen* (DNS), erhalten durch PIV eine leistungsstarke Ergänzung in der Behandlung strömungsphysikalischer Fragestellungen im Bereich der Transition. Die verschiedenen experimentellen Aufbauten und die Durchführung der PIV Messungen an den künstlich angeregten Plattengrenzschichtströmungen werden im Kapitel **4 Experimentelle Durchführung** erläutert. Geschwindigkeitsvektorfelder und Resultate der weiteren Auswertung, die u.a. mit Hilfe statistischer Verfahren und Differentialoperatoren erarbeitet wurden, werden mit einer in die strömungsmechanischen Problemstellungen einführenden Beschreibung in Kapitel **5 Ergebnisse** dargestellt. Eine ausführliche Interpretation und Diskussion der erzielten Ergebnisse vor dem Hintergrund bisheriger Forschungen, dem aktuellen Stand des Wissens und möglicher Erklärungsmodelle folgt dann mit dem Kapitel **6 Diskussion der Ergebnisse**. Den Abschluss der vorliegenden Arbeit bildet das Kapitel **7 Zusammenfassung und Ausblick** mit einer Herausstellung der wesentlichen Ergebnisse, sowie einem Ausblick auf die sich entwickelnden Möglichkeiten der Meßtechnik und Numerik, in enger Zusammenarbeit offen gebliebene Fragen der Transition und Turbulenz von wandbegrenzten Strömungen zu bearbeiten.

2 Transition der Plattengrenzschichtströmung

2.1 Kontrollierte Anregung der Transition

Historisch gesehen ist neben der Rohrströmung konstanten Durchmessers die Transition der ebenen, zweidimensionalen Plattengrenzschicht ohne Druckgradient, der sogenannten Blasiusgrenzschicht, erster akademischer Gegenstand von detaillierten Grundlagenuntersuchungen geworden [2] [3] [4]. Sie kann als beispielhafte theoretische und experimentelle Grundlage für das Verständnis des allgemeinen Szenarios der Transition vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand der Grenzschicht betrachtet werden. Ab einer von den Randbedingungen und der Anströmgeschwindigkeit abhängigen Grenze, der kritischen Reynoldszahl, werden bestimmte Störungen in der Grenzschicht stromab angefacht. Die Störungen können dabei künstlich eingebracht werden oder den Randbedingungen entspringen. Dabei hat sich eine Unterscheidung der Grenzschichtentwicklung zwischen einem linearen und einem nicht-linearen Bereich als sinnvoll für die Beschreibung des gesamten Szenarios bis zur vollausgeprägten turbulenten Grenzschicht herausgestellt. Der lineare Bereich kann für den inkompressiblen Fall als der uneingeschränkte Geltungsbereich der linearisierten Navier-Stokes-Gleichungen, der sogenannten Orr-Sommerfeld Störungsdifferentialgleichung (1):

$$(U - c)(\phi'' - \alpha^2 \phi) - U''\phi = \frac{i\nu}{\alpha}(\phi'''' - 2\alpha^2 \phi'' + \alpha^4 \phi) \quad (1)$$

angesehen werden, deren Lösung die exponentielle Anfachung oder Dämpfung von Störungen des Grundströmungsprofils beschreibt. Liegen bei einer gegebenen Reynoldszahl im Spektrum der Störungen Frequenzen vor, die stromab angefacht werden, so entstehen die sogenannten Tollmien-Schlichting-Wellen (TS-Wellen), die als longitudinale Dichte- und Geschwindigkeitsschwankungen in Strömungsrichtung mit spannweitiger Ausdehnung innerhalb der Grenzschicht auftreten. Für die Stromfunktion Ψ jeder Teilwelle oder Mode wird ein Ansatz durch Gleichung (2)

$$\Psi(x, y, t) = \phi(y)e^{i(\alpha x - ct)} \quad (2)$$

gemacht, wobei $\alpha = 2\pi/\lambda$ die Wellenzahl und $\phi(y)$ die Amplitudenfunktion ist. Mit dem komplexen Exponenten $c = c_r + ic_i$ geht mit c_r die Wellenausbreitungsgeschwindigkeit und mit c_i die Anfachungsrate der Welle in den Ansatz ein.

Mit den Randbedingungen ϕ und $\phi' = 0$ für $y = 0$ und $y = \infty$ wird die Differentialgleichung zu einem Eigenwertproblem, das über die Reynoldszahl und den Frequenzraum die Berechnung eines Skalarfeldes von Eigenwerten für c_i ermöglicht. Das so ermittelte Feld wird Instabilitätsdiagramm der jeweiligen Grenzschichtströmung genannt. Diese lineare Beschreibung hat aber nur Geltung, wenn die in die Grenzschichtströmung eingekoppelten Störungen kleiner als etwa 1% der Aussenströmung sind, um unmittelbar nicht-lineare Effekte auszuschliessen. In dieser theoretischen Betrachtung können zudem nur zweidimensionale Störungen und ihre lineare Entwicklung, Zerfall oder Anfachung, beschrieben und vorhergesagt werden. Eine Darstellung des Instabilitätsdiagramms für die in dieser Arbeit untersuchte Plattengrenzschichtströmung

ohne Druckgradient ist in Abbildung 2 zu sehen. Die Reynoldszahl $Re = U_\infty \delta_r / \nu$ wird hier mit der Bezugsgrösse der Blasiuslänge $\delta_r = \sqrt{\nu x / U_e}$ gebildet, so dass in dem Fall mit verschwindendem Druckgradienten, also $U_e = U_\infty$, diese Reynoldszahl auch direkt aus der Wurzel der mit der Lauflänge gebildeten Reynoldszahl $Re = \sqrt{Re_x}$ bestimmt werden kann. $F = (2\pi f \nu / U_\infty^2) \cdot 10^6$ repräsentiert in der Abbildung 2 die dimensionslose Frequenz der 2D-Störwelle. Innerhalb des Gebietes, das im Diagramm von der Neutralkurve mit $c_i = 0$ begrenzt ist, werden Störungen angefacht, ausserhalb gedämpft. Erweiterte Rechnungen erlauben es, das Diagramm um die Dimension des Phasenraums, resp. verschiedener Schräglaufwinkel, der Störwellen zu erweitern. Der angefachte Bereich innerhalb der Neutralkurve stellt dann ein dreidimensionales Skalarfeld komplexer Koeffizienten c_i dar.

Abbildung 2: Instabilitätsdiagramm mit Neutralkurve $c_i = 0$

Für die Betrachtung des nicht-linearen Bereichs, in dem mehrere, vor allem dreidimensionale, schräglauflende Moden der angefachten TS-Wellen miteinander koppeln können und der Energietransport von der Aussenströmung auf nicht-linear angefachte Moden dominant wird, müssen die vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen zur Grundlage genommen werden. Die Berechnung der zeitlichen und räumlichen Entwicklung der Strukturen der transitionellen Grenzschichtströmung kann mit geeigneter Parametrisierung und vereinfachenden Annahmen über die Randbedingungen aufgrund der mathematischen Eigenschaften dieser Differentialgleichungen ausschliesslich numerisch erfolgen. Wegen der nötigen Diskretisierung bei der numerischen Simulation kann allerdings niemals der vollständige Frequenz- und Phasenraum zur Verfügung stehen, was aber bei aufwendigen Direkten Numerischen Simulationen (DNS) nur im sehr späten nicht-linearen und vor allem kleinskaligen Prozess des turbulenten Zusammenbruchs, des sogenannten *breakdown*, Abweichungen von experimentellen Ergebnissen zur Folge hat.

Die Instabilitäten, die das komplexe Szenario der Grenzschichttransition bestimmen, werden entsprechend ihres Auftretens stromab der Plattenvorderkante durchnummeriert: Die sogenannte primäre Instabilität führt bei gegebener Anströmgeschwindigkeit U_∞ zu einer frequenzselektiven Anfachung von TS-Wellen. Der instabile Frequenzbereich ist reynoldszahlabhängig und enthält, neben weniger verstärkten benachbarten, jeweils eine maximal angefachte Wellenlänge, die dem c_i -Maximum des Instabilitätsdiagramms in Abbildung 2 entspricht. In den weiteren nicht-linearen Instabilitätsentwicklungen führt dies zur Anfachung des entsprechenden höherharmonischen und auch eines breiten subharmonischen Frequenzbereiches, der sogenannten "(0;0)-Mode" in der Frequenz-Querwellennummerierung, die das Grundströmungsprofil sehr niederfrequent beeinflusst. Die Nummerierung der Frequenzen und Querwellen erfolgt sinnvollerweise nur bei solchen Formen der künstlichen Anregung der Transition oder den Ergebnissen der DNS, bei denen mit definierten periodischen Störungen gearbeitet wird: Die Frequenz einer eingebrachten 2D-Störwelle wird durch Normierung gleich (1;0) gesetzt, die erste höherharmonische heisst dann entsprechend (2;0). Querwellen werden in diesem System bei einem festem Phasenwinkel und gleicher Frequenz (1;1) etc. genannt und daraus entstehende ausschliesslich spannweite Wellen (wie im Oblique-Typ Transition (s.u.)) z.B. (0;2).

Abbildung 3: Anordnung der Strömungsstrukturen bei drei verschiedenen, kontrolliert angeregten Transitionsszenarien: K-, H- und Oblique-Typ (von oben nach unten)

Die ab einer bestimmten Amplitude der Anfachung der TS-Wellen auftretende sogenannte sekundäre Instabilität sorgt für die Entwicklung räumlich ausgedehnter, generischer Strukturen, i.d.R. Λ -Strukturen, die durch Einkoppelung spannweitig laufender, dreidimensionaler Störungen in die angefachten Wellen entstehen. Die Grundströmung wird aufgrund der hohen Amplituden der zweidimensionalen Störwellen moduliert und als Folge dessen sensitiv gegenüber dreidimensionalen Störungen. Diese Sekundärinstabilität ist durch verschiedene Wellenkopplungsmodelle zwischen zweidimensionaler und dreidimensionaler Störung beschreibbar [5]. Es kann bei einfachen Anregungstypen sowohl zur Ausbildung der fundamentalen Resonanz, auch K-Typ (Resonanz zwischen zweidimensionaler Störwelle und dreidimensionalen Störungen, deren Wellenzahlen denen der Höherharmonischen der Fundamentalschwingung entsprechen, benannt nach Klebanoff [6]), als auch zur Ausbildung der subharmonischen Resonanz, auch H- oder N-Typ (Resonanz zwischen zweidimensionaler Störwelle und dreidimensionalen Störungen, deren Wellenzahlen denen der Subharmonischen der Fundamentalschwingung entsprechen) kommen. Der hauptsächliche Unterschied zwischen beiden Resonanzen zeigt sich im Experiment durch die unterschiedliche Anordnung der sogenannten Λ -Strukturen (s. Abb. 3), die das Ergebnis der Sekundärinstabilität sind. Bei dem K-Typ der Transition sind die Λ -Strukturen stromab nacheinander angeordnet und die Spannweite der Plattengrenzschicht lässt sich in eine *peak*- und eine *valley*-Ebene aufteilen, wobei die *peak*-Ebene die Λ -Strukturen in Strömungsrichtung mittig schneidet und die *valley*-Ebene spannweitig zwischen den Λ -Strukturen liegt. Beim H-Typ der Transition folgen die Λ -Strukturen der Strömung in einer spannweitig versetzten Anordnung, so dass eine Reihe dieser Strukturen jeweils einer spannweitig um 90° versetzten folgt. Als dritte Möglichkeit der Wellenkoppelung wurde die Anfachung von ausschliesslich dreidimensionalen Störungen, die als zwei spannweitig schräglauende Wellen in die Grenzschicht eingebracht werden können, theoretisch [7], numerisch [8], wie experimentell [9] [10] als Oblique-breakdown oder Oblique-Typ der Transition beschrieben und bestätigt. Eine Übersicht der entstehenden räumlichen Transitionsstrukturen bei den drei hier beschriebenen künstlichen Anregungen liefert die Abbildung 3.

Der Oblique-Typ Transition ist durch eine andere Weise der Anfachung von Störwellen charakterisiert: Die ausschliesslich in den zwei Schräglauformen $(1;\pm 1)$ in der Frequenz-Querwellennummerierung initiierten Störwellen koppeln früh nicht-linear zu dominanten $(0;2)$ - und $(1;3)$ -Moden, deren Kombination durch spannweitig nebeneinander angeordnete, wellige Streifenstrukturen verschiedener Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet ist. Diese streifenförmigen, spannweitig alternierenden Gebiete mit höheren und niedrigeren u -Geschwindigkeiten vergrössern ihre Amplitude relativ zum spannweitigen Mittel zunächst stromab und führen, u.a. bedingt durch die damit verbundenen grossen Geschwindigkeitsgradienten an den Übergängen dieser Streifen, zur Bildung von ungeordneten, turbulenten Strukturen [8]. Eine detaillierte Darstellung dieses im Prozess des *breakdown* befindlichen Transitionstyps wird als ein Teil der Ergebnisse dieser Arbeit präsentiert werden.

Im weiteren Verlauf der Instabilitätsentwicklung des fundamentalen Transitionstyps wird der *breakdown* durch die periodische Ausbildung von Scherschichten an der Spitze über den Λ -Strukturen eingeleitet, die als eine Folge der Wechselwirkung dieser Wirbelstrukturen, die starke lokale Wirbelstärken in Spannweitenrichtung aufweisen,

mit der Grundströmung angesehen werden können. Die Ausbildung und der Zerfall dieser Scherschichten sind sehr kurzlebig und dennoch maßgeblich verantwortlich für die Entwicklung höherer Instabilitätsformen (tertiäre Instabilität) und die Entstehung von Turbulenz. Die sehr begrenzte Lokalität dieser Ereignisse, die bislang nur mit Hitzdrahtsonden anhand der im Zeitsignal auftretenden impulsartigen Spitzen, der sogenannten *Spikes* oder *Peaks*, beobachtet worden sind, bedarf allerdings weiterer detaillierter Untersuchungen. Die quantitative Auflösung der räumlichen Struktur der damit verbundenen Wirbel wird ein weiteres Teilergebnis der vorliegenden Arbeit darstellen. Kachanov et al. [11] konnten mittels Hitzdrahtsonden für den K-Transitionstyp an bestimmten Orten in der Grenzschicht das Auftreten von Ein-Spike bis hin zu Multi-Spike Stadien zeigen. Das Auftreten dieser Spikes und der damit verbundenen Scherschichten kann mit Hilfe eines nicht-linearen Wellenkopplungsmodells erklärt werden [12]. Dieses Phänomen der mehrfachen Ausbildung der Spikes an der Spitze des Lambdawirbels wurde für den monofrequent angeregten K-Transitionstyp mit der räumlichen Direkten Numerischen Simulation schon berechnet [13]. Hier hat sich nach neuesten Rechnungen und begleitenden Experimenten [14] gezeigt, dass sich ein Gebiet grosser Scherung, niederen Drucks und hoher stochastischer Anteile der Geschwindigkeitsschwankungen direkt unterhalb dieser Spikes in Wandnähe bildet. Zugleich liegt dieses Gebiet im Überlappungsbereich von zwei stromab aufeinanderfolgenden Λ -Strukturen, der durch die Streckung dieser Strukturen in Strömungsrichtung entsteht. Welche Wechselwirkung auch immer zur Entstehung der ungeordneten Strömung beiträgt, es besteht in der Literatur Einigkeit darüber, dass die Spikes, die auch als Abfolge starker, in wandfernere Bereiche abwandernde Haarnadelwirbel, besser bekannt als *Hairpin*-Wirbel, angesehen werden können, ein wesentlicher Ausgangspunkt für eine Kaskade von Ereignissen ist, die letztendlich in die turbulente Grenzschichtströmung münden. Es wird u.a. die Ansicht vertreten, die ausgebildete turbulente Grenzschichtströmung sei als ein Prozess permanenter Transition zu betrachten, bei dem Wirkungen und Ursachen in einem wechselseitigen, mittleren Gleichgewicht stehen. Der detaillierte Prozess des *breakdown* ist allerdings selbst für einen einfachen, künstlich angeregten Fall dermassen komplex, dass zu einem vollständigen Verständnis noch sehr viel Forschung betrieben werden muss. Einen Beitrag zur Beschreibung der räumlichen Strukturen dieses komplexen Prozesses, der sich den Möglichkeiten der numerischen Simulation bisher weitgehend entzieht, soll mit den Ergebnissen der vorliegende Arbeit geliefert werden.

Neben den kontrollierten Transitionsexperimenten mit relativ einfachen Anregungsweisen, die bisher schematisch in drei unterschiedliche Transitionsszenarien unterteilt wurden, dem K-, H- und Oblique-Typ, werden sehr viel komplexere Arten der Transition beobachtet, die nur noch im linearen Stadium einen geordneten Weg der Störungsentwicklung erkennen lassen. Ab einer bestimmten Reynoldszahl führen diese Grenzschichtströmungen über das stochastische Auftreten von lokalen, turbulenten Gebieten, den turbulenten Spots, zum globalen *breakdown*. Dies gilt insbesondere für die "freie" Transition. Bei der Bypass-Transition, die im nächsten Abschnitt näher erläutert werden soll, wird der lineare Anfachungsweg gänzlich übersprungen und es tauchen nach nicht-linearen Strukturbildungsmechanismen spontan turbulente Gebiete auf.

2.2 Bypass-Transition und turbulente Spots

Bei der Bypass-Transition, die bei sehr hohen Anregungsamplituden, der Einkoppelung stochastischer und multifrequenter Störungen oder grosser Anströmturbulenz entsteht, wird die lineare Anfachung der TS-Wellen "übersprungen" (*bypass*) und es kommt u.a. abrupt zu lokalen oder räumlich stochastisch auftretenden turbulenten Spots, die erst weiter stromab durch Zusammenwachsen zum *breakdown* auf der gesamten Spannweite der Platte oder eines Tragflügels beitragen [15] [16].

Turbulente Spots können, angeregt durch lokale, gepulste Störungen hoher Amplitude, selbst im späten subkritischen Reynoldszahlenbereich in einer laminaren Umgebung unmittelbar stromab des Ortes der Störung entstehen und sich als Struktur stromab erhalten und anwachsen. Sie wurden erstmalig experimentell von Schubauer und Klebanoff 1956 [17] eingehender untersucht, wobei z.B. der halbe Winkel des lateralen Wachstums mit $11,3^\circ$ angegeben wurde. Eine solche durch eine lokale Störung erzeugte turbulente Struktur, aufgenommen in einer laminaren Plattengrenzschicht, ist in einer wandnahen Visualisierung von Gad-el-Hak et al. [18] in Abbildung 4 mit ihrer charakteristischen Pfeilkopfform auf der rechten Seite der Gesamtstruktur zu sehen (Strömung von links). Die linke Hälfte der Gesamtstruktur zeigt die erhaltenen, wandnahen Streifen, sogenannte *Streaks*, die sich im "Nachlauf" des Spots stromauf befinden.

Abbildung 4: Sichtbarmachung eines turbulenten Spots in Wandnähe (Strömung von links) (Gad-el-Hak et al. 1981 [18])

Das Wachstumsverhalten des Spots in Strömungsrichtung und sein spannweitiger Ausbreitungswinkel hängt von der Reynoldszahl ebenso ab, wie von dem vorgefundenen Druckgradienten [19] und den Strömungsbedingungen in der unmittelbaren Nachbarschaft. Dabei hat ein positiver Druckgradient in Strömungsrichtung allgemein destabilisierende Wirkung und führt zu einem schnelleren Spotwachstum. Die kritische Reynoldszahl, ab der nach der linearen Stabilitätstheorie alle Störungen eines bestimmten Frequenzbereichs angefacht werden, ist dann zu kleineren Reynoldszahlen hin verschoben. Die Erzeugung von turbulenten Strukturen stromab einer solchen starken, gepulsten Störquelle wird in Direkten Numerischen Simulationen (DNS) mit einer Wirbelwechselwirkung eines primären *Hairpin*-Wirbels mit einem unmittelbar durch lokale Druckgradienten stromauf gebildeten sekundären Wirbel erklärt [20]. Die Selbsterhaltung und Entwicklung des turbulenten Spots ist allerdings noch nicht hinreichend geklärt, auch wenn es mittlerweile diverse, sich überschneidende Modellvorstellungen gibt, die aus bisherigen ensembledemittelten Datensätzen oder Visualisierungsexperimenten abgeleitet wurden. Dem aus Mittelungen gewonnenen Bild des Spots entsprach die Vorstellung, der Spot könne als *eine* kohärente Struktur behandelt werden. Ein Problem stellt dabei das Einsaugen von nicht drehungsbehafteter Aussenströmung in den Spot, das sogenannte *Entrainment*, dar. Es wird im wesentlichen an der Hinterkante des Spots lokalisiert [21]. Das Fluid sei dann im Inneren erheblichen Beschleunigungen unterworfen. Ein weiterer Ort des Entrainments ist im Überhanggebiet an der Vorderkante des Spots gefunden worden, das aus einer Görtlerinstabilität hergeleitet wird. Dass die diesen Überlegungen zugrundegelegten Betrachtungen ensembledemittelter Spots und Partikeltrajektorien nicht hinreichen können, um die Dynamik des Spots zu beschreiben, wird von Cantwell et al. [21] selbst festgestellt. Dazu bedürfte es nach seiner Meinung räumlich und zeitlich aufgelöster Messungen, die Geschwindigkeits- und Vorticity-Korrelationen der im Spot enthaltenen (Sub-)Strukturen ermöglichen können, um ein Verständnis des turbulenten Impulsaustausches und des Entrainments zu erhalten. Genau diese wesentlichen Ergebnisse sollen mit Hilfe eines erweiterten PIV Meßverfahrens in der vorliegenden Arbeit hervorgebracht werden.

Viele Beobachtungen bei Experimenten, bei denen die Fluidbewegungen durch gezielte Beimengungen farblicher Substanzen visualisiert werden konnten, zeigen hingegen, dass es an der Hinterkante des Spots zur Ausbildung von Strukturen kommt [18], die später als lokal begrenzte $\omega_{x,y}$ -Wirbel, sogenannte *Hairpin*-Wirbel identifiziert wurden [22]. Diese Wirbel sind ca. 45° stromab geneigt und besorgen den Transport von wandnahe Fluid in die Aussenströmung und vice versa [23]. Die Art der Instabilität, die dieser pulsartigen Wirbelbildung zugrunde liegt, ist bisher nicht bekannt. Vermutungen, die eine Interaktion von stromab entstandenen *Hairpin*-Wirbeln mit den wandnahen Streifen unterschiedlicher u -Geschwindigkeit, die stromauf hinter dem Spot in Wandnähe verharren, als Ursache für die Entstehung neuer, nachfolgender *Hairpin*-Wirbel an der Hinterkante heranziehen, gewinnen ihre Plausibilität aus Betrachtungen der vollturbulenten Grenzschichtströmung [23].

Demgegenüber sind TS-Wellen, die im Nachlauf der spannweiten Enden eines turbulenten Spots gemessen wurden [24], mit einer Ausbreitungsgeschwindigkeit von etwa $0,35 \cdot U_\infty$ stromab zu langsam, um wie bei bestimmten kontrollierten Transitionsszenarien die Ausbildung solcher Spikes zu verursachen; sie folgen dem Spot

an seinen lateralen Enden, den "Flügelspitzen", eher passiv, verschwinden in der "beruhigten" Region direkt stromauf des Spots und sind vermutlich Folge der turbulenten Störungen selbst, die eine reynoldszahlabhängige, bevorzugte Wellenlänge in der umgebenen laminaren Grenzschicht anregen. Untersuchungen zeigen, dass dieses dem Spot folgende Wellenpaket ebenfalls einen transitionellen *breakdown*-Prozess vollziehen kann, wenn die umgebene laminare Grenzschicht instabil ist [25]. Inwieweit diese TS-Wellen mit den wandnahen Streifen wechselwirken können, um eine Instabilität des herannahenden Fluids und damit das Wachstum des Spots selbst zu beeinflussen, ist allerdings ebenfalls nicht geklärt.

Die an der Hinterkante des Spots entstehenden *Hairpin*- oder *Horseshoe*-Wirbel bilden nach verbreiteter Ansicht die dominanten Substrukturen des Spots [22] [26] und konvektieren mit einer gleichbleibenden Geschwindigkeit stromab [23], die allerdings vom Wandabstand abhängt. Dieser Wirbelbildungsprozess an der Hinterkante des Spots ist nach allgemein geteilter Ansicht wesentlich für das Wachstum des Spots verantwortlich. Der Unterschied zwischen den häufig synonym gebrauchten Begriffen *Hairpin*- und *Horseshoe*-Wirbel ist in den beiden Modellvorstellungen hauptsächlich im wandnahen Bereich zu finden, wo der *Hairpin*-Wirbel noch zusätzlich zwei wandparallele, in Strömungsrichtung weisende und gegensätzlich rotierende Wirbelachsen mit axialen Vorticitykomponenten aufweist, die in ihrem schmalen Zwischenraum Fluid in positive y -Richtung transportieren. Neuere Modifikationen des *Hairpin*-Wirbelmodells sehen allerdings von zwei wandnahen Wirbelachsen ab und gehen eher von einseitigen Scherschichten oder quasi-axialer Vorticity aus [27]. Unstrittig ist der wandfernere Teil dieser Wirbelstruktur, deren symmetrische Idealvorstellung allerdings durch Visualisierungsexperimente an turbulenten Grenzschichten schon relativiert wurde: Demnach sind seitenlastige Wirbelpaare, die sich im Mittel allerdings ausgleichen, erheblich häufiger als symmetrische. Da die in dieser Arbeit gefundene Form des durchschnittlichen Wirbels eher der der Haarnadel entspricht, wird im weiteren die Bezeichnung *Hairpin*-Wirbel für die dominierende Substruktur des Spots verwendet. Einige Eigenschaften dieser *Hairpin*-Wirbel weisen innerhalb des Spots allerdings noch mehr Besonderheiten auf.

Eine eingehende Untersuchung dieser Substrukturen bildet aufgrund ihrer wesentlichen Funktion für den turbulenten Austausch innerhalb des Spots einen Schwerpunkt der Analyse der Ergebnisse und ihrer Diskussion in der vorliegenden Arbeit. Der durch diese *Hairpin*-Wirbel entstandene Impulsaustausch zwischen der Wand und der Aussenströmung ermöglicht eine Kaskade des Wirbelzerfalls, die durch lokale Instabilitäten von grossen zu immer kleineren Wirbeln und schliesslich zur Dissipation führt, was ein rapides Wachstum von hochfrequenten Fluktuationen ermöglicht. Dieser Prozess schlägt sich im Auffüllen des Störspektrums nieder, das die turbulenten Grenzschichten allgemein charakterisiert. Durch die Dynamiken der Strömung an der Hinterkante des Spots bewegt sich diese nur mit etwa $0,67 \cdot U_\infty$, während sich die Vorderkante mit bis zu $0,87 \cdot U_\infty$ stromab bewegt [21].

Der Spot wächst demnach in erster Linie in Strömungsrichtung; er hat zudem aber Bereiche an der Hinterkante, "Flügelspitzen" rechts und links der Zentrallinie $z = 0$, die ebenfalls eine grosse Dynamik aufweisen und den Spot in die Form einer Pfeilspitze bringen. Diese Flügelspitzen werden durch das laterale Wachstum des Spots gebildet, das laut [18] durch die Störung der umgebenen instabilen, laminaren Grenz-

Abbildung 5: Skizze des Wachstums eines künstlich erzeugten turbulenten Spots in einer laminaren Grenzschichtströmung

schicht durch die Spotstrukturen selbst initiiert wird. Eine Skizze des qualitativen Stromabwachstums eines künstlich erzeugten Spots mit seiner spezifischen Ausdehnung und Form, ist in [Abbildung 5](#) zu finden. Die Grenze des Spots kann durch einen Schwellenwert von U_{tsg} , dem Betrag der einzelnen Komponenten der *turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit*, definiert werden, wie es in Gleichung (3) dargestellt ist:

$$U_{tsg} = \sqrt{u'^2 + v'^2 + w'^2}. \quad (3)$$

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit $\sqrt{u'^2}$, $\sqrt{v'^2}$ und $\sqrt{w'^2}$ und die entsprechenden Felder mit der Abkürzung tsg- als Präfix benannt. Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit (tsg) ist *formal* gleichbedeutend mit der allgemein verwendeten mathematischen Notation "rms" von *root mean square*. Dabei ist u' die Schwankung der Geschwindigkeit, d.h. die lokale, momentane Abweichung vom Mittelwert der Geschwindigkeitskomponente $\bar{u}$ in Hauptströmungsrichtung x , und v' und w' die entsprechenden momentanen Geschwindigkeitsschwankungen in die wandnormale y - und spannweite z -Richtung.

Das laterale Wachstum des Spots ist abgesehen von dem direkten Vorgang der Störeinkopplung annähernd linear und seine normale Ausdehnung überragt die laminare Grenzschicht mit zunehmender Wachstumszeit deutlicher. Stromauf direkt hinter dem Spot befindet sich eine Region laminarer Grenzschichtströmung mit einem aufgefüllten Grenzschichtprofil, d.h. höhere Geschwindigkeiten sind schon in geringerem

Wandabstand zu messen als in der umgebenen laminaren Grenzschicht [28]. Diese beruhigte Region stromauf des Spots hat für sich dem Spot näherndes Fluid bis zur Hinterkante allerdings einen positiven Druckgradienten [29]. In direkter Wandnähe sind z.B. bei Visualisierungen (s. [Abb. 4](#)) streifenförmige Strukturen als "Nachlauf" des Spots zu erkennen, die über den turbulenten Charakter der Gesamtstruktur Auskunft geben, da sie als erhaltene wandnahe Streifenstrukturen, sogenannte *Streaks*, des Übergangs zur viskosen Unterschicht, wie bei einer vollturbulenten Grenzschicht, interpretiert werden können [18]. Entsprechend der Entwicklungsgeschichte des Spots verbleiben diese Streifen am längsten in der Zentrallinie. Andere Eigenschaften der vollturbulenten Grenzschichtströmung, wie z.B. der sogenannte "logarithmische Bereich", bilden sich beim turbulenten Spot erst noch heraus und zeigen Abweichungen zum in der Literatur beschriebenen logarithmischen Wandgesetz.

Bei grosser Anströmturbulenz ($> 3\%$) entwickeln sich zunächst streifenförmige Strukturen in der Grenzschicht, die einem algebraischen Wachstumsprozess unterliegen. Diese beginnen plötzlich mit kurzweiligen Oszillationen bevor die Störungen spontan zur Bildung eines turbulenten Spots führen [30]. Ergebnisse numerischer Simulationen zeigen, dass die Streifen niedriger u -Geschwindigkeit sich in wandfernere Regionen heben und dort durch Interaktion mit den Strukturen der Anströmturbulenz zur Ausbildung von kleinskaligen Wirbelstrukturen führen, die wiederum die Initiation eines turbulenten Spots einleiten [31]. Diese Spots werden aufgrund ihres Entstehungsmechanismus' an der oberen Grenze der Grenzschicht "*up-down*"-Spots genannt und weisen nicht die gleichen symmetrischen Eigenschaften eines Spots auf, der durch lokale wandnahe Störungen verursacht wird.

Unterschiedliche Szenarien entstehen bei der "freien" oder "natürlichen" Transition, bei der multifrequente und stochastische Störungen einkoppeln, von denen im linearen Bereich entsprechend der linearen Stabilitätstheorie ein Bereich bevorzugter Frequenzen angefacht wird ("TS-Hügel"), deren spätes nicht-lineares Instabilitätsverhalten und der Umschlag in die Turbulenz aber noch wenig verstanden sind. Die Kopplung der stochastischen und der multifrequenten Störungen verursacht hierbei ebenfalls häufig das Auftreten turbulenter Spots. Die bei diesem Transitionsszenario entstehende Fragestellung umfasst u.a. die Schwierigkeit (oder Unmöglichkeit), bei nicht-linearen Prozessen vom gegebenen Resultat aus die entsprechende Ursache zu rekonstruieren. Detaillierte Informationen über die Mechanismen und Strukturwechselwirkungen der späten Transitionsentwicklung sind eine wichtige Voraussetzung, um die Charakteristik der natürlichen Transition und das Wachstum des turbulenten Spots als komplexes Problem verstehen zu können. Um diese Strukturen und ihre Eigenschaften räumlich untersuchen zu können, bedarf es dementsprechend auch eines räumlich auflösenden Meßverfahrens.

Particle Image Velocimetry (PIV) ist für die Geschwindigkeitsmessung der Strömungsstrukturen der transitionellen Grenzschicht sehr gut geeignet, um räumlich hochaufgelöste, und mit Hilfe von Stereo PIV, alle drei momentane Komponenten der Geschwindigkeit umfassende Daten berührungsfrei zu erfassen. Da es mit dem PIV Meßverfahren möglich ist, innerhalb kurzer Zeit eine grosse Anzahl von Realisationen der Strömung in je einer Ebene abzubilden, können nach der Auswertung der PIV Bilder lokal Trennungen der Geschwindigkeitskomponenten in Mittelwerte und Schwankungsgrößen entsprechend des Reynoldsen Ansatzes zur statisti-

schen Erfassung von turbulenten Strömungsstrukturen vorgenommen werden. Für die Betrachtung des turbulenten Spots ist die lokale Mittelwertbildung aller gemessenen Geschwindigkeitskomponenten $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ über ein Ensemble von Realisationen, die Berechnung der momentanen Geschwindigkeitsschwankungen (u', v', w') und der entsprechenden tsg-Komponenten (s.o.) aus dem durch PIV gewonnenen Satz momentaner Geschwindigkeitsvektorfelder ein wesentlicher Einstieg in die statistische Beschreibung seiner turbulenten Eigenschaften. Diese tsg-Komponenten liegen durch Ensemblemittelungen des Spots in der räumlichen Auflösung der jeweiligen Geschwindigkeitsvektorfelder vor, so dass durch quadrieren und Multiplikation mit der Dichte $\rho/2$ eine lokale Zuordnung der mittleren turbulenten kinetischen Energie der einzelnen Schwankungskomponenten möglich ist.

Spezielle Erweiterungen der Meßtechnik (siehe Kapitel 3) und der Auswertelgorithmen ermöglichen darüberhinaus die Errechnung von Spektren, von Raum-Zeit-Korrelationen, der (momentanen) Reynoldsen Spannungen $((u'v')$ u. $\overline{u'v'})$ und von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen, im folgenden abgekürzt mit PDF von *Probability Density Function*. Diese weitergehenden statistischen Auswerteverfahren werden in ihrer Anwendung und strömungsphysikalischen Bedeutung dann jeweils im Kapitel 5 Ergebnisse anhand der Darstellung der Resultate aus den speziellen PIV-Messungen an turbulenten Spots erläutert. Im nächsten Kapitel werden die Grundprinzipien des PIV Meßverfahrens und insbesondere seine Erweiterung zu einem stereoskopischen und mehrere Meßebenen umfassenden Meßsystem behandelt.

3 Meßtechnik

3.1 Grundlagen der Particle Image Velocimetry (PIV)

Abbildung 6: PIV-Prinzip

Durch Anwendung des Particle Image Velocimetry (PIV) Meßverfahrens können momentane zweidimensionale Geschwindigkeitsvektorfelder aus zwei zeitlich genau bekannten Abbildungen von Streupartikeln in einer Ebene der Strömung bestimmt werden: Das Prinzip von PIV basiert auf der physikalischen Definition der Geschwindigkeit als Differenzenquotient. Aus der während einer definierten Zeitspanne Δt zurückgelegten Wegstrecke Δx und Δy eines Ensembles von der Strömung zugesetzten, schlupffrei folgenden Streupartikeln (mit $d_p \approx 1 \mu m$ in Luft) wird die momentane Geschwindigkeit an einer Stelle der Strömung durch ein lokales Mittelungsverfahren bestimmt. Dazu wird ein ebener Laserlichtschnitt konstanter Dicke in die zu untersuchende Strömung eingebracht und die Streupartikel mit Hilfe eines PulsLasers mit zwei Oszillatoren zweimal hintereinander in einem zeitlichen Abstand von einigen μsec und einer Pulslänge von ca. $6 ns$ pro Puls beleuchtet (s. Abb. 6). Wenn der Partikeldurchmesser in der Größenordnung der Wellenlänge des Laserlichtes (beim verwendeten Nd:YAG-Lasern $\lambda = 532 nm$) ist, besitzt das Partikel die Streueigenschaften, die in den Gesetzmässigkeiten der Mie-Streuung beschrieben sind. Für ein kugelförmiges $1 \mu m$ -Ölpartikel in Luft gilt die winkelabhängige Intensitätsverteilung des gestreuten Lichts in Abbildung 7.

Mit einer Aufnahmeoptik und einem parallel zum Lichtschnitt angebrachten optischen Sensor können die Projektionen der Partikelverschiebungen auf die Lichtschnittebene beugungsbegrenzt abgebildet werden. Ein Minimum des beugungsbegrenzten Durchmessers d_{min} des Partikelbildes kann durch die Näherungsformel in Gleichung

(4) angegeben werden, mit $f_{\#}$ als dem Verhältnis der Brennweite zur Apertur und M dem Abbildungsmaßstab.

$$d_{min} = 2,44 f_{\#} (M + 1) \lambda \quad (4)$$

Durch Einflüsse der geometrischen Abbildung und optische Aberrationen ergibt sich allerdings üblicherweise ein Partikelbilddurchmesser von etwa $20 \mu m$.

Abbildung 7: Winkelabhängige Intensitätsverteilung der Mie-Streuung in der Ebene der Lichtausbreitung mit $\lambda = 532 nm$ an einem $1 \mu m$ -Ölpartikel in Luft

Durch eine geeignete CCD-Sensortechnik (*Charge Coupled Device*, im wesentlichen eine flächige Anordnung lichtempfindlicher Halbleiter mit der Eigenschaft elektrische Ladungen zu speichern) kann das Streulicht der aufeinanderfolgenden Partikelbeleuchtungen auf zwei getrennten Bildern aufgenommen und damit eindeutig die Partikelversatzrichtung bestimmt werden. Die elektrischen Ladungsverteilungen der diskreten, lichtempfindlichen Flächen des CCD-Sensors werden dann ausgelesen, mit Hilfe einer A/D-Wandlerkarte, einer sogenannten *Framegrabber*-karte, digitalisiert und auf dem Rechner als Graustufenbild rekonstruiert. Die Auswertung der digitalen Partikelbilder erfolgt dann rechnergestützt: Um in der Meßebe eine regelmässige Gitter der Aufpunkte der zu berechnenden Geschwindigkeitsvektoren zu gewährleisten und eine komplizierte Bildverarbeitung zu vermeiden, wird ein statistisches Auswerteverfahren angewandt, das mit der Rückprojektion kleiner rechteckiger Bildausschnitte in den Bereich der Strömung V_0 , sogenannter *Abfragefenster*, und implementierten *Fast-Fourier-Transformations* (FFT's) zur Berechnung der zweidimensionalen Kreuzkorrelationen R_{II} zwischen den beiden Intensitätsverteilungen der einzelnen Partikel τ zu den Zeitpunkten t und $t' = t + \Delta t$ innerhalb des Abfragefensters arbeitet (s. Gl. (5)) [32][33].

$$R_{II}(s, D) = \frac{1}{F_I} \sum_{i,j} V_0(X_i) V_0(X_j + D) \int_{F_I} \tau(x - x_i) \tau(x - x_j + s - d) dx \quad (5)$$

Mit D ist ein konstanter Partikelversatz zum zweiten Abtastzeitpunkt angenommen, mit d der dem Abbildungsmaßstab entsprechende Partikelbildversatz, s ist der Separationsvektor und F_I die Abfragefensterfläche im Bildbereich. Durch die jeweilige

Lage des Maximums der Kreuzkorrelationen, das durch eine geeignete Anpassungskurve, die die Graustufenverteilung der entsprechenden Gruppe von Bildpunkten (Pixel = *Picture element(s)*) ausnutzt, in Subpixel-Genauigkeit bestimmt werden kann, ist der durchschnittliche Partikelbildversatz des kleinen Abfragefensters gegeben. Für den im Abfragefenster abgebildeten kleinen Strömungsausschnitt muss dabei angenommen werden, dass der lokale Partikelversatz homogen ist. Vorhandene Gradienten des Partikelbildversatzes werden durch das Korrelationsverfahren über alle Partikelbilder des Abfragefensters herausgemittelt, wobei die Form des Korrelationsmaximums senkrecht zum maximalen Gradienten gestreckt wird. D.h., dass die dem entsprechenden Bereich der Strömung zugeordnete, berechnete Geschwindigkeit über vorhandene Gradienten gemittelt ist. Die Abfragefenstergrösse bestimmt also die Untergrenze des räumlichen Auflösungsvermögens der Strömungsstrukturen, während der Bildausschnitt die Obergrenze darstellt. Diese beiden Grössen müssen daher zur Vermeidung von grösseren Mittelungsfehlern den Skalen der Strömung angepasst werden.

Mit einer regelmässigen Schrittweite in horizontaler und vertikaler Richtung wird der Partikelbildversatz sukzessiv für alle Abfragefenster des gesamten Bildes berechnet und als vektorielle Grösse zweier Komponenten (2C-PIV) abgespeichert. Mit Hilfe des ermittelten Aufnahmemaßstabs der gewählten Meßkonfiguration und dem Zeitversatz Δt können die berechneten Vektoren der Teilchenbildverschiebung in Geschwindigkeitsvektoren umgerechnet werden, die den jeweiligen Strömungsausschnitten in der Ebene des Lichtschnitts zugeordnet werden können. Dieses Auswerteverfahren kann auf handelsüblichen Rechnern innerhalb weniger Sekunden ein zweidimensionales, zweikomponentiges Vektorfeld mit mehr als 10000 Vektoren liefern. Die Meßergebnisse können also bei laufendem Experiment zu einer Adaption des Meßablaufs und einer interaktiven Optimierung genutzt werden. Eine umfassende Darstellung der PIV Meßtechnik ist in [34] zu finden.

Um die vorliegenden Untersuchungen durchführen zu können, musste auch die dritte, lichtschnittnormale Komponente des Strömungsfeldes bestimmt werden können. Dabei hat sich die stereoskopische Aufnahmetechnik als naheliegende Möglichkeit angeboten, mittels PIV die senkrechte Komponente der Geschwindigkeit im Volumen des Lichtschnitts bestimmen zu können. Das Verfahren wirft aber zugleich andere Probleme auf, deren Lösungen im nächsten Unterkapitel beschrieben werden. Diese Beschreibung soll eine detailliertere Sicht auf die Entwicklung und Anwendung der Stereo PIV-Meßtechnik geben.

3.2 Das Stereo PIV Meßverfahren

3.2.1 Stereoskopische Kameraanordnungen

Für die Bestimmung der lichtschnittnormalen Strömungskomponente können zwei verschiedene stereoskopische Kameraanordnungen gewählt werden, die jeweils eine scharfe Abbildung der Streupartikel der Lichtschnittebene auf die Bildebene ermöglichen (s. Abb. 8). Die beiden Anordnungen haben in ihrer technischen Realisierung allerdings jeweils bestimmte Vorteile und Beschränkungen.

Abbildung 8: Stereoskopische Anordnungen

Der grosse Vorteil der Parallelanordnung besteht in der Konstanz des Aufnahme-
maßstabs über den gesamten Abbildungsbereich, die, wenn der Bildausschnitt übereinstimmt, keine zusätzliche Bearbeitung der beiden Einzelaufnahmen erfordert. Bei der Parallelanordnung geht allerdings bei grösseren Blickwinkeln, die die Genauigkeit der Berechnung der normalen Versatzkomponente erhöht, auch trotz grosser Objektiven die optische Übertragungsfunktion ((MTF) *Modulation Transfer Function*) zu den Rändern des Abbildebereichs stark gegen Null; d.h., das räumliche Auflösungsvermögen, das zur ortsgetreuen Abbildung der kleinen Streupartikel notwendig ist,

wird bei solchen Blickwinkeln der Kameras stark verringert. Zudem werden bei handelsüblichen Linsen aufgrund der entsprechenden Grösse des Unterschiedes der Lichtwegstrecken durch den linken und rechten Rand der Linse die Partikelbilder durch monochromatische Aberrationen, im Besonderen durch den Astigmatismus (s. [Abb. 9](#)), in einer Weise verzerrt, dass die hohe Genauigkeit des weiteren Auswerteverfahrens nicht ausgenutzt werden kann.

Abbildung 9: Ausseraxiale Abbildung bei endlichem Astigmatismus (Perspektivische Darstellung)

Der Astigmatismus kann aber auch bei der anderen Anordnung, der Scheimpfluganordnung, zu grossen Problemen führen, wenn der Blickwinkel sehr gross wird oder der Lichtweg vom Streupartikel zum Objektiv mit einem Winkel durch ein Medium endlichen Durchmessers mit einem stark abweichenden Brechungsindex, z. B. Fensterglas oder Wasser, führt. Die stereoskopische Kameraanordnung erfordert zur Einhaltung der Scheimpflugbedingungen die Möglichkeit, die Linsen- resp. Objektiv-ebene der einzelnen Kameras um eine Rotationsachse in der Bildebene drehen zu können. Dieser Drehwinkel β in [Abbildung 8](#) muss für einen gegebenen Blickwinkel der Bildebene zum Lichtschnitt die Eigenschaft erfüllen, dass Bild-, Objektiv- und Lichtschnittebene sich in einer Geraden treffen. Wenn die Ebene der Blickrichtungen beider Kameras senkrecht zur Lichtschnittebene ist, wie es idealerweise bei guter optischer Zugänglichkeit für Stereo PIV Kameraanordnungen möglich ist, schneiden sich die Ebenen der beiden Kameras in zwei parallelen Geraden innerhalb der Lichtschnittebene. Diese geometrische Definition der Scheimpflugbedingung ist für eine endliche Apertur und entsprechende Tiefenschärfe aber nur annähernd zu erfüllen und damit sehr praktikabel. Der umfangreichere Einfang von Streulicht der Partikel, das schliesslich die Meßinformation trägt, und die flexiblere, auch grössere Blickwinkel ermöglichende Scheimpfluganordnung haben für die meisten Stereo PIV Anwendungen schliesslich zu einer Entscheidung gegen die Parallelanordnung geführt.

Bei Anwendung der Scheimpfluganordnung ist allerdings eine Variation des Aufnahmemaßstabs über den trapezförmigen Bildbereich die Folge. Um eine Anpassung des Partikelbildes an die äquidistante Metrik des physikalischen Raumes zu ermöglichen, muss vor der Auswertung der Partikelbilder für beide Stereo-Kameras je eine Transformationsmatrix errechnet werden. Durch die Anwendung dieser Matrix werden beide Bilder so bearbeitet, dass der Aufnahmemaßstab beider Stereo-Einzelbilder vereinheitlicht und ihr gemeinsamer Bildbereich exakt identifiziert wird. Im nächsten Unterkapitel wird das Verfahren dieser Anpassung, das sich auf geometrische Transformationen stützt, ausführlicher beschrieben.

3.2.2 Elimination des lokalen Aufnahmemaßstabs

Die Bestimmung des lokalen Aufnahmemaßstabs und die genaue Anpassung der beiden Stereo-Kamerabildausschnitte erfolgt über ein Kalibrationsverfahren, das mit der Aufnahme und späteren Bildverarbeitung quadratischer Gitterlinien arbeitet (s. Abb. 10). Dafür muss eine mit Gitterlinien definierten Abstands versehene Ebene möglichst exakt in der Lichtschnittebene positioniert und für die jeweilige stereoskopische Meßkonfiguration mit beiden Kameras aufgenommen werden. Die Bilder des Kalibrationsgitters dienen dann zur Bestimmung des gemeinsamen Ausschnitts und des lokalen Aufnahmemaßstabs: Mit einem Algorithmus, der Linienstücke detektieren kann, wird das Gitter zunächst im Pixelfeld des Bildes rekonstruiert. Die genaue Positionsbestimmung der Gitterlinienkreuzungen und die Festlegung einer beiden Bildern gemeinsamen Bildposition ist dann der Ausgangspunkt für einen *least square fit*, eine zweidimensionale Polynomapproximation. Aus dieser Approximation können direkt die Koeffizienten der Transformationsmatrix für die Rückprojektion des Bildes in die rechtwinklige Metrik des physikalischen Raumes berechnet werden. Die 2.Ordnung der Polynomapproximation ist für den Ausgleich entstehender optischer Aberrationen, z.B. der durch die bestehende Blenden- und Objektivposition häufig auftretenden kissenförmigen Verzeichnung, auch bei relativ grossen Öffnungswinkeln von bis zu 120° noch hinreichend (bei qualitativ hochwertigen Kameraobjektiven). In den Koeffizienten der Transformationsmatrix in Gleichung (6) ist der Fall für eine Approximation 1.Ordnung festgehalten, die der Betrachtung dieses Transformationsproblems im Rahmen der einfachen geometrischen Optik entspricht.

$$\begin{pmatrix} \omega_0 \mathbf{X} \\ \omega_0 \mathbf{Y} \\ \omega_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \omega_i \mathbf{x} \\ \omega_i \mathbf{y} \\ \omega_i \end{pmatrix} \quad (6)$$

Dabei sind X und Y die Koordinaten im physikalischen Raum und x und y die der optisch verzerrten Bildebene, wobei ω_0 und ω_i Proportionalitätskonstanten bedeuten und $a_{33} = 1$ gesetzt ist. Werden dazu die Koeffizienten a_{31} und a_{32} gleich Null gesetzt, so erhält man die oft benutzte affine Transformation, die ein Rechteck in ein Parallelogramm überführen kann. Die bei der Anwendung der Scheimpfluganordnung vorliegende geometrische Transformation eines Quadrates in ein Trapez

Abbildung 10: Inverses Transformations-Verfahren des Bildbereiches nach Rekonstruktion des Kalibriergitterbildes

muss bei der Bildverarbeitung der PIV-Bilder entsprechend invers ausgeführt werden. Das Transformationsverfahren reicht von der Detektion der Kreuzungspunkte der Gitterlinien auf dem Kalibriergitterbild, über die Bestimmung der Koeffizienten für die Transformationsmatrix bis zur Verarbeitung der Partikelbilder der stereoskopisch angeordneten Kameras. Dabei ist es nötig bei der Transformation der Partikelbilder eine Exaktheit im Subpixel-Bereich zu erreichen, um die bei Standard-PIV erreichbare Meßungenauigkeit von weniger als $1/5$ -Pixel für die Detektion des Kreuzkorrelationsmaximums auszuschöpfen.

Mit den gewonnenen Koeffizienten werden die ursprünglichen Partikelbilder der rechten und der linken Kamera deshalb jeweils mit Hilfe bilinearer Interpolationen transformiert. Ein nahezu unvermeidlicher Effekt der Transformation, die praktisch eine Verschiebung und Rekonstruktion der Partikelbilder in der Pixelebene darstellt, ist das Entstehen eines Moirémusters, das entsprechend der Koeffizientenmatrix durch sich abwechselnde Bereiche ganz- und gebrochenzahliger Partikelbildverschiebungen zu erklären ist. Die bilineare Interpolation erzeugt diesen Effekt aber in *stetiger* Gewichtung der Graustufenanteile der betroffenen einzelnen Pixel. Die Detektion des Korrelationsmaximums bei der Kreuzkorrelation der Abfragefenster der PIV-Bildpaare der gleichen Kamera ist davon deshalb unterhalb des Rauschens der Detektionsgenauigkeit selbst betroffen. Bei Anwendung eines nicht stetig arbeitenden Interpolationsverfahrens würde die Anpassungskurve des Korrelationsmaximums genau diese stufenweise diskretisierten Graustufen als Stützstellen benutzen. Bei einer beispielsweise vorliegenden kontinuierlichen Zunahme des Partikelbildversatzes über den Bildbereich entstünden nach Anwendung eines solchen Transformationsverfahrens ebenso Stufen in dem berechneten Geschwindigkeitsfeld [35]. Die Anwendung der bilinearen Interpolation vermeidet diesen Effekt weitgehend.

Stellt sich nach der oben beschriebenen Transformation der Partikelbilder, die von den beiden stereoskopischen Kameras zu *einem* Zeitpunkt (z.B. dem des ersten Lichtpulses) aufgenommen wurden, mit Hilfe der Kreuzkorrelationsmethode von Abfragefenstern ein Versatz zwischen Partikelbildern identischen Ursprungs heraus, kann man davon ausgehen, dass das Kalibrationsgitter nicht exakt in der Lichtschnitt-

ebene lag. Ein zweiter Schritt kann nun die Übereinstimmung der Bildausschnitte herstellen, indem der berechnete Versatz, häufig eine einheitliche Translation über den Bildbereich, die durch eine senkrechte Verschiebung des Kalibrationsgitters zum Lichtschnitt verursacht wurde, in die erste Koeffizientenmatrix zur Berechnung einer korrigierten Transformation aufgenommen wird. Bei einem Kippwinkel des Kalibrationsgitters zum Lichtschnitt macht sich eine Variation des Partikelbildversatzes identischen Ursprungs über den Bildbereich bemerkbar, die eine Perspektivtransformation kleiner Größenordnung darstellt. Der Fehler der ersten Transformation kann durch die Berechnung einer zweiten Transformationsmatrix, die die Partikelbilder identischen Ursprungs der einen Kamera auf die der anderen abbildet, und eine Multiplikation der beiden Matrizen korrigiert werden. Dabei kann dieses Korrekturverfahren den entstandenen, meist aber vernachlässigbaren, Fehler in der Bestimmung des Aufnahmemaßstabs allerdings nicht ausmerzen. Bei grösseren Abweichungen sind zur endgültigen Kontrolle des Transformationsverfahrens Aufnahmen von einer definierten stationären Strömung im Abbildungsbereich erforderlich, die man dann zur Eichung des Aufnahmemaßstabs verwendet.

Nach der "exakten" Transformation der Partikelbilder der rechten und linken Kamera werden die PIV-Bildpaare jeder Einzelkamera, die zu den Beleuchtungszeitpunkten t und $t' = t + \Delta t$ aufgenommen wurden, mit Hilfe der Kreuzkorrelationsmethode zu je zweikomponentigen Vektorfeldern umgerechnet. Bestimmte Fehlerquellen, die die Genauigkeit der Auswertung von PIV-Bildern betreffen, werden im nächsten Unterkapitel aufgezeigt. Die dadurch auftretenden Probleme können teilweise schon während der Messung durch eine Optimierung der Meßparameter, teilweise durch geeignete Algorithmen der Bildverarbeitung verringert oder vermieden werden.

3.2.3 Auswertung und Berechnung der drei Geschwindigkeitskomponenten in einer Ebene

Die digital vorliegenden Partikelbilder des Strömungsausschnitts haben der Aufnahmetechnik entsprechend bestimmte Eigenschaften. Die Qualität des Lichtschnittprofils und der optischen Komponenten, sowie die Streupartikeldichte, die Rate der Streupartikel, die während des Δt den Lichtschnitt verlassen, der Gradient des Partikelbildversatzes innerhalb des Abfragefensters, Hintergrundreflektionen und weitere Faktoren beeinflussen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der Kreuzkorrelation und damit auch die Genauigkeit der Detektion des Korrelationsmaximums. Dies wurde in mehreren Veröffentlichungen ausführlich dargelegt. Eine zusammenfassende Darstellung findet man in Kapitel 3 und 5 des Buches *Particle Image Velocimetry, A practical guide* [34]. Ein Effekt, der systematisch aus der Diskretheit der Pixelmatrix des CCD-Sensors herrührt, soll an dieser Stelle näher beleuchtet werden: Das sogenannte *Peak-locking*. Der Algorithmus zur Detektion der Position und Höhe des Korrelationsmaximums bestand bisher aus der Anpassung durch eine eindimensionale Gaußkurve, die durch die drei Stützstellen des höchsten Grauwertes (f_0) und seiner unmittelbaren Nachbarn (f_{-1}) u. (f_1) jeweils in x - und y -Richtung gelegt wurde (s. Gl. (7)).

$$\Delta x_f = \frac{\ln(f_{-1}) - \ln(f_1)}{2(\ln(f_{-1}) + \ln(f_1) - 2\ln(f_0))} \quad (7)$$

Abbildung 11: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) der Lage des Kreuzkorrelationsmaximums mit einer Drei-Punkt-Gaussanpassung

Abbildung 12: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) der Detektion des Kreuzkorrelationsmaximums mit einer iterativen 2D-Gaussanpassung mit Levenberg-Marquardt Algorithmus

Dies führte besonders bei kleinen Abbildungen der Partikel mit einer Fläche von etwa (1 Pixel) und entsprechend kleinen Korrelationsmaxima zu der fehlerhaften Tendenz, die Maxima der Gaußkurven trotz kontinuierlich variierender Partikelbildversätze zu ganzzahligen Pixelzahlen hin zu verschieben (s. [Abb. 11](#)). Durch eine aufwendigere iterative zweidimensionale Gaußkurvenanpassung nach Levenberg-Marquardt bei gleichzeitiger Setzung einer Normalverteilung der normierten Korrelationskoeffizienten durch eine Fisher-Transformation liess sich der Effekt allerdings erheblich reduzieren [36](s. [Abb. 12](#)). In den beiden Abbildungen wurden je 20 PIV Bilder der weiter unter näher beschriebenen Messungen an turbulenten Spots benutzt. Das Maximum bei ca. 12 Pixel Versatz entspringt der laminaren Strömung U_e ausserhalb des Spots. Das übrige Histogramm sollte den restlichen turbulenten Bereich also eigentlich glatt verteilt wiedergeben. Während in [Abbildung 11](#) deutlich die Anhäufung bei ganzzahligen Pixelversätzen zu erkennen ist, ist die in [Abbildung 12](#) dargestellte Verteilung der Partikelversätze durch die Lage der Korrelationsmaxima im turbulenten Gebiet schon bei dieser kleinen Anzahl von 20 momentanen Vektorbildern relativ glatt. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die hohe Qualität der Auswertelgorithmen, wie natürlich auch auf die der Datensätze.

Als letzter Schritt folgt dann mit der Information der relativen Kamerapositionen zum Meßvolumen die Verrechnung der beiden Vektorfelder, deren Aufpunkte durch den Transformationsvorgang exakt auf die selbe Stelle des abgebildeten physikalischen Raumes projiziert wurden, zu dem alle drei Komponenten der Geschwindigkeiten in der Lichtschnittebene umfassenden momentanen Vektorfeld. Das Verhältnis der Meßungenauigkeiten der lichtschnitt-normalen ($\delta(\Delta z)$) zur -parallelen ($\delta(\Delta x)$) Komponente des Partikelversatzes e_r ist mit Gleichung (8) gegeben:

$$e_r = \frac{\delta(\Delta z)}{\delta(\Delta x)} = \frac{1}{\tan \alpha} \Big|_{Mitte} \quad (8)$$

Das Verhältnis ist abhängig vom Winkel der Objektivachse zur Lichtschnittnormalen α reziprok zum Tangens des Winkels, da jeweils nur die Projektionen der Partikelverschiebungen auf die Lichtschnittebene erfasst werden können (s. [Abb. 13](#)). Für den Bildbereich abweichend von der Bildmitte gelten komplexere Gleichungen [37], die die lokalen Aufnahmewinkel berücksichtigen.

Die lichtschnittparallelen Komponenten verringern ihre mittlere Abweichung hingegen etwa um den Faktor $\frac{1}{\sqrt{2}}$ bei der Rekonstruktion aus den beiden Einzelvektorfeldern, was aber wesentlich nur ein Effekt der Mittelung darstellt. Die gepunkteten Linien markieren in [Abbildung 13](#) die Blickrichtungen der beiden Kameras auf das im Volumen des Lichtschnitts während der Zeit Δt versetzte Streupartikel. Die Ebene des Lichtschnitts wird durch die x- und y-Achse aufgespannt. Die beiden Kameras nehmen jeweils die Projektion des tatsächlichen räumlichen Versatzes des Streupartikels auf die Lichtschnittebene auf, aus deren Differenz, zusammen mit der Kenntnis des lokalen Aufnahmewinkels, alle drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors rekonstruiert werden können.

Die lokalen Aufnahmewinkel α_1 und α_2 in x-Richtung und β_1 und β_2 in y-Richtung der rechten und linken Kamera, also die Blickwinkel der Kameras zu den einzelnen Vektoraufpunkten, variieren bei Gewährleistung eines konstanten Aufnahmemaßstabs

linear über den Bildbereich und können durch einfache trigonometrische Formeln mit Hilfe der geometrischen Anordnung von Kameras und Bildbereich jeweils berechnet werden.

Abbildung 13: Partikelbildprojektion

Die Rekonstruktion der u -, v - und der w -Komponente der Partikelverschiebung wird dann für ein gemeinsames Abbildungsfeld konstanten Maßstabs durch die trigonometrischen Verhältnisse in Gleichung (9) bestimmt:

$$\mathbf{u} = \frac{u_2 \tan \alpha_1 + u_1 \tan \alpha_2}{\tan \alpha_2 + \tan \alpha_1}, \mathbf{v} = \frac{v_2 \tan \beta_1 + v_1 \tan \beta_2}{\tan \beta_2 + \tan \beta_1}, \mathbf{w} = \frac{u_1 - u_2}{\tan \alpha_2 + \tan \alpha_1} \quad (9)$$

Die Berechnung der Vektorkomponenten für alle drei Raumrichtungen ermöglicht nun mit Hilfe des Maßstabs mit der Einheit $[m/pixel]$ und der Separationszeit zwischen den Laserpulsen Δt eine Konversion des Vektorfeldes zu einem momentanen, dreikomponentigen Geschwindigkeitsvektorfeld in einer Ebene (3C-PIV oder Stereo PIV). Das Fernziel der weiteren Entwicklung der PIV-Messtechnik ist die Fähigkeit der zeitaufgelösten Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten im dreidimensionalen Raum. Ein weiterer Schritt in Richtung Raum- oder Zeitauflösung ist das Multiplane Stereo PIV Verfahren, das im nächsten Unterkapitel beschrieben wird.

3.3 Multiplane Stereo PIV

Multiplane PIV ist eine Erweiterung des bisher beschriebenen PIV Meßverfahrens und kann als Standard oder Stereo Konfiguration realisiert werden. Die Polarisationsrichtung der emittierten Lichtpulse von zwei Doppeloszillator-Lasern wird dabei durch $\lambda/2$ -Plättchen zueinander orthogonal eingestellt. Mit Hilfe von Polfiltern oder polarisierenden Strahlteilerwürfeln kann dadurch bei der Aufnahme der PIV Bilder eine hinreichende Trennung des Streulichtes vorgenommen werden, das von Partikeln herrührt, die in den zwei verschiedenen polarisierten Laserlichtschnitten an räumlich versetzbaren Ebenen zur selben oder zu einer beliebig versetzten Zeit t beleuchtet werden können. In Abbildung 14 wird das Prinzip des Multiplane PIV anhand einer Stereo-Kamerakonfiguration skizziert; für technische Details siehe [35]. Durch verschiedene zeitliche Reihenfolgen der Laserpulse und bestimmte räumliche Anordnungen der Lichtschnitte können verschiedene strömungsphysikalisch relevante Meßinformationen aus dem Strömungsfeld bezogen werden [38]. Einige der möglichen Konfigurationen wurden im experimentellen Aufbau und der Durchführung der für die vorliegende Arbeit zentralen Messungen an turbulenten Spots am turbulenzarmen Windkanal des DLR Göttingen (TUG) angewandt. Für die technische Realisierung von Multiplane PIV ist allerdings der apparative Aufwand von zwei frei triggerbaren Doppeloszillator-Pulslasern, ggf. zwei vollständigen Lichtschnittoptiken und zwei CCD-Kameras (oder vier CCD-Kameras für den meßtechnisch interessanteren Fall der Multiplane *Stereo* PIV Technik) erforderlich.

Abbildung 14: Prinzip des Multiplane Stereo PIV: (1-4) CCD-Kameras in Scheimpfluganordnung, (5) Objektiv, (6) Spiegel, (7) Polarisierender Strahlteilerwürfel, (8) Lichtfalle und (α) Öffnungswinkel

Eine der möglichen Realisierungen von Multiplane PIV stellt die exakte Überlappung der senkrecht zueinander polarisierten Laserlichtschnitte in *einer* Ebene der Strömung dar. Das Partikelstreulicht aus den beiden Lichtschnitten wird über polarisierende Strahlteilerwürfel getrennt und durch zwei Kameras, oder bei Stereo PIV durch zwei Kamerapaare, aufgezeichnet. Das Problem, üblicherweise in Luftströmungen keine zeitliche Auflösung der Strömungsstrukturen mit PIV realisieren zu können, verursacht durch die niedrigen Repetitionsraten der lichtstarken, gebräuchlichen Neodym Yttrium-Aluminium-Granat (Nd-YAG)-Pulslaser ($\approx 10 - 20 \text{ Hz}$) und die kleine Aufnahmefrequenz von Doppelbildern aufgrund der technischen Grenzen der A/D-Wandlerkarten von hochauflösenden (1280×1024 Pixel) CCD-Kameras ($\approx 5 \text{ Hz}$), kann durch diese Konfiguration für zwei PIV-Bildpaare mit einer frei definierbaren Zeitdifferenz t gelöst werden. Aus den beiden PIV-Bildpaaren kann mit Hilfe des oben skizzierten Verfahrens je ein räumlich hochaufgelöstes momentanes Geschwindigkeitsvektorfeld ermittelt werden. Für die Messungen der dynamischen Entwicklung oder des Wachstums von (turbulenten) Strömungsstrukturen, wie z.B. der turbulente Spot, ist eine solche Meßtechnik von grosser Bedeutung, wie im einzelnen in den nächsten Kapiteln gezeigt werden wird. Die Zeitreihenfolge der Laserpulse kann, für den Fall einer exakten Überlappung der Bildbereiche und der zwei senkrecht zueinander polarisierten Lichtschnitte, durch geeignete Triggerung in einer Weise erfolgen, die es ermöglicht, jedes der Partikelbilder mit dem jeweils zeitlich folgenden kreuzkorrelieren zu können (s. Abb. 15).

Abbildung 15: Schematische Darstellung von zwei in dieser Arbeit verwendeten zeitlichen und räumlichen Anordnungen der Lichtschnitte (hier als Intensitätsprofile in y -Richtung) beim Multiplane PIV Meßverfahren

Damit wird es möglich, Beschleunigungen aus der zeitlich verzögerten Aufnahme der Streupartikel zu bestimmen. Wird es nötig, grössere Zeitdifferenzen zwischen dem ersten und dem zweiten Partikelbildpaar einzufügen, um den Effekt der Beschleunigung registrieren zu können, kann das erste momentane Geschwindigkeitsvektorfeld vom zweiten subtrahiert werden. Man erhält dann die Beschleunigungen des Strömungsfeldes im ruhenden Bezugssystem a_E durch die Gleichung (10)

$$a_E(t) = \frac{u_i(t_2) - u_i(t_1)}{t_2 - t_1}. \quad (10)$$

Dabei sind die u_i die ortsfesten, momentanen Geschwindigkeiten der einzelnen Komponenten zu den Zeitpunkten t_1 und t_2 . Um im mitbewegten Bezugssystem, also mit der Betrachtungsweise nach Lagrange, Beschleunigung zu messen, müssen einzelne mitbewegte Partikel oder mindestens eine kohärente, konvektierende Strömungsstruktur verfolgt werden, um dann die Subtraktion der zwei momentanen Vektorfelder lokal vorzunehmen. Die Berechnung dieser konvektiven Beschleunigungen a_L erfolgt durch Gleichung (11)

$$a_L(x, t) = \frac{\partial u(x, t)}{\partial t} + (u(x, t) \cdot \nabla)u(x, t), \quad (11)$$

wobei $u(x, t)$ nun eine alle Komponenten umfassende Geschwindigkeit eines mitbewegten Fluidelements ist, die vom Ort und der Zeit abhängt. Die partielle Ableitung nach der Zeit muss bei den diskreten Zeitschritten der Messung durch das Differenzenverfahren in Gleichung (10) bestimmt werden. Die Berechnung der Beschleunigung im mitbewegten System stellt allerdings, obwohl prinzipiell erstmalig möglich, im Hinblick auf die fehlende Information der dritten Dimension der kohärenten Struktur einen im Vergleich zu den zu erzielenden Ergebnissen relativ grossen Aufwand dar.

Darüberhinaus können für beliebige Zeitversätze t Raum-Zeit-Korrelationen in der Ebene der Lichtschnitte für die einzelnen Komponenten (u, v, w) oder bei Reynold-scher Betrachtung für die Schwankungsgrössen (u', v', w') der momentanen Geschwindigkeitsvektorfelder berechnet werden. Raum-Zeit-Korrelationen, die über eine hinreichende Anzahl von Vektorfeldern gemittelt werden können, haben vor allem für die Betrachtung turbulenter Strömungen eine grosse Bedeutung, die im Kapitel 5 mit Hilfe der Darstellung der Ergebnisse der Messungen an turbulenten Spots näher erläutert wird. Anhand der vorliegenden Daten wird dann ein eingehenderes Verständnis dieses Verfahrens und eine anschauliche Interpretation ermöglicht.

Für die Anwendung des Multiplane Stereo PIV in *einer* Ebene der Strömung ist es unerlässlich, eine Korrelation aller vier Partikelbilder bei einem Zeitversatz zwischen den senkrecht polarisierten Laserlichtschnitten von $t = 0$ vorzunehmen, um den Bildausschnitt über die Partikelbilder genau anzupassen und ausserdem Aussagen über die Genauigkeit der Überlappung der beiden Lichtschnitte machen zu können. Über letzteres kann entweder der Korrelationskoeffizient der Kreuzkorrelation zwischen den Partikelbildern unterschiedlich polarisierter Lichtschnitte oder aber der Vergleich von Strömungsstrukturen Auskunft geben, die in beiden Lichtschnitten zur gleichen Zeit aufgenommen wurden. Schon ein Unterschied in der Lichtschnittdicke kann trotz identischer Position bei der Kreuzkorrelation der Partikelbildpaare Differenzen in der Bestimmung von Geschwindigkeiten durch Mittelungsfehler verursachen, die durch lichtschnittnormale Gradienten in den unterschiedlichen Volumina der im Abfragefenster abgebildeten Fluidelemente entstehen. Ein auf diese Weise entstandener Fehler muss in der strömungsphysikalischen Interpretation der Daten berücksichtigt werden.

Eine weitere Realisierungsmöglichkeit von Multiplane PIV stellt ein Aufbau mit zwei räumlich getrennten Lichtschnitten dar. Hier können durch die Trennung der Streulichtinformationen Geschwindigkeitsfelder von (kohärenten) Strömungsstrukturen in ihrer Bewegung durch zwei Schnittebenen im Raum zu variierenden Zeitversätzen t oder simultan ermittelt werden. Dies ermöglicht eine Erhöhung der räum-

lichen Auflösung ebenso, wie eine Berechnung von Raum-Zeit-Korrelationen der einzelnen Komponenten oder der Schwankungsgrößen der gemessenen Strömungsfelder in den getrennten Ebenen. Dominante dynamische Prozesse werden so statistisch in zwei getrennten Ebenen gleichzeitig oder in ihrer zeitlichen Abfolge als räumliche Struktur erfassbar. Werden in einer speziellen experimentellen Realisation von Multiplane Stereo PIV zu einem Zeitpunkt an zwei mit einer wohldefinierten räumlichen Distanz, die der Gitterschrittweite der Vektoraufpunkte in der Ebene entspricht, normal verschobenen Lichtschnittebenen in einer Strömung PIV-Bilddaten erfasst, kann der vollständige Geschwindigkeitsgradiententensor in der Ebene zwischen den Lichtschnitten bestimmt werden. Der meßtechnische Aufwand zur Bestimmung des Geschwindigkeitsgradiententensors ist allerdings hoch; er erfordert exakte Parallelität der Lichtschnitte und gute Profileigenschaften des Laserlichtschnitts. Daher ist eine solche Anordnung in den vorliegenden Experimenten nicht realisiert worden.

Die Triggerung zur Synchronisation der zwei mal zwei Laserpulse mit den vier (zwei mal Stereo) CCD-Kameras erfolgt über einen Sequenzer, der durch eigens entwickelte Software gesteuert wird und eine definierte Sequenz, z.B. in Abhängigkeit von einer Anregefrequenz, in einer Schleife abspielt. Die CCD-Kameras werden über eine A/D-Wandlerkarte ausgelesen und die Bilddaten auf mehreren Festplatten gespeichert. Die so gewonnenen PIV Datensätze werden daraufhin durch das schon beschriebene Stereo PIV Auswerteverfahren, Entzerrung der lokalen Aufnahmemassstäbe und Kreuzkorrelationen von kleinen Abfragefenstern, zu dreikomponentigen Geschwindigkeitsvektorfeldern umgearbeitet. Aus diesen Feldern, von denen jeweils zwei unmittelbar zueinander in Beziehung gesetzt werden, können je nach experimentellem Aufbau z.B. Beschleunigungen oder Raum-Zeit-Korrelationen der Strukturen oder alle Elemente des Geschwindigkeitsgradiententensors berechnet werden.

4 Experimentelle Durchführung

4.1 Kontrollierte Anregung der Transition mit kleinen Störamplituden

Eine ebene Platte mit elliptischer Vorderkante und der Möglichkeit einer kontrollierten, akustisch erzeugbaren Störanregung der Grenzschichtströmung wurde als Versuchsträger senkrecht in den Turbulenzarmen Windkanal des DLR Göttingen (TUG) eingebaut (s. [Abb. 16](#)). Dieser Niedergeschwindigkeitswindkanal ist Eiffelscher Bauart und hat durch das eindimensionale Kontraktionsverhältnis von 16:1 zwischen dem Querschnitt der Vorkammer und der Meßstrecke und das Abschälen der Vorkammergrenzschichtströmung im Eingangsbereich der Meßstrecke eine hervorragende Strömungsqualität. Der mit einem Hitzdrahtanemometer gemessene Turbulenzgrad des Windkanals liegt bei 0,065% [39] für die bei diesen Messungen angewandte Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 12 \text{ m/s}$. Die Platte hat eine vertikale, spannweitige Ausdehnung von 1,5 m und eine Länge von 1 m in Strömungsrichtung mit einer anschliessenden 0,175 m langen Hinterkantenklappe zur Justierung des Druckgradienten.

Abbildung 16: Turbulenzarmer Windkanal des DLR Göttingen (TUG) mit 1 Motor, 2 Rotor, 3 Gleichrichter und Siebe, 4 Ruhekammer, 5 Meßstrecke mit Platte, 6 Streupartikelgenerator

Mit Hilfe eines Pitotrohres und der Möglichkeit, die Stellung der Hinterkantenklappe zu variieren, wurde die ebene Platte so ausgerichtet, dass der Druckgradient entlang der Platte in Strömungs- und Spannweitenrichtung nahezu verschwindet $\frac{\delta p}{\delta x} \approx 0$. Bei hinreichend glatter Stetigkeit der Funktion über die Lauflänge der Platte in Strömungsrichtung lag der Druckgradient bei der gewählten Anströmgeschwindigkeit

von $U_\infty = 12 \text{ m/s}$ bei maximal $\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{(p_{\max} - p_{\min})}{(x_{p_{\max}} - x_{p_{\min}})} \leq \frac{2,7 \text{ Pa}}{0,4 \text{ m}}$. Damit waren die Bedingungen für die Entwicklung einer Blasius-Grenzschicht erfüllt, die für einen Vergleich mit numerischen Rechnungen und früheren Experimenten mit anderen Meßtechniken an dieser Platte notwendig sind [9]. Oberflächenrauigkeiten, die den Transitionsprozess der Grenzschichtströmung empfindlich beeinflussen könnten, wurden durch das Bekleben der Platte mit Kunststoffolie und das Abspachteln der Übergänge minimiert. Die Vorderkante der Platte besteht aus elliptisch geformten Plexiglas, wodurch die Entstehung von Störungen beim Auftreffen der freien Anströmung gehemmt wird. Das Fluid wird an der gekrümmten Oberfläche der Vorderkante zunächst leicht beschleunigt, welches den positiven Effekt der Dämpfung eventueller Störungen hat. Die Extrapolation gemessener Verdrängungsdicken entlang der Platte zur Vorderkante führte dann aber zu einer Korrektur, d.h. zur Setzung einer virtuellen Vorderkante $x_v = 0$, die 20 mm stromab der realen Vorderkante liegt und den virtuellen Anfang des Wachstums einer Blasiusgrenzschicht anzeigt [9].

Die Störanregung der Grenzschichtströmung wurde mit einem Programm zur Generierung von mehreren phasenverschobenen Sinusspannungen und 21 Druckkammerlautsprechern realisiert, die über Kunststoffschläuche mit Schlitzten in der Platte verbunden waren. Das akustisch erzeugte Sinussignal der Frequenz ω wurde so für die Anregung von 2D-TS-Wellen über einen spannweitig durchgezogenen Schlitz von $0,2 \text{ mm} \times 420 \text{ mm}$ Länge bei $x_v = 174 \text{ mm}$ stromab der virtuellen Plattenvorderkante als wandnormale, periodische Störung in die Grenzschichtströmung eingebracht. Die Anregung von querlaufenden TS-Wellen wurde durch je einen festen Phasenversatz σ der Sinusspannung von einem zum nächsten Lautsprecher über periodische und in der Phase fortlaufende Störungen der Grenzschicht an den 40 spannweitig nebeneinander angebrachten $0,2 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ Schlitzten bei $x_v = 186 \text{ mm}$ realisiert, wie es in Gleichung (12) beschrieben ist.

$$A(t, n) = A(n) \sin(\omega t + n\sigma), n = 1, 2, \dots, 20 \quad (12)$$

Die Amplituden der jeweiligen eingekoppelten Störungen der verschiedenen spannweitig versetzten Schlitzte wurden stromab mit einer Hitzdrahtsonde iterativ auf jeweils den selben Wert eingestellt. Der Phasenversatz σ wurde vom Schlitz in der Plattenmitte ausgehend symmetrisch in beide spannweite Richtungen schrittweise zu dem jeweils nächsten Nachbarschlitz erhöht, so dass mit 20 einzeln angesteuerten Druckkammerlautsprechern zwei zur Strömungsrichtung querlaufende, periodische Wellenfronten über 40 Schlitzte erzeugt werden konnten. Mit dieser Einrichtung konnten durch unabhängige Regelung von Amplitude, Phase und Frequenz periodische Störungen kontrolliert in Form von Tollmien-Schlichting-Wellen in die Grenzschichtströmung eingekoppelt werden. Entsprechend der im Experiment entlang der Platte vorliegenden Reynoldszahl werden TS-Wellen nun nach der linearen Instabilitätstheorie in Abhängigkeit von ihrer Frequenz in ihrer zeitlichen Entwicklung angefast oder gedämpft, während sie stromab konvektieren. Bestimmte Anfachungen, die durch nichtlineare Kopplungen verschiedener Moden auch querlaufende Wellen mit einbeziehen, können nun gezielt durch den Phasenversatz zu benachbarten Schlitzten erzielt werden. Normiert man den so entstandenen Frequenz-Querwellenraum, lassen

sich Nummerierungen zur Unterscheidung der Moden einführen. In der Theorie zur kontrollierten Anregung der Transition mit kleinen Störampplituden in Kapitel 2.1 wurde diese Nummerierung schon eingeführt; es wurden darüberhinaus drei prinzipielle Transitionsszenarien unterschieden, die durch bestimmte Kombinationen des zur Verfügung stehenden Parameterraumes von Amplitude, Frequenz und Phase initiiert werden können. *Klein* heissen Störungen, deren Amplitude eine lineare Einkoppelung von TS-Wellen in die Grenzschichtströmung ermöglichen und in erster Näherung kleiner als $1\% U_\infty$ ist.

Das Stereo PIV System wurde am TUG aufgebaut, wesentlich bestehend aus einem Nd-YAG-Pulslaser mit zwei Oszillatoren, einer Laserlichtschnittoptik, einer Apparatur zur Erzeugung hinreichend kleiner Streupartikel, zwei *PCO-SensiCam* CCD-Kameras mit Scheimpflug-Adapttern, einem Sequenzer zur Triggerung des zeitlichen Gesamtablaufs und der entsprechenden Software, die auf handelsüblichen PCs implementiert werden konnte (s. Abb. 17).

Abbildung 17: Stereo PIV Aufbau am Turbulenzarmen Windkanal des DLR Göttingen: Skizze der Meßanordnung (links), Kameraaufbau an der Platte (rechts)

Der verwendete Laser war ein *Brilliant Twins* Nd-YAG Doppeloszillatorlaser der Firma *Quantel*. Das Licht wird im laseraktiven Material des Oszillators im infraroten Bereich bei $\lambda = 1064\text{ nm}$ Wellenlänge erzeugt. Hochspannungsblitzlampen ($\approx 1600\text{ V}$) stellen die Pumpleistung für die nötige Elektroneninversion im Lasermaterial bereit. Die Laserpulse der einzelnen Oszillatoren werden bei einer Pulslänge von etwa 6 ns mit Hilfe von Pockelszellen generiert und in einem Frequenzverdopplerkristall (KD^*P) zu grünem Licht mit $\lambda = 532\text{ nm}$ Wellenlänge umgewandelt. Die beiden Oszillatoren des Lasers konnten über eine zentrale Steuerung von TTL-Signalen einzeln getriggert werden. D.h., die Zeitpunkte der Entladung der Blitzlampen und der Öffnung der Pockelszellen wurden in einem Zeitdiagramm festgelegt, um eine definierbare Separationszeit Δt zwischen den Pulsen der beiden Oszillatoren und eine optimale Laserleistung zu gewährleisten. Die beiden Laserpulse wurden im Nah- und Fernfeld durch eine Vereinigungsoptik übereinandergebracht. Die Lichtpulse durchquerten eine opti-

sche Bank, die nacheinander eine in Abbildung 18 gezeigte Folge von Linsen enthielt, um in das Meßvolumen in der Grenzschicht der Platte einen zweidimensionalen Lichtschnitt mit einer Dicke von $d_{LS} \approx 0,6 \text{ mm}$ einzubringen. Die gleiche Lichtschnittoptik wurde auch für die im nächsten Unterkapitel beschriebenen Multiplane PIV Messungen an turbulenten Spots benutzt.

Abbildung 18: Optik zur Generierung des Laserlichtschnitts

Das Meßverfahren mittelt die Geschwindigkeiten über die in der Lichtschnittdicke d_{LS} vorhandenen Gradienten in wandnormaler y -Richtung, die in transitionellen und turbulenten Grenzschichten eine wesentliche Bedeutung haben. Während im hier beschriebenen Meßfall in einer *laminaren* Grenzschicht mit einer Dicke von etwa $\delta = 4,5 \text{ mm}$ der Gradient im Meßvolumen bei der wandparallelen Ebene um $y \approx 1 \text{ mm}$ annähernd konstant angenommen werden kann, wodurch die Mittelung den exakten Wert der Geschwindigkeit in der Mitte des Lichtschnittes ergeben würde, kann der Ort und die Geschwindigkeit grosser, nicht konstanter oder gar Wendepunkt-behafteter Scherungen in wandnormaler Richtung nicht exakt bestimmt werden. Eine andere Gradientenmittelung gilt allerdings auch für die x - z -Richtungen innerhalb der Meßebene, die, wie schon in Kapitel 3 über die räumliche Auflösung von PIV erwähnt wurde, aus der Abfragefenstergrösse der Kreuzkorrelationen resultiert. In den in dieser Arbeit realisierten Meßreihen umfasste die Fläche der Abfragefenster in der Strömung mit den Kantenlängen von $(1, 1 \times 1, 1)$ bis $(2 \times 2 \text{ mm}^2)$ jeweils einen grösseren Bereich als die Lichtschnittdicke d_{LS} . Beide Längenskalen erlauben aber eine hinreichend genaue Abtastung der wesentlichen Merkmale der kohärenten Strukturen, die im Falle des frühen nicht-linearen Stadiums der kontrollierten Anregung der Transition eine Ausdehnung von 10 bis 40 mm in der Meßebene besitzen und im *breakdown*-Prozess und im turbulenten Spot durchschnittlich etwa 4 bis 15 mm Ausdehnung aufweisen (s. Kap. 5). Weitere im turbulenten Bereich enthaltene kleinskaligere Anteile können nicht mehr aufgelöst werden.

Das Einbringen von Streupartikel mit $d_p \approx 1 \mu\text{m}$ Durchmesser mit Hilfe einer durch Druckluft bei 0,8 bar über Laskindüsen zerstäubte Flüssigkeit (DEHS [Di-Ethyl-Hexyl-Sebakat] oder Olivenöl) erfolgte in der Beruhigungskammer vor den Sieben und der Kontraktion des Windkanals, um die Strömungsqualität nicht zu beeinflussen. Die Partikelanzahl konnte durch die Umstellung der Flüssigkeit von DEHS auf Olivenöl auf eine befriedigende Dichte im Meßvolumen erhöht werden. Der in unmittelbarer Nähe der Plattenoberfläche durch ein Fenster im Boden des Kanals eingebrachte Laserlichtschnitt wurde oberhalb des Meßvolumens fokussiert, so daß in der Grenzschichtströmung eine annähernd ebene Fläche konstanter Dicke im Abbildungsbereich der Kameras beleuchtet werden konnte.

Für die Aufnahme der Streupartikel im Meßvolumen dienten zwei *PCO-Sensicams* mit $1280 (H) \times 1024 (V)$ Pixeln Auflösung und 12 bit Graustufen der einzelnen

Pixel, deren durch Peltierelemente gekühlten CCD-Sensorflächen eine hohe Lichtempfindlichkeit aufweisen. Das Streulicht der beiden durch Δt getrennten Lichtpulse konnte auf jeweils zwei verschiedenen Bildern gleichzeitig mit beiden Kameras aufgenommen werden. Lichtleiterkabel, die die Verbindung zwischen Kameras und den PCs herstellen, gewährleisteten eine von den durch die Hochspannungsentladungen der Blitzlampen des Lasers verursachten elektro-magnetischen Feldern ungestörte Datenübertragung. Die optische Zugänglichkeit des Beobachtungsgebietes wurde durch ein grosses Fenster an der Meßstrecke des Windkanals gewährleistet, das in der Ebene der Kanalwand parallel zur Strömungs- und Spannweitenrichtung der Platte angebracht war. Die beiden Kameras wurden mit einem Öffnungswinkel zwischen den Blickrichtungen von 50° und mit 100 mm Zeiss Objektiven ausgestattet am TUG aufgebaut (s. Abb. 17 (rechts)).

Das Meßvolumen des Stereo PIV Meßverfahrens war für beide Transitionsfälle zwischen $x_v = 550\text{ mm}$ und 620 mm stromab der virtuellen Vorderkante positioniert, was bei $U_\infty = 12\text{ m/s}$ einer Reynoldszahl $Re = \sqrt{Re_{x_v}}$ im Bereich zwischen 670 und 720 entspricht. Der von den PIV Kameras abgebildete Strömungsbereich erfasste zwischen $42 \times 36\text{ mm}$ und $80 \times 62\text{ mm}$, um den konkurrierenden Zielsetzungen, möglichst hohe räumliche Auflösung bei gleichzeitiger quantitativer Visualisierung der transitionellen Gesamtstruktur, gerecht zu werden. Die Position der Mitte des Laserlichtschnittes lag bei einer Grenschichtdicke von $\delta = 4\text{ mm}$ parallel zur Plattenoberfläche bei $y = 0,6\text{ mm}$ für die phasenaufgelöste K-Typ Messung, $y = 1,1\text{ mm}$ für die Amplitudenvariation der K-Typ Messung und $y = 0,8\text{ mm}$ für die Messung des Oblique-Typs der Transition. Diese Positionen entsprechen dem Bereich grosser Schwankungsamplituden der Geschwindigkeiten im späten Transitionsprozess. Die momentane Geschwindigkeitsfelderfassung des Stereo PIV Meßverfahrens visualisiert dies als (kohärente) Strömungsstrukturen, die eine Variation der Geschwindigkeit in der Meßebe, sowohl spannweitig als auch in Strömungsrichtung, aufweisen.

Aufnahme- und Auswertung erfolgten auf zwei getrennten PCs, um eine interaktive Kontrolle der Bildqualitäten zu ermöglichen. Die zeitliche Folge der Anregfrequenz und der Laserpulse, sowie der CCD-Kameras erfolgte über einen Sequenzer, der eine Reihe von TTL-Signalen, i.d.R. 5 V Rechtecksignale, über ein spezielles Programm in eine zeitliche Anordnung bringen und in einer Schleife kontinuierlich wiederholen konnte. Bei den amplitudenvariierenden und phasenaufgelösten Stereo PIV Messungen an dem K- und Oblique-Typ der Transition wurden je 10 PIV-Bilder pro Phaseinstellung aufgenommen. Dies erfolgte jeweils mit einer Aufnahmezeit von 2 Hz , resp. in 5 s , so dass sichergestellt war, dass die Randbedingungen des Experiments, die langsamen zeitlichen Veränderungen unterliegen, während der Datenerfassung stabil blieben.

Zwei der drei in der Literatur diskutierten Transitionsformen wurden im vorliegenden Experiment durch die oben beschriebene Störeinkopplungsweise generiert: Die K-Typ, harmonische oder fundamentale Transition und die Oblique-Typ Transition. Ziel des Meßprogramms ist es nun, den späten nicht-linearen und den *breakdown*- Prozess der K- und Oblique-Typ Transition mit definierten Anfangsbedingungen zu untersuchen. Dafür sollten die resultierenden Transitionsstrukturen verschiedener Phasen und Anregungsamplituden im Meßvolumen mittels der PIV-Meßtechnik aufgenommen werden. Die K-Typ Transition wurde durch eine sinusförmige Störwelle, die am

langen spannweitig durchgezogenen Schlitz ein wandnormales, periodisches Ausblasen und Einsaugen von Fluid verursachte, mit einer Frequenz von $f = 150 \text{ Hz}$, entsprechend $F = (2\pi f \nu / U_\infty^2) \cdot 10^6 \approx 96$, initiiert. Die in solcher Weise generierte 2D-TS-Welle wird bei der verwendeten Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 12 \text{ m/s}$ in der Grenzschicht schon bei relativ kleinen Reynoldszahlen jenseits der kritischen Grösse angefacht, wie dem Instabilitätsdiagramm in Abbildung 2 zu entnehmen ist. Die Amplitude der 2D-Störwelle wurde über die Verstärkerleistung so eingestellt, dass ein bestimmter Spannungswert an den Lautsprechern (bei linearer Einkopplung der Störungen) im Beobachtungsgebiet bei $x_v \approx 600 \text{ mm}$, entsprechend $Re = \sqrt{Re_{x_v}} = 710$, zum turbulenten Zusammenbruch, dem *breakdown*, führt. Diese Anregeamplitude wurde gleich eins (1,0) gesetzt und die aktuellen Spannungen als relative Grössen zu diesem Wert eingestellt. Um die Positionen der aus den TS-Wellen entstehenden Λ -Strukturen spannweitig mit einem konstanten Abstand von $z \approx 32 \text{ mm}$ zu fixieren, wurden zusätzlich zwei schräglauende, schwache (3% der 2D-Amplitude) Wellenfronten der gleichen Frequenz mit Hilfe des 60° -Phasenversatzes der Störwelle überlagert.

Ab einer bestimmten Amplitude der angefachten 2D-TS-Welle wird diese sensitiv gegenüber den querlaufenden Wellen. Aus nichtlinearen Wellenkopplungen entsteht nun ein regelmässiges Muster von hintereinander stromab anwachsenden Λ -Wirbeln. Der späte nichtlineare Wachstumsprozess dieser Λ -Strukturen erzeugt kleinskalige Prozesse, die zur Entwicklung einer turbulenten Grenzschichtströmung führen und die ein wesentlicher Gegenstand der Untersuchungen in diesem Experiment darstellen. Eine Reihe von relativen Amplituden (0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9; 1,0) wurden eingestellt und die stromab angefachten Λ -Strukturen mit Hilfe einer fest eingegebenen Verzögerungszeit phasenstarr mit dem oben beschriebenen Stereo PIV Meßverfahren aufgenommen. Zudem wurde für eine feste relative Amplitude (0,6) eine Messung mit einer Phasenauflösung in Schritten von 20° durchgeführt.

Die Oblique-Typ Transition wurde ausschliesslich durch zwei schräglauende $f = 90 \text{ Hz}$ -Wellen initiiert, die ebenfalls durch einen 60° -Phasenversatz als $(1; \pm 1)$ -Moden im Frequenz-Querwellenraum generiert wurden. Die Amplitude der Wellen war ausgehend von der Bezugsspannung der Lautsprecher für diesen Fall ebenfalls auf den *breakdown*-Prozess bei $x_v \approx 600 \text{ mm}$ eingestellt. Die Anfachung der $(1; \pm 1)$ -Moden erfolgt nicht-linear im wesentlichen zu $(0; 2)$ und $(1; 3)$ -Moden (s. Kapitel 2.1) [8], d.h. zu welligen bis streifenförmigen Strukturen mit einer spannweiten Wellenlänge von $z \approx 32 \text{ mm}$. Drei verschiedene relative Störamplituden (0,5, 0,6 und 0,8) wurden erzeugt und mit 60° Schrittweite der Phasenauflösung Aufnahmen gemacht.

4.2 Turbulente Spots in einer laminaren Plattengrenzschicht

Turbulente Spots dominieren in stochastischer Weise den "natürlichen" Transitionsprozess einer Grenzschichtströmung. Im nicht-linearen Stadium der Grenzschichtentwicklung tauchen durch Kopplungen multifrequenter Störungen oder durch lokale Ereignisse initiierte turbulente Bereiche auf, die stromab und spannweitig wachsen und im späteren Verlauf zur Ausbildung einer vollturbulenten Grenzschichtströmung über die gesamte Spannweite der Platte oder eines Tragflügels führen. Zeitlich gepulste, punktförmige, grosse Störampplituden können die Generierung eines solchen Spots künstlich und reproduzierbar in einer laminaren Umgebung herbeiführen. Diese Bedingungen eignen sich sehr gut, um diese besonderen Strömungsstrukturen mit der PIV Meßtechnik genauer zu untersuchen. Mit Hilfe eines geeigneten experimentellen Aufbaus am turbulenzarmen Windkanal der DLR Göttingen (TUG) wurden deshalb in einem zweiten Meßschritt Multiplane (Stereo) PIV Messungen an künstlich angeregten turbulenten Spots in einer laminaren Plattengrenzschicht durchgeführt (s. Abb. 19).

Abbildung 19: Multiplane Stereo PIV Aufbau am TUG: Skizze der Meßanordnung (links), Kameraaufbau an der Platte (rechts)

Die im vorigen Unterkapitel beschriebene, ebene Platte diente auch bei dieser Messung als Versuchsträger. Die Platte wurde dabei allerdings so ausgerichtet, dass ein schwacher positiver Druckgradient entlang der Platte entstand (s. Abb. 20), um das Wachstum des Spots zu beschleunigen und im möglichen Meßgebiet eine für die Ziele dieser Messung ausreichende Strukturgröße vorzufinden. Es sollte dadurch ermöglicht werden, gleichzeitig die entwickelte Gesamtstruktur des Spots und seine relativ kleinskaligen Substrukturen in einer jeweils angemessenen räumlichen Auflösung zu erfassen, um Aussagen über das Verhältnis der inneren Dynamik zur Form des Spots machen zu können. Leider war es in der zur Verfügung stehenden Zeit nicht

möglich, die Platte vollständig von einem spannweiten Druckgradienten zu befreien. Die Struktur des Spots wanderte infolgedessen bei der in der Messung verwendeten Anströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 7 \text{ m/s}$ um etwa 8 cm/s seitwärts, was aber kaum Auswirkungen auf die Aussagekraft der Ergebnisse hat. Weiteres dazu im Kapitel 5 Ergebnisse.

Abbildung 20: c_p -Verlauf über die Plattenlänge und -breite

Bei der Stromabposition von $x = 206 \text{ mm}$, entspr. $Re = \sqrt{Re_x} = 318$, befand sich ein $2 \times 0,2 \text{ mm}^2$ breiter Schlitz in z - x -Richtung (s. Abb. 19), der über einen Kunststoffschlauch mit einem Druckkammerlautsprecher verbunden war. An diesem Schlitz wurde eine gepulste, 1 ms lange Störung in Abständen von einer Sekunde in die Grenzschichtströmung eingeblasen, deren maximale Amplitude der Strömungsgeschwindigkeit 1 mm hinter der Störung gemessen bis zu 60 % der lokalen ($y = 0,48 \text{ mm}$) und 16 % der Aussenströmung von $U_e = 7 \text{ m/s}$ erreichte (s. Abb. 21 und 22).

Der zeitliche Abstand vom Zeitpunkt der gepulsten Anregung bis zum Eintritt der Spotstruktur in das Meßvolumen T konnte durch eine zentrale Triggerung mit einem Sequenzer eingestellt werden. Vor Durchführung der Multiplane Stereo PIV Messungen wurde zunächst mit einem Zweikomponenten (2C)-Multiplane PIV-Aufbau, Blickrichtung der Kameras senkrecht zum parallel zur Platte positionierten Lichtschnitt, mit zwei in Strömungsrichtung nebeneinander angeordneten Meßvolumen begonnen, um einen Überblick über die gesamte Struktur des Spots zu gewinnen. Das Messvolumen umfasste $z = 85 \text{ mm}$ in Spannweitenrichtung und hatte beginnend bei $x_s = 205 \text{ mm}$ stromab der Störquelle eine Länge von $x = 220 \text{ mm}$, entsprechend einer von der realen Vorderkante berechneten Reynoldszahl $Re = \sqrt{Re_x}$ von 448 bis 550, für die leicht überlappenden und stromab aneinandergereihten beiden PIV-Aufnahmebereiche (s. a. Abb. 24).

Abbildung 21: Hitzdraht-Zeitschrieb der Störgeschwindigkeit bei $y = 0,48 \text{ mm}$ und $x_s = 1 \text{ mm}$ stromab des Schlitzes

Abbildung 22: Mit Hitzdraht ermitteltes Geschwindigkeitsprofil in der Grenzschicht und maximale Amplituden der Störgeschwindigkeit als Funktion des Wandabstandes y bei $x_s = 1 \text{ mm}$ stromab des Schlitzes

Ein zweiter, senkrecht zum ersten polarisierter Lichtschnitt wurde in der selben Meßebe in einem Abstand von $y = 4,5\text{ mm}$ zur Plattenoberfläche eingebracht, um die Geschwindigkeitsfelder des Spots in der x - z -Ebene bei etwa einem Drittel seiner wandnormalen Ausdehnung zu untersuchen. Das Streulicht der Partikelbilder des zweiten Lichtschnitts, der bei definierten Zeitversätzen t von 0; 0,5; 1; 2; 5; 10 und 15 ms zum ersten Lichtschnittdoppelpuls realisiert wurde, wurde wie bereits beschrieben über polarisierende Strahlteilerwürfel und Spiegel auf die CCD-Sensoren von zwei weiteren Kameras abgebildet (s. [Abb. 23](#)). Die Trennung der Partikelbildinformationen der beiden Doppelblitze der Laserlichtschnitte gelang mit Hilfe der Strahlteilerwürfel für diese Kamerakonfiguration mit 100 mm ZEISS-Objektiven sehr gut. Die Hintergrundhelligkeit des jeweils entgegengesetzt polarisierten Partikelstreulichtes lag unterhalb des Rauschens der CCD-Sensoren. Um eine saubere Trennung zu erreichen, ist eine grosse Genauigkeit bei der Positionierung der Polarisationsrichtungen der Laserlichtschnitte und der Einstellung der polarisierenden Strahlteilerwürfel nötig: Die Befreiung der einzelnen überlappenden Bildausschnitte von der Resthintergrundhelligkeit, die durch den jeweils senkrecht polarisierten Laserpuls, durch Reflexionen an den Kanalwänden oder andere Quellen des Lichteinfalls verursacht werden können, ist erforderlich, um die Voraussetzungen für ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis bei der späteren Detektion der Kreuzkorrelationsmaximums im Auswerteverfahren zu erfüllen. Das Optimum des durchschnittlichen, normierten Korrelationskoeffizienten, dessen Höhe mit der relativen Anzahl gepaarter Partikelbilder und der Verringerung des Hintergrundrauschens auf maximal eins wächst, zeigte bei einer Vorewertung einzelner PIV Bilder auf einem PC an der Meßstrecke den Wert von 0,80 bei dieser Versuchsreihe, was dem theoretischen Optimum für ein Partikelbildensemble in einem Abfragefenster unter realen experimentellen Bedingungen sehr nahe kommt.

Abbildung 23: Kamerakonfiguration des Multiplane PIV Aufbaus für die Messung von zwei Komponenten der zeitlich und der räumlich versetzten, momentanen Geschwindigkeitsfelder des Spots

Für jeden Zeitversatz zwischen den beiden Doppelpulsen wurden 150 PIV Aufnahmen pro Kamera, also 6 mal 600 Partikeldoppelbilder mit je einem $\Delta t = 150 \mu s$ und einer Auflösung von 12 bit Graustufen und 1280×1024 Pixel der CCD-Sensoren der vier Kameras realisiert. Die dynamische Auflösung der Differenz zwischen Geschwindigkeitsmaxima und -minima war für diese Meßreihe ca. 8 Pixel. Dabei wurde der Zeitpunkt der ersten PIV Aufnahme immer in einem identischen zeitlichen Versatz T zum Zeitpunkt der Anregung getriggert, während die zweite PIV Aufnahme jeweils um die oben angegebenen Zeiten t verschoben wurde.

In einer zweiten Meßreihe mit dieser Konfiguration wurden die Lichtschnitte räumlich getrennt, wobei beide wieder parallel zur Platte positioniert wurden: Der erste mit einem Abstand von $y = 4 mm$ und der zweite mit einem von $y = 8,5 mm$ zur Plattenoberfläche, um die Geschwindigkeitsfelder innerhalb des Spots in zwei Wandabständen gleichzeitig zu untersuchen und die in beiden Feldern aufzufindenden kohärenten Substrukturen näher zu untersuchen. Die gleiche Reihe der Zeitversätze wurde gewählt, um Informationen über die Stromabkonvektion und wandnormale Bewegung dieser Substrukturen des Spots zu erhalten. Der dynamische Bereich der getrennten PIV-Bilder wurde auf eine 8 bit Graustufenauflösung transformiert und einer Auswertung mit 32×32 Pixel Abfragefenstergröße, 10 Pixel Schrittweite und einem Levenberg-Marquardt-Peakfitting zugeführt, die zu ca. 12000 Geschwindigkeitsvektoren je Bild in dem Meßvolumen von $110 \times 86 mm$ führte. Ein Anteil von weniger als 1 % physikalisch nicht sinnvoller Vektoren ist ein Indiz für die hohe Qualität der PIV Aufnahmen.

In einem zweiten Versuchsaufbau wurde durch Wahl einer kleineren Bildfläche das lokale Strömungsfeld wesentlich höher aufgelöst und mit einer Multiplane Stereo PIV Anordnung aufgenommen, um die Substrukturen mit allen drei Geschwindigkeitskomponenten genauer analysieren zu können. Das Meßvolumen begann hier bei $x_s = 309 mm$ stromab der Störquelle, entsprechend einem $Re = \sqrt{Re_x} = 502$, und hatte durch den Abbildungsmaßstab und die Blickwinkel der Kameras zum Lichtschnitt eine Ausdehnung von $x = 47 mm$ in Strömungsrichtung und $z = 70 mm$ spannweitig. Alle vier Kameras wurden beim Multiplane Stereo PIV Aufbau auf diesen Ausschnitt der Strömung fokussiert und waren in einer Ebene parallel zur Ausbreitungsrichtung des Laserlichts angeordnet, also zwei Kameras in Rückwärts- und zwei in Vorwärtsstreuerichtung der Partikel in einem senkrechten Aufbau (s. [Abb. 19](#) (rechts)). Die daraus resultierenden Helligkeitsdifferenzen konnten durch Anpassung der Blendenzahlen minimiert werden.

Diese Konfiguration der Kameras war nötig, weil die jeweilige Polarisationsrichtung des Laserlichtes nach Streuung an den verwendeten DEHS Partikeln in die Kamerablickrichtungen *senkrecht* zur Lichtausbreitungsrichtung des Lichtschnitts nicht vollständig beibehalten wurde: Die Partikelbilder aus den verschiedenen polarisierten Lichtschnitten konnten deshalb in dieser Ebene nicht hinreichend getrennt werden (Probleme der Mie-Streuung). In der für den Meßvorgang gewählten parallelen Ebene zur Lichtausbreitungsrichtung des Lichtschnitts war eine sehr gute Trennung des Partikelstreulichtes durch einfache Pol(arisations)filter möglich. Deren geringe optische Planität hatte aber dennoch Wirkungen auf die Abbildungsschärfe der Partikel. Diese negativen Effekte konnten minimiert werden, indem die Polfilter näher an die Streulichtquellen (vom Objektiv entfernt) wurden, um den Raumwinkel, über den das Streulicht in der Ebene des Polfilters integriert wird, möglichst gering zu halten.

Abbildung 24: Multiplane 2C- und Stereo PIV Meßbereiche am turbulenten Spot in einer laminaren Plattengrenzschicht

Die Öffnungswinkel der beiden angeordneten Stereo-Kamerakonfigurationen betrugen $75,6^\circ$ und $73,9^\circ$, so dass alle drei Komponenten des Geschwindigkeitsfeldes für die zeitlich oder räumlich versetzten Multiplane Stereo PIV Aufnahmen in einem annähernd gleichen Verhältnis zueinander bestimmt werden konnten. Für diese Meßreihen am turbulenten Spot wurden beide Lichtschnitte zunächst in *einer* Ebene mit $y = 6\text{ mm}$ Wandabstand positioniert. Mit jeweils $t = 0,5\text{ ms}$ und $t = 2\text{ ms}$ zeitlicher Trennung der Aufnahmen wurden verschiedene stromab konvektierende Bereiche und damit die kohärenten Substrukturen des Spots durch sukzessives Vergrößern der Differenz zwischen dem Anregungszeitpunkt und dem ersten Laserlichtpuls T hochaufgelöst. So konnte statistisch sukzessive der ganze Spot erfasst und von der Vorder- bis zur Hinterkante durch das Meßvolumen "geschoben" werden. Je Kamera und zeitlicher Trennung zwischen den aufeinanderfolgenden Laserlichtschnittpulsen wurden 140 PIV-Bildpaare aufgenommen. Für den gesamten Verschiebevorgang des Spots durch das Meßvolumen waren 7 verschiedene Zeitdifferenzen T zwischen Anregung und Aufnahme nötig, wobei für drei Zeiten, die verschiedene Bereiche der Hinterkante des Spots in das Meßvolumen konvektieren ließen, nur Aufnahmen mit $t = 0,5\text{ ms}$ zeitlicher Trennung zwischen den beiden Lichtschnitten realisiert wurden, da die für diese Meßreihe vorgesehene Speicherkapazität erschöpft war.

Eine zweite Meßreihe wurde mit räumlich getrennten Lichtschnitten bei Wandabständen von $y = 4\text{ mm}$ für den ersten und $y = 10,5\text{ mm}$ für den zweiten Lichtschnitt, mit fünf Zeitdifferenzen zwischen Anregung und Aufnahme und drei zeitlichen Trennungen zwischen den Beleuchtungen der beiden Meßebenen bei $t = 0, 2$ und 5 ms durchgeführt. Auch hier wurden pro Fall je 140 PIV Aufnahmen realisiert, um eine Statistik der Strukturbewegung aus dem wandnäheren in das wandfernere Meßvolumen durch Raum-Zeit-Korrelationen erheben und die Dynamik des wandfernen Bereichs des turbulenten Spot in der Nähe der Außenströmung der Plattengrenzschicht bestimmen zu können.

	Aufbau	Wandabstand	Zeitdifferenzen T und t	Anzahl
1	2C-MPIV*	$y_1 = 4,5 \text{ mm}$	$T = 78 \text{ ms}$	1050
		$y_2 = 4,5 \text{ mm}$	$t = 0, 0,5, 1, 2, 5, 10, 15 \text{ ms}$	je 150
2	2C-MPIV*	$y_1 = 4 \text{ mm}$	$T = 78 \text{ ms}$	840
		$y_2 = 8,5 \text{ mm}$	$t = 0, 1, 2, 5, 10, 15 \text{ ms}$	je 140
3	MSPIV**	$y_1 = 6 \text{ mm}$	$T = 75, 77, 79, 83, 88, 93, 98 \text{ ms}$	je 420 o. 280
		$y_2 = 6 \text{ mm}$	$t = 0, 0,5, 2 \text{ ms}$	je 140
4	MSPIV**	$y_1 = 4 \text{ mm}$	$T = 75, 79, 83, 93, 97 \text{ ms}$	je 420 o. 140
		$y_2 = 10,5 \text{ mm}$	$t = 0, 2, 5 \text{ ms}$	je 140

* Zweikomponenten (2C-) Multiplane PIV, ** Multiplane Stereo PIV

Eine Übersicht der verschiedenen Abbildungsbereiche der 2C- Multiplane und Multiplane Stereo PIV Messungen an turbulenten Spots gibt die Abbildung 24 und eine Auflistung der vier verschiedenen Meßfälle ist in der hier abgebildeten Tabelle zu sehen.

Die Stereo PIV Bilder wurden durch das in Kapitel 3 beschriebenen Transformationsverfahren entzerrt und mit den gleichen Auswerteparametern wie bei der zweikomponentigen PIV Meßreihe ausgewertet. Die beiden momentanen Geschwindigkeitsvektorfelder der jeweiligen Stereoanordnung wurden gegeneinander zu je einem dreikomponentigen Geschwindigkeitsvektorfeld umgerechnet. Die Abfragefenstergröße erlaubte eine räumliche Auflösung von $1,7 \text{ mm}$ in beide Richtungen der Meßebe und die Vektoraufpunkte des Feldes erreichten bei 10 Pixel Schrittweite eine Flächendichte von bis zu 320 Vektoren pro cm^2 . Die grosse Anzahl der jeweiligen Paare von zeit- und (oder) raumversetzten Vektorfeldern erlaubt ein weitergehende Auswertung und Analyse. Die ausgewerteten Zweikomponenten (2C-) Multiplane PIV und Multiplane Stereo PIV Ergebnisse enthalten zunächst einmal räumlich hochaufgelöste, momentane Geschwindigkeitsvektorfelder mit zwei und drei Geschwindigkeitskomponenten in jeweils einer Ebene der Grenzschicht parallel zur Wand. Darüberhinaus wurden Ensemblemittelwerte aus bis zu 1050 Realisierungen und die dazugehörigen Felder der einzelnen Komponenten der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (tsg-Felder) berechnet. Zudem konnten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs) und Raum-Zeit-Korrelationen der Schwankungen u', v', w' , der momentanen Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ und der ω_y -Vorticity mit statistischer Aussagekraft aus den umfangreichen Datensätzen ermittelt werden. Der eingehenden Analyse, soll eine quantitative Visualisierung der momentanen (Sub-)Strukturen vorhergehen, die auch wesentlich zum Verständnis der Physik des turbulenten Spots beitragen kann. Im nächsten Kapitel werden diese sich ergänzenden Ergebnisse dargestellt.

5 Ergebnisse

Die Ergebnisse der PIV-Messungen zur Untersuchung transitioneller Strukturen der Plattengrenzschichtströmung, insbesondere die der Untersuchung des turbulenten Spots mit Hilfe des Multiplane Stereo PIV-Meßverfahrens, bestehen zunächst aus einer sehr grossen Anzahl räumlich aufgelöster, momentaner Geschwindigkeitsvektorfelder in verschiedenen wandparallelen Ebenen, deren umfassende Sichtung mehrere Wochen dauert. Je nach Charakter der Strömung werden daher in diesem Kapitel repräsentative Einzelvektorfelder gezeigt und statistische Analysen vorgenommen, um die Aufdeckung bestimmter strömungsphysikalischer Zusammenhänge zu ermöglichen. Da alle Messungen in der wandparallelen x - z -Ebene durchgeführt wurden, wird in allen Darstellungen der Ergebnisse die Strömung einheitlich von links kommen und in positive x -Richtung weisen, während die Spannweitenrichtung mit der z -Achse zusammenfällt.

Die nachfolgend gezeigten momentanen Geschwindigkeitsvektorfelder und ihre statistische Aufbereitung sollen einen Zusammenhang zwischen der Entwicklung kohärenter (Sub-)Strukturen und der Produktion von Turbulenz in der Grenzschichtströmung aufzeigen und durch die hohe räumliche Auflösung der Meßdaten einen phänomenologischen und zugleich quantitativen Einblick in die Prozesse der späten Transition und frühen Turbulenz und ihre jeweilige Topologie gewähren. Um die Schwankungen der momentanen Geschwindigkeiten innerhalb der kohärenten Strukturen zu verdeutlichen, wurde durch Subtraktion einer geeigneten u -Geschwindigkeit der Hauptströmungskomponente eine Referenzgeschwindigkeit u_{ref} und die v - und w -Komponenten der Geschwindigkeit dargestellt. Erste Interpretationen sollen die nachfolgende Diskussion erleichtern, indem Sichtweisen erarbeitet werden, die den Daten eine strömungsphysikalische Bedeutung geben.

Den Anfang der Analyse der PIV-Meßergebnisse bildet die Untersuchung der im nächsten Unterkapitel dargestellten Strukturen der kontrolliert angeregten Transitionsszenarien des K- und Oblique-Typs in einer Blasius-Plattengrenzschichtströmung. Im Unterkapitel 5.2 werden die Ergebnisse der Multiplane Stereo PIV-Messungen an turbulenten Spots vorgestellt. Entsprechend der durch die neue Meßmethode gegebenen Möglichkeiten konnte der spezifische Charakter der Strömungsstrukturen des Spots durch umfangreiche Meßdaten abgebildet werden. Die Ergebnisse erlauben dadurch neben der Darstellung einzelner, momentaner Geschwindigkeitsvektorfelder auch eine dem Turbulenzphänomen adäquate, statistische Betrachtungsweise. Berechnungen von zweidimensionalen Ensemblemittelwerten und den dazugehörigen Feldern der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (tsg), in denen die einzelnen tsg-Komponenten als Vektoren dargestellt werden, sowie von ω_y -Vorticityverteilungen wurden durchgeführt. Im Weiteren wurden globale statistische Analysen angewandt, die im Einzelnen in dem Unterkapitel 5.2 erläutert werden. Der Schwerpunkt wurde insgesamt auf die Ergebnisse der Stereo PIV-Messungen gelegt, da die für die turbulenten Durchmischungsprozesse einer Grenzschicht wesentlichen wandnormalen Schwankungsgrößen v' zur Berechnung der Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ innerhalb der wandparallelen Meßebenen nur hier erhoben wurden. Die Kombination der verschiedenen Analysemethoden ermöglichte darüberhinaus die Erstellung eines Modells der dominanten Substrukturen des Spots.

5.1 Kontrollierte Anregung der Transition

5.1.1 K-Typ Transition

Aus den Stereo PIV Messungen an kontrolliert angeregten Plattengrenzschichtströmungen ergeben sich nach der oben beschriebenen Auswerteprozedur Vektorfelder mit allen drei momentanen Geschwindigkeitskomponenten (u, v, w) in einer wandparallelen Ebene (x, z) der Strömung. Um einen generellen Überblick zu erhalten, beginnt die Darstellung der Ergebnisse aus den Messungen der Strukturen des K- und Oblique-Typs der Transition mit momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern des K-Typs.

Der K-Typ der Transition ist bei variierenden Anregungsamplituden durch verschieden stark angefachte, stromab angeordnete Λ -Strukturen in der Strömung der Plattengrenzschicht gekennzeichnet. Der PIV-Meßbereich dieser Strömungszustände beginnt bei $x_v = 550\text{ mm}$, entsprechend einer Reynoldszahl $Re = \sqrt{Re_{x_v}} = 670$. Eine Reihe von Stadien der Entwicklung und Verteilung der K-Typ Transitionsstrukturen wird in den Abbildungen 25 und 27 mit ansteigender Anregungsamplitude gezeigt. Alle Bilder wurden phasenstarr zur Anregung aufgenommen, der Betrag der Geschwindigkeit $|U| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ ist farbkodiert.

Die Erhöhung der Anregungsamplitude hat, vereinfacht gesehen, die Eigenschaft, den Entwicklungsgang der raum-zeitlichen Anfachung zu "komprimieren". Mit zunehmender Störampplitude verringert sich die Anzahl der Perioden und damit die Lauflänge der Grenzschichtströmung von der Störung bis zum *breakdown*. Dieser ereignet sich bei kleinen Störampplituden stromab des Meßvolumens und wird mit zunehmender Amplitude von den fernerer Stromabpositionen stromauf verschoben bis er schliesslich bei dem relativen Anregungswert von 1,0 innerhalb des Meßvolumens stattfindet (vergl. Kap. 4). Deutlich sind die stromab angeordneten Λ -Strukturen und die globale Aufteilung in *peak*- und *valley*-Ebenen über die Spannweite der Platte zu erkennen. Bei zunehmender Anregungsamplitude zeigt sich eine deutliche Geschwindigkeitserhöhung im Bereich stromab der Spitze der Λ -Strukturen, die ein kompaktes, gleichförmiges Gebiet umfasst und die Tendenz hat, sich weiter stromab streifenförmig aufzuspalten, sobald es durch Streckung den Einflussbereich der nächsten stromab liegenden Λ -Struktur erreicht. Bei der relativen Amplitude 0,6 und 0,7 sind kleine periodische Variationen direkt stromab der Wirbelspitze zu erkennen, die auf die schon in der Theorie in Kapitel 2.1 erwähnten Spikes zurückzuführen sind. Ihre Entstehung und räumliche Struktur in einer wandparallelen Ebene können mit den Ergebnissen der phasenaufgelösten Messungen im Detail analysiert werden.

In der Abbildung 26 sind Ausschnitte momentaner Geschwindigkeitsvektorfelder des K-Typs der Transition bei einer festen relativen Amplitude der Anregung von 0,6 zu sehen, die an der Spitze der Λ -Struktur eine Anfachung von Störungen zu einem Ein- bis Zwei-Spike Stadium im Meßgebiet zeigt (s. Pfeile). Die Strukturen wurden mit einer Phasenschrittweite von 20° aufgelöst. Die Abbildung 26 zeigt zwei momentane Geschwindigkeitsfelder von aufeinanderfolgenden Phasenlagen. In diesen Ausschnittvergrößerungen haben die schwarzen Gitterlinien einen Abstand von 2 cm in Spannweiten- und Strömungsrichtung. Es zeigt sich eine grosse wandnormale Komponente der Geschwindigkeit von bis zu $0,35 \cdot U_\infty$ in den Spike-Wirbeln. Deutlich ist im unteren Vektorfeld der erste stromab abgetrennte Spike-Wirbel und die Bildung

eines zweiten Wirbels zu erkennen. Die Spike-Wirbel erfüllen in der hier räumlich aufgelösten Darstellung in idealer Weise die Modellvorstellung eines *Hairpin*-Wirbels, der eine paradigmatische Rolle in Erklärungsansätzen des turbulenten Austausches in vollturbulenten Grenzschichten spielt. Der wandnormale Transport von Fluid an der Spitze der Λ -Strukturen erzeugt grosse negative $u'v'$ -Beträge, die den Impulsaustausch von Aussenströmung und wandnahe Fluid initiieren und damit einen wesentlichen Anstoss für die Kaskade der Produktion von Scherschichten und turbulenten Strömungsstrukturen geben, die dann in Abbildung 27 bei grösseren Anregungsamplituden in einer wandferneren Ebene im *breakdown*-Prozess in Erscheinung treten und weiter unten aufgeführte Charakteristiken zeigen.

Abbildung 25: Momentane Geschwindigkeitsvektorfelder des K-Typs Transition bei 0,4, 0,5, 0,6 und 0,7 relativer Anregungsamplitude (von links oben nach rechts unten) für $U_\infty = 12 \text{ m/s}$. $u_{ref} = u - 8,4 \text{ m/s}$, $|U| = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ farbkodiert, $y = 1,1 \text{ mm}$, Phasenstarre

Abbildung 26: Momentanes Geschwindigkeitsvektorfeld im Ein-Spike (oben) und Zwei-Spike (unten) Stadium bei 0,6 relativer Anregungsamplitude für $U_\infty = 12 \text{ m/s}$. $u_{ref} = u - 5,4 \text{ m/s}$, v -Komponente farbkodiert, $y = 0,6 \text{ mm}$

Abbildung 27: Momentane Geschwindigkeitsvektorfelder des K-Typs Transition bei 0,8, 0,9 und 1,0 relativer Anregungsamplitude (links oben, rechts oben, unten), gleiche Parameter wie in Abb. 25

Die in den Darstellungen in Abbildung 25 und 26 dokumentierten Anfachungsstadien haben eine grosse Ähnlichkeit mit den in Kapitel 2.1 erwähnten Ergebnissen der räumlichen DNS, so dass bis zu diesem Punkt der nicht-linearen Entwicklung heute schon ein relativ umfassendes Verständnis des fundamentalen Transitionstyps besteht. Der weitere Prozess der kleinskaligen und stochastischen Strukturbildungen, die in den *breakdown* münden, bleibt der DNS allerdings wegen noch fehlender Rechnerleistung weitgehend verschlossen. Die hier vorliegenden experimentellen Daten liefern erstmalig räumlich aufgelöste quantitative Ergebnisse dieses *breakdown*-Prozesses in wenigstens jeweils einer wandparallelen Ebene und erlauben es somit die bestehende Lücke zu schliessen und der Überprüfung künftiger Rechnungen als Basis zu dienen.

Bei weiterer Erhöhung der Anregungsamplitude induzieren die Füsse der spannweitig versetzten Λ -Strukturen durch Zusammenwachsen langsame, in Strömungsrichtung weisende Sekundärstrukturen, die sich als Streifen sehr niedriger Geschwindigkeit an den Rändern des oben beschriebenen kompakten Gebietes hoher Geschwindigkeit stromauf der Spitze der nachfolgenden Λ -Struktur positionieren. Dadurch entstehen grosse spannweite u -Geschwindigkeitsgradienten (bis zu 700 cm/s bzw. $0,6 \cdot U_\infty$ pro cm in dieser Ebene) über längere Bereiche in Strömungsrichtung, die ebenfalls eigene Instabilitäten aufweisen und in Abbildung 27 im Detail genau fixiert werden können (siehe Pfeile).

All diese Strömungsstrukturen und ihre Entwicklung sind in diesem Stadium des Wachstums der Störungen auf nicht-lineare Modenkopplungen zurückzuführen, die hier als Wechselwirkungen von Gebieten unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten, Wirbel und Wellen in spezifischer Lage und Ausrichtung in Erscheinung treten. Die Stadien der sekundären Instabilitäten im K-Typ Transitionsprozess, die in Abbildung 25 mit relativen Anregungsamplituden von 0,4 bis 0,6 dokumentiert sind, sind in der Literatur mittlerweile umfangreich beschrieben worden. Letztlich erfolgt die Übertragung der Energie der Aussenströmung über eine Kaskade der Strukturbildungen auf sehr kleinskalige, hochfrequente Fluktuationen des Fluids: Turbulenz wird produziert. Die Orte, Austauschmechanismen und Rolle der kohärenten Strukturen bei der Entstehung von Turbulenz sind allerdings noch nicht hinreichend geklärt. Anhand der Analyse der vorliegenden momentanen Geschwindigkeitsvektorfelder sollen sie phänomenologisch identifiziert werden. Ein besonderes Augenmerk wird bei dieser Analyse von Strömungsstrukturen daher auf die oben genannten Bereiche grosser Scherungen gelegt.

Bei der relativen Amplitude von 0,8 in Abbildung 27 tauchen in dieser Grenzschichthöhe bei $y = 1,1 \text{ mm}$ die ersten auf Turbulenz hinweisenden, stark ungeordneten Strukturen mit grossen wandnormalen Anteilen und negativen Reynoldsschen Schubspannungen an den Rändern der *valley*-Ebene auf. Dort wo zwischen dem ausgedehnten Bereich hoher Geschwindigkeit stromab der Λ -Strukturen und den durch sehr niedrige Geschwindigkeiten ausgezeichneten Sekundärstrukturen der Wirbelfüsse hohe Geschwindigkeitsgradienten vorherrschen, kann durch die lokale Verzögerung des Fluids die Strömung gegenüber kleinskaligen Störungen instabil werden, deren Verstärkung dann zur Turbulenz führt. Da das hier verwendete Meßverfahren bei diesem dreidimensionalen Prozess nur Daten in *einer* Ebene parallel zur Wand erfassen kann, könnten die turbulenten Strukturen auch, wie die Ergebnisse der räumli-

chen DNS [14] schon nahelegte (s. a. Kapitel 2.1), dem unter dem Gebiet der Spikes und höherer Geschwindigkeit an der Spitze der Λ -Struktur sich ausdehnenden, sehr wandnahen Bereich grosser Scherungen entspringen und an den oben beschriebenen Rändern erstmals in dieser Ebene auftauchen.

Andererseits verweisen Ergebnisse anderer Transitionsmessungen, in denen Streifenstrukturen den Transitionsprozess dominieren, wie im weiter unter beschriebenen Oblique-Typ, auf einen *breakdown*-Prozess, der wesentlich durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten der Scherschichten an den Übergängen der Gebiete langsamen zu denen schnellen Fluids angeregt werden und deren ungeordnete Störungen sich zunächst in den Bereich langsamen Fluids ausdehnen. Der letzte Schritt in den turbulenten Strömungszustand hat offenbar mindestens ebenso viele Ausgangspunkte, wie es denkbare Anregungsformen gibt. In dem wegen der auftauchenden kleinskaligen Wirbelbildungen in etwas grösserem Maßstab dargestellten *breakdown*-Prozess des K-Typs bei einer relativen Anregungsamplitude von 1,0 in Abbildung 27 zeigt sich, wie die kohärenten Teile der Λ -Strukturen, sowie die spannweitige Aufteilung in *valley*- und *peak*-Ebene, sich chaotisch auflöst. Dabei haben die verbleibenden zusammenhängenden Gebiete hoher und niedriger Geschwindigkeit noch weitgehend laminaren Charakter und keine wesentliche v -Komponente, während die chaotische Wirbelbewegung in der unmittelbaren Nachbarschaft negative und positive v -Komponenten mit bis zu $0,4 \cdot U_\infty$ aufweist. Positive v -Schwankungen korrelieren hier grösstenteils mit negativen u -Schwankungen und vice versa, so dass negative Reynoldsspannungen $u'v'$ für eine erhebliche Turbulenzproduktion sorgen können.

Das beschriebene K-Typ Transitionszenario hatte, unter Einbeziehung nicht-linearer Effekte, bei allen Messungen einen weitgehend reproduzierbaren Verlauf und auch die aus den Λ -Strukturen bei höheren Anregungsamplituden entstandenen Strömungsstrukturen können allgemein als typisch bezeichnet werden. Der *breakdown*-Prozess weist allerdings starke dreidimensionale und lokale Dynamiken auf, die in den vorliegenden Messungen nur in einer Ebene stichprobenartig erfasst werden konnten. Auch wenn sich in den daraus gewonnenen Ergebnissen einige wesentliche Zusammenhänge von der Entwicklung kohärenter Strukturen und der Ausbildung von Turbulenz ersehen lassen, sind die Daten für die Konstruktion eines allgemeinen Modells des turbulenten Zusammenbruchs der K-Typ Transition nicht hinreichend. Auch hier müssten, wie bei allen instationären, nicht-periodischen Strömungen, weitere raum- und zeitaufgelöste Messungen durchgeführt werden, um sich einem umfassenderen Verständnis der Turbulenzproduktion zu nähern. Ein weiterer Transitionstyp, dessen Eigenschaften in der späten Transitionsentwicklung bisher kaum untersucht wurden, ist die Oblique-Typ Transition.

5.1.2 Oblique-Typ Transition

Die Oblique-Typ Transition ist im wesentlichen durch das Wachstum von zusammenhängenden, streifenförmigen bis welligen Strukturen spannweitig alternierender u' -Geschwindigkeiten charakterisiert, die durch die nicht-lineare Kopplung von zwei schräglaufenden TS-Wellen entstehen (s. Kapitel 2.1). Die zwei verschiedenen relativen Anregungsamplituden 0,5 und 0,6 erzeugen im Meßvolumen die in den momentanen Geschwindigkeitsfeldern der Abbildung 28 dargestellten Strukturen. Auch hier

kommt das anströmende Fluid von links, eine u -Referenzgeschwindigkeit ist subtrahiert und der Betrag der Geschwindigkeit farbkodiert.

Abbildung 28: Momentane Geschwindigkeitsvektorfelder gleicher Phase bei 0,5 und 0,6 relativer Anregungsamplitude für $U_\infty = 12 \text{ m/s}$. $u_{ref} = u - 7,5 \text{ m/s}$, $|U|$ farbkodiert, $y = 0,8 \text{ mm}$

Interessant ist dabei, dass hier trotz der andersartigen Anregungsweise neben den in Strömungsrichtung weisenden Streifen hoher und niedriger Geschwindigkeit sich auch Λ -artige Strukturen im Gebiet niedriger Geschwindigkeit bilden, die wie im Fall des H-Typs der Transition spannweitig versetzt und durch die Streifen hoher Geschwindigkeit getrennt auftreten (noch deutlicher in [Abb. 30](#)). Diese Λ -Strukturen weisen allerdings nicht die gleichen Eigenschaften wie im K-Typ der Transition auf und generieren in den hier untersuchten 180 momentanen Geschwindigkeitsfeldern des Oblique-Typs bis in den Bereich des *breakdown*-Prozess weder Spikes an ihrer Spitze noch überhaupt signifikante wandnormale Komponenten. Dieses Ausbleiben wandnormaler Komponenten auch an den Übergängen zu den Gebieten hoher Geschwindigkeit in dem in [Abbildung 28](#) dargestellten nicht-linearen Stadium der Oblique-Typ Transition wird auch beim Wachstum streifenförmiger Strukturen im Falle der Transition mit grosser Anströmturbulenz vor dem Auftreten turbulenter Gebiete beobachtet [31]. Bisher vermutete ω_x -vorticity [9] [8] ist an diesen Übergangsregionen nicht zu beobachten. Die über alle Phasenlagen mit 60° Schrittweite aus je 60 Einzelfeldern gemittelten Geschwindigkeitsfelder des Oblique-Typs mit drei unterschiedlichen Anregungsamplituden zeigen sehr deutlich die Streifenstruktur, die sich aus der nicht-linearen Kopplung der beiden Schräglaufrmoden $(1; \pm 1)$ zu stromab ausgedehnten $(0; 2)$ formen (s. [Abb. 29](#)). Die spannweiten Abstände der Streifenstrukturen sind aufgrund der nichtlinearen Wechselwirkungen und der damit verbundenen grossen Sensibilität gegenüber den Anfangs- und Randbedingungen nicht exakt äquidistant, wodurch sich der Prozess der Turbulenzbildung bei spannweitig enger liegenden Streifen beschleunigt oder bei weiter getrennt liegenden verzögert.

Die dazugehörigen tsg -Felder weisen jeweils die grössten Schwankungsbeträge an den Rändern der Streifen hoher Geschwindigkeit auf, die sich bei zunehmenden Anregungsamplituden in das Gebiet niedriger Geschwindigkeit ausdehnen oder sich in einem zweiten Streifen hoher tsg -Beträge niederschlagen. Die tsg -Felder dokumentieren bei dieser Phasenmittelung allerdings neben den entstehenden ungeordneten Strukturen auch die Bereiche spannwitiger Oszillation der Streifen, die durch die enthaltenen (1;3)-Moden zustande kommen.

Abbildung 29: Über alle Phasenlagen gemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder (oben) mit zugehörigen Beträgen der tsg -Komponenten (unten) bei 0,5, 0,6 und 0,8 relativer Anregungsamplitude von links nach rechts, $U_\infty = 12 \text{ m/s}$, $u_{ref} = u - 7,5 \text{ m/s}$, $|U|$ farbkodiert, $y = 0,8 \text{ mm}$

Das Aufkommen von dreidimensional- ungeordneten und überhaupt erstmals signifikanten v -Geschwindigkeitskomponenten ist jedoch mit diesem zweiten Streifen grossen tsg -Beträge verbunden, der erst bei einer relativen Anregungsamplitude von 0,8 zu registrieren ist. Ein momentanes Geschwindigkeitsvektorfeld mit dieser Anregung und einer Ausschnittvergrösserung mit einer farbkodierten v -Komponente soll dies in Abbildung 30 illustrieren. Die Wirbelstrukturen im vergrösserten Ausschnitt haben die Charakteristik von Wirbelbildungen an instabilen Scherschichten (Kelvin-Helmholtz-Instabilität); sie weisen eine alternierende Rotationsrichtung auf. Aufgrund der Tatsache, dass die Streifen niedriger Geschwindigkeit natürlicherweise sich mehr

in Richtung Wand ausdehnen als die hoher Geschwindigkeit, ist die dazwischenliegende Scherschichtebene nicht wandnormal, sondern in z -Richtung gekippt, wodurch die entstehenden Wirbel immer auch v -Komponenten besitzen. Diese Wirbel wiederum setzen damit den Impulsaustausch zwischen wandnaher und Aussenströmung in Gang und produzieren unter diesen Bedingungen schnell turbulentes Fluid. Die Instabilität einer so ausgerichteten Scherschicht ist auf Grundlage der hier dargestellten Daten der plausibelste Grund für die Entstehung der Turbulenz in der Oblique-Typ Transition und hat wegen der Ähnlichkeit mit kleiner skalierenden, wandnahen Scherschichten an sogenannten *Streaks* in vollturbulenten Wandgrenzschichten eventuell ebenso paradigmatische Funktion, wie die *Hairpin*-Wirbel der Spikes in der K-Typ Transition.

Abbildung 30: Oblique-Typ bei 0,8 relativer Anregungsamplitude, gleiche Parameter wie in Abb. 28, rechter Ausschnitt: v -Komponente farbkodiert

5.2 Turbulente Spots

Die weitergehende Auswertung der Ergebnisse von Multiplane (Stereo) PIV Messungen an turbulenten Spots, vorallem die Anwendung verschiedener statistischer Methoden zur Analyse der momentanen Geschwindigkeitsvektorfelder, wird in diesem Unterkapitel zusammen mit einigen daraus abgeleiteten Schlussfolgerungen dargestellt. Begonnen wird mit der Darstellung der Zweikomponenten (2C-) Multiplane PIV Meßergebnisse, die zunächst einen Eindruck von den Möglichkeiten der quantitativen Visualisierung der u - und w -Komponenten der kompletten Strömungsstruktur des turbulenten Spots in je einer wandparallen Ebene der laminaren Plattengrenzschicht geben kann.

5.2.1 Momentane und ensemblegemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder der Zweikomponenten Multiplane PIV Messungen

Abbildung 31: Momentane Geschwindigkeitsvektorfelder eines turbulenten Spots in einer laminaren Plattengrenzschichtströmung aus je zwei zeitgleichen Einzelaufnahmen zusammengesetzt, $T = 78 \text{ ms}$ nach der Störung (oben) und $t = 5 \text{ ms}$ später (unten) für $U_\infty = 7 \text{ m/s}$, $u_{\text{ref}} = u - 6,4 \text{ m/s}$, $|U|$ farbkodiert, $y = 4,5 \text{ mm}$

Zwei räumlich aufgelöste momentane Geschwindigkeitsvektorfelder in einer wandparallelen Ebene bei $y = 4,5 \text{ mm}$ mit farbkodiertem Betrag der Geschwindigkeit sind in Abbildung 31 dargestellt. Je zwei Vektorfelder des selben Spots, deren PIV Bild-daten nach einer Zeitdifferenz zur Anregung von $T = 78 \text{ ms}$ (oben) und in einem weiteren zeitlichen Abstand von $t = 5 \text{ ms}$, also bei $T = 83 \text{ ms}$ (unten), aufgenommen worden sind, sind in dieser Darstellung jeweils überlappend in Strömungsrichtung aneinandergefügt worden, um auf diese Weise die gesamte Spotstruktur zu erfassen. Die Störquelle befindet sich bei allen hier präsentierten Zweikomponenten (2C-) Multiplane PIV Meßergebnissen bei $x_s = 205 \text{ mm}$ stromauf des linken Vektorfeldrandes bei $z = 0 \text{ cm}$; das Gebiet des rechten Vektorfeldes beginnt bei $x_s = 308,5 \text{ mm}$. Insgesamt umfasst das abgebildete Gebiet in Strömungsrichtung einen Reynoldszahlenbereich von $Re = \sqrt{Re_x} = 448$ bis 550. Der wandnormale Überlappungsbereich der beiden Lichtschnitte war, wie sich bei der Auswertung herausstellte, bei dieser Meßreihe nur ca. 80%, so dass die leicht wandnähere Messebene mit einem zeitlichen Versatz, in Abbildung 31 unten, etwas grössere Gebiete langsameren Fluids aufweist. Die weiteren Ergebnisse dieser Meßreihe mit verschiedenen zeitlichen Abständen t bilden die Grundlage für spätere statistische Untersuchungen, die allerdings unter Berücksichtigung der nicht exakten Überlappung der Meßvolumen interpretiert werden müssen.

Auf eine allgemeine Entdimensionalisierung der gemessenen Grössen in Plus-Einheiten, wie $y^+ = u_\tau y / \nu$ etc., wird auch in der weiteren Darstellung weitgehend verzichtet, da die turbulenten Eigenschaften des hier untersuchten relativ jungen Spots keine hinreichende Annäherung an die bekannten Gesetzmässigkeiten der vollturbulenten Plattengrenzschicht erlauben und ausserdem nur als lokale Grössen definiert werden könnten. Weiter unten wird zwar eine Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ abgeschätzt, sie dient aber nur für den Vergleich der Ausdehnung und Abstände der (Sub-)Strukturen des Spots mit denen der vollturbulenten Grenzschichtströmung.

Leicht sind in der Abbildung 31 die welligen Streifenstrukturen langsameren Fluids innerhalb des Spots zu erkennen, die in ähnlicher Weise, allerdings weniger "geordnet", auch für die vollausgebildete turbulente Plattengrenzschicht typisch sind. Eine x -Achsensymmetrie zur Mitte des Spots ist relativ augenfällig, und die wellenartige Struktur dieser Streifen scheint weit in Strömungsrichtung fortzuwirken. Diese Wellen- und Streifenstruktur im vorderen Bereich des Spots kann als ein Übergangsbereich von turbulenter in laminare Strömung interpretiert werden, da der Spot sich langsamer als das ihn umgebene Fluid bewegt. Der Bereich an der Vorderkante des Spots ist in der Literatur auch als Überhanggebiet bekannt, da sich die Störungen der geneigten Substrukturen oberhalb einer weitgehend laminaren, wandnahen Schicht in Strömungsrichtung ausdehnen. Aus diesen Messungen ergibt sich, dass der Spot an der Vorderkante, deren jeweilige Position mit dem tsg-Betrag von $5\% U_\infty$ einer Ensemble-mittelung (s. u.) bestimmt wurde, mit ca. 87%, an der Hinterkante allerdings nur mit 62% der Aussengeschwindigkeit in der Grenzschicht stromab konvektiert, so dass in Übereinstimmung mit der Literatur anzunehmen ist, dass die Übertragung der Energie der Aussenströmung wesentlich an der Hinterkante und in der Mitte des Spots stattfinden muss, wo die ankommende Strömung mit dem langsameren Fluid des turbulenten Gebietes interagiert. Der Halbwinkel des spannweitigen Wachstums wurde mit dem gleichen Verfahren der Positionsbestimmung des äusseren Randes des Spots auf $7,7^\circ$ bestimmt, welcher möglicherweise aufgrund der relativ geringen

Reynoldszahl kleiner ausfällt als die Angaben in der Literatur z.B. 11° [17].

Die Pfeilkopfform des Spots stellt eine weitere Besonderheit dar, deren Klärung hier nachgegangen werden soll. Wie bereits im Kapitel 2.1 geschildert, induziert die Amplitude und Form der Anregung eine starke lokale Nichtlinearität in der Grenzschichtströmung, die nach einer kurzen, von der Reynoldszahl abhängigen Entwicklungszeit stromab einen turbulenten Spot erzeugt. Im Gebiet des Spots besteht offenbar eine inneren Ordnung, da es nach der selben Entwicklungszeit T in Form und Ausdehnung völlig selbstähnlich erscheint und, was diese Eigenschaften angeht, die spezifische Form der Anregung "vergisst", was ebenso schon in der Literatur beschrieben wurde [28]. Der Ursprung dieser inneren Ordnung bedarf allerdings noch der weiteren Klärung. Die hier durch pulsformige Störungen in einer laminaren Platten-grenzschicht erzeugten Spots waren durch die sorgfältig aufgebaute Vorrichtung der Puls-generierung und Übertragung sehr gut reproduzierbar. Diese Eigenschaft konnte für eine Mittelung über ein Ensemble von momentanen Geschwindigkeitsfeldern genutzt werden. Aus 1050 Realisierungen bei einer festen Zeitdifferenz von $T = 78\text{ ms}$ zwischen Anregepuls und Aufnahme wurde ein ensembledemitteltes Vektorfeld berechnet (s. Abb. 32), in dem die charakteristische Pfeilkopfform der Gesamtstruktur und die innere Streifenstruktur vor allem am stromab gelegenen Ende des Spots erkannt werden kann. Ausserdem ist in dieser Ebene mit einem Wandabstand von $y = 4,5\text{ mm}$ die Vergrößerung der laminaren Grenzschichtdicke δ an der Verminderung der Geschwindigkeit anhand der Farbkodierung des Geschwindigkeitsbetrages ausserhalb der Spotstruktur vom linken zum rechten Bildrand zu erkennen.

Abbildung 32: Ensembledemittelte Geschwindigkeitsverteilung berechnet aus 1050 momentanen Vektorfeldern von turbulenten Spots mit $T = 78\text{ ms}$ für $U_\infty = 7\text{ m/s}$. $u_{ref} = u - 6,4\text{ m/s}$, $|U|$ farbkodiert, $y = 4,5\text{ mm}$

Der Spot selber kann aber trotz dieser Ordnung als turbulente Struktur gekennzeichnet werden, was durch die statistischen Eigenschaften der Schwankungsgrößen

und Substrukturen, die in den nächsten Unterkapiteln beschrieben werden, belegt werden kann. Das gemittelte Strömungsfeld lässt daher trotz "phasenstarrer" Aufnahmebedingungen, einer festen Zeitdifferenz zur Störung T , mit Ausnahme der sich andeutenden Streifenstruktur, auch kaum kohärente Strukturen innerhalb des Spots erkennen. Der farbkodiert dargestellte Geschwindigkeitsbetrag zeigt die kleinsten Werte im Zentrum und den Flügelspitzen und steigt stetig zu den Rändern des Spots an. Auch die stromauf des Spots gelegene beruhigte Region mit hohen u -Geschwindigkeiten ist hier deutlich zu erkennen. Aufgrund des leichten spannweitigen Druckgradienten ist allerdings eine gewisse Asymmetrie um $z = 0$ zu bemerken, die besonders an der unterschiedlichen Ausdehnung der Flügelspitzen auffällt.

Die dazugehörigen in [Abbildung 33](#) gezeigten tsg-Beträge bestätigen die Annahme, dass an der Hinterkante, dem unmittelbar stromab nachfolgenden Gebiet im Zentrum und in den beiden spannweitig symmetrisch versetzten Flügelspitzen des Spots die grössten turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten vorliegen. Die tsg-Beträge stellen ein Maß für die durchschnittliche kinetische Energie der Strukturen an den jeweiligen Orten innerhalb des Spots dar (s. Kap. 2.2). Die in der Literatur schon formulierte Annahme [22] [23], dass die dieser Dynamik zugrundeliegende Entstehung neuer *hairpin*- oder *hairpin*artiger Wirbel an der Hinterkante des Spots den Selbsterhalt und das Wachstum des Spots in der laminaren Grenzschicht wesentlich ermöglicht, soll durch später dargestellte Ergebnisse der detaillierteren Multiplane Stereo PIV Messungen an der Hinterkante noch unterstützt werden.

Abbildung 33: Feld der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten (tsg) des gemittelten Geschwindigkeitsfeldes aus [Abb. 32](#), $|U_{tsg}|$ farbkodiert, $y = 4,5 \text{ mm}$

Der maximale Turbulenzgrad berechnet sich aus diesen tsg-Komponenten (ohne den Beitrag der v -Komponente) zu etwa $Tu = 10\%$, was die späteren Berechnungen mit Feldern aller drei Komponenten bestätigen, wobei $Tu = \sqrt{1/3 \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} / U_\infty^2$. Das Verhältnis der spannweitigen w -Komponente der

tsg-Beträge zu denen der u -Komponente beträgt etwa $2/3$ im grössten Teil des Spots, nur direkt am hinteren Übergang der Aussenströmung zum Spot, an der Hinterkante, und an der Vorderkante sinkt das Verhältnis unter $1/4$. Das zeigt, dass der Übergang von laminaren in turbulente Bereiche und vice versa wesentlich über ein mehr oder weniger ausgebildetes Gebiet von Schwankungen in Hauptströmungsrichtung verläuft. Der Übergang zur grössten kohärenten ("laminaren") Struktur, der Wand, ist in der vollturbulenten Grenzschicht bekannterweise ebenfalls durch Streifenstrukturen von u -Schwankungen, sogenannten *Streaks*, gekennzeichnet.

Aus dem tsg- wie dem gemittelten Geschwindigkeitsfeld ist zu ersehen, dass die Position des Spots leicht von der spannwitigen, zentralen $z = 0$ -Linie abgewichen ist. Dies erklärt sich aus einem in der Kürze der zur Verfügung stehenden Meßzeit nicht weiter korrigierbaren, leichten spannwitigen Druckgradienten (s. Abb. 20), der den Spot um etwa 8 cm/s seitwärts abwandern liess. Dies ist im Verhältnis zur langsameren Konvektionsgeschwindigkeit der Hinterkante von etwa $U_k = 430 \text{ cm/s}$ eine relative Abweichung von weniger als 2% . Korrigiert man diese Abweichung durch Subtraktion und kodiert nur diese korrigierte w_k -Komponente farblich, erhält man mit dem Ensembledittelwert des Spots aus Abbildung 32 eine Darstellung der mittleren spannwitigen Geschwindigkeiten in Abbildung 34.

Abbildung 34: Ensembledemitteltes Geschwindigkeitsfeld aus Abb. 32, korrigierte w_k -Komponente farbkodiert, $y = 4,5 \text{ mm}$

Das ankommende Fluid an der Hinterkante des Spots muss offenbar eine mittlere spannwitige Ausweichbewegung nach links und rechts von bis zu $w = 40 \text{ cm/s}$ (ca. $0,06 \cdot U_\infty$) vollziehen. Die momentanen Werte liegen lokal natürlich erheblich höher. Diese auch bei Wandabständen von $y = 4,0; 6,0$ und $8,5 \text{ mm}$ zu registrierende Ausweichbewegung, die das schnelle ankommende Fluid um den deutlich langsameren Spot herum ausführt, kann eine Erklärung für die laterale Ausbreitung der turbulenten Strukturen durch die Flügelspitzen des Spots und somit auch für die von den

Flügelspitzen umrahmte beruhigte Region an der Hinterkante liefern. Bei der Diskussion der Rolle der Substrukturen im Wachstumsprozess des Spots wird später noch darauf eingegangen werden. Weiter ist zu erkennen, dass weiter stromab, in der Mitte des Spots, die mittlere spannweiteige Strömungsrichtung sich jeweils wieder umkehrt, allerdings mit einem deutlich kleineren Betrag von etwa 10 cm/s , und zur Symmetrieebene weist, als ob das Gebiet kleinster u -Geschwindigkeiten oder grösster Störungen an der Hinterkante "umströmt" wird.

Um die Gesamtstruktur des Spots in verschiedenen Wandabständen zu erfassen, wurden weitere Multiplane PIV Messungen mit stromab aneinander liegenden Meßvolumen gleichzeitig und mit verschiedenen zeitlichen Trennungen t in zwei wandparallelen Abständen bei $y_1 = 4 \text{ mm}$ und $y_2 = 8,5 \text{ mm}$ durchgeführt. Die wandfernere Meßebeine liegt nun ausserhalb des Einflussgebietes der laminaren Grenzschicht, deren 99%-Dicke am rechten Rand des Beobachtungsgebietes bei $Re = \sqrt{Re_x} = 550$ etwa $\delta_{99} = 6,6 \text{ mm}$ beträgt.

Abbildung 35: Simultan gemessene, momentane Geschwindigkeitsfelder mit $T = 78 \text{ ms}$, $u_{\text{ref}} = u - 6,4 \text{ m/s}$, $|U|$ farbkodiert, $y_1 = 4 \text{ mm}$ (oben) und $y_2 = 8,5 \text{ mm}$ (unten)

Zur selben festen Zeitdifferenz zur Störung ($T = 78\text{ ms}$) wie in der ersten Meßanordnung wurde jeweils die wandnähere Meßebe und bei verschiedenen zeitlichen Abständen t mit je 140 Realisierungen die wandfernere Meßebe aufgenommen. In der Abbildung 35 sind zwei simultan gemessene momentane Geschwindigkeitsfelder des Spots dargestellt. Die Farbkodierung des Vektorfeldes bei $y_2 = 8,5\text{ mm}$ ist zur Hervorhebung der geringeren Schwankungsgrößen angepasst worden. Es ist leicht zu erkennen, dass nur die grossen Gebiete niedriger u -, d.h. negativer u' -Geschwindigkeiten, mit einigen Bereichen der um $4,5\text{ mm}$ wandferneren Ebene in Beziehung stehen. Die Störungen korrelieren in der wandferneren Ebene leicht stromab, was in den weiter unten gezeigten Raum-Zeit-Korrelationen noch eine deutlichere Bestätigung finden wird. Die charakteristische Pfeilkopfform des Spots ist in der wandferneren Ebene zwar noch zu erkennen, eine mittlere Geschwindigkeitsverteilung zeigt aber ein erheblich kleineres Gebiet langsameren Fluids mit weniger ausgeprägten Flügelspitzen.

Für die wandnähere Meßebe bei $y_1 = 4\text{ mm}$ wurden 840 Realisierungen des Spots zu einer Zeitdifferenz von $T = 78\text{ ms}$ aufgenommen. Die aus den Geschwindigkeitsvektorfeldern errechneten momentanen ω_y -Vorticityfelder wurden gemittelt und sind in Abbildung 36 farbkodiert wiedergegeben. Der leicht stufige Übergang und die Lücke zwischen den aneinandergesetzten Meßvolumen entstand durch die Anwendung des Vorticity-Differentialoperators. Die Lücke hätte zwar mit einem weiteren Bildverarbeitungsschritt vermieden werden können, beeinträchtigt aber in keiner Weise die Aussagekraft des hier dargestellten Resultates.

Abbildung 36: Mittelung über 840 ω_y -Vorticityfelder bei $y = 4\text{ mm}$

Die Streifenstruktur, die den Spot in einer dem turbulenten Charakter eher widersprechenden, sehr symmetrischen Form durchzieht, wird in der galilei-invarianten Darstellung der mittleren Vorticity in dieser Ebene des Spots erstmals deutlich sichtbar. Diese Eigenschaft eines relativ jungen Spots wurde in den in der Literatur dokumentierten und vorliegenden bisherigen Untersuchungen noch nicht entdeckt. Die Wirbel unterschiedlicher Rotationsrichtung befinden sich im Mittel in mehreren spannweitig versetzten, den Spot in seiner gesamten Strömungsrichtung durchziehenden Streifen.

Die ω_y -Wirbel bewegen sich also vorzugsweise entlang von Trajektorien, die sich entsprechend der von ihnen produzierten u' -Anteile jeweils in Nachbarschaft zu Streifen hoher und niedriger u -Geschwindigkeiten befinden. Die Zentrallinie des Spots ist danach mit einem Streifen *hoher* u -Geschwindigkeit besetzt, obwohl diese direkt stromab der Störung liegt, was eher eine Art "Nachlaufdele" erwarten liesse. Diese Eigenschaft hoher u -Geschwindigkeit entlang der Zentrallinie wurde aber schon bei früheren Untersuchungen an sehr jungen Spots gefunden, die ebenfalls durch punktförmige Störungen initiiert wurden. Die Überreste dieser u' -Formationen unmittelbar nach der Störungseinkopplung sind an der vordersten Spitze des hier dargestellten Spots noch als abgelenkte Vorticitystrukturen in Übereinstimmung mit den Messungen an einem sich formierenden, sehr jungen Spot zu erkennen [40].

Die Streifenstruktur ist an der Hinterkante etwas undeutlicher und welliger und krümmt sich an den Rändern des Spots. An der Vorderkante erscheint sie aber sehr deutlich, wenn man von den zwei schwächeren Streifen unterhalb der Zentrallinie absieht, deren Schwäche eventuell ein Effekt des leichten spannwitigen Druckgradienten sein kann. Die deutliche Anordnung an der Vorderkante weist möglicherweise auf einen besonderen Mechanismus des Überhanggebietes hin, in dem die aus den Substrukturen stammenden, geschichtlich ältesten Störungen an der oberen Grenze der laminaren Grenzschicht stromab getrieben werden. Dieser Punkt wird in der Diskussion der Ergebnisse noch erörtert werden.

Bei der in Abbildung 36 dargestellten und hier erstmals gefundenen Symmetrieeigenschaft des Spots deutet sich ein wesentlicher Grund für seine innere Ordnung an, die ihn trotz unterschiedlicher Arten der Initiation immer selbstähnlich erscheinen lässt: Die Anzahl der wandnahen Streifen, die durch Selbstähnlichkeitsgesetze turbulenter Grenzschichten einen spannwitigen Abstand von $z^+ \approx 100$ haben, ist in dem Gebiet des Spots beschränkt. Sie müssen sich entsprechend der Wachstumsgeschichte des Spots jeweils spannwitig versetzt anordnen. Die ω_y -Vorticity wird im Mittel an dessen Rändern erzeugt. Die gefundenen Strukturen können nun leicht erklärt werden, wenn man annimmt, dass die Vorticity in Form von *hairpin*-artigen Wirbeln wandnormal und in Strömungsrichtung transportiert wird. Dieses Modell soll anhand der weiteren Ergebnisse begründet werden und wird im Kapitel 6 Diskussion der Ergebnisse ausführlicher erörtert.

Die Welligkeit der Streifen, deren relative Regelmässigkeit schon in den momentanen Vektorfeldern auffiel, könnte ihren Ursprung in der Form der *Hairpin*-Wirbel haben, die nach ihrem Entstehen durch ihre Verzögerung an der Hinterkante des Spots empfänglich für die Querkomponenten der stromab liegenden Wirbel werden, denen sie sich nähern, und dadurch wechselseitig "abknicken". Dies könnte zusätzlich die schon im Kapitel 2.1 erwähnte Asymmetrie der Wirbel erklären. Da die Anzahl der entstehenden Substrukturen nach einer festen, relativ kurzen Zeitdifferenz zur Störung kaum schwankt, einer Vorstellung der z.B. in dem Konzept des *Most Probable Spot* (MPS) von Sankaran et al. [41] gefolgt wurde, ist es nicht verwunderlich, dass sich auch in der Ensemblemittelung Wellen andeuten. Ebenso könnte ein Mechanismus der aus der Umströmung stumpfer Körper, wie der eines Zylinders, bekannt ist, die Ursache für die Welligkeit der Strukturen sein: Wie die mittlere Umströmung in Abbildung 34 schon andeutet, könnte auch ein einzelner *Hairpin*-Wirbel mit seinen starken negativen u' -Anteilen an der Hinterkante wie ein stumpfer Körper wirken,

in dessen "Nachlauf" sich alternierend Wirbel ablösen. Da die lokale Reynoldszahl jeweils variiert, sind auch die Wellenlängen stromab grösser als direkt an der Hinterkante, was auch ein Grund dafür sein kann, dass sie nicht im Spektrum als lokales Maximum erscheinen. In der Diskussion der Meßergebnisse sollen diese möglichen Modelle kritisch untersucht werden.

In der Abbildung 37 sind die Differenzen der u - und w -Geschwindigkeiten zu sehen, die durch Subtraktion von zwei momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern *eines* Spots entstanden sind. Dabei wurde das erste Vektorfeld bei einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 78\text{ ms}$ und das zweite $t = 1\text{ ms}$ später aufgenommen. Es ist zu erkennen, dass Geschwindigkeitsänderungen, die hier im Wesentlichen durch Konvektion der einzelnen Wirbelstrukturen im Spot um etwa $0,6\text{ cm}$ verursacht werden, recht grosse Beträge in dem Gebiet stromab der Hinterkante und in der Mitte des Spots aufweisen, im vorderen Bereich aber wesentlich kleiner sind.

Abbildung 37: Momentane Differenzen der u - (oben) und w - (unten) Geschwindigkeiten in einem Spot nach $t = 1\text{ ms}$ in einer ortsfesten Betrachtung

Die geringe Ausdehnung dieser Gebiete grosser Beschleunigungen (nach ortsfester Betrachtung) korreliert mit den später im Detail gezeigten Substrukturgrössen. Diese Substrukturen haben durch ihre ω_y -Vorticity auch ebenso grosse Beträge in Spannweitenrichtung, wie die w -Differenzen in der unteren Darstellung in Abbildung 37 zeigen. Die Beträge der Geschwindigkeitsdifferenzen nach $t = 1\text{ ms}$ haben ein Grösse von bis zu $u_i = 200\text{ cm/s}$, d.h. für eine ortsfeste Beobachtung ergäbe sich eine lokale Beschleunigung des Fluids von bis zu $a_i = 2000\text{ m/s}^2$, was der 200fachen Erdbeschleunigung entspricht. Neueste Forschungen an Teilchenbahnen in stark turbulenten Strömungen bestätigen solche Abschätzungen: Im mitbewegten Bezugssystem einzelner Teilchen wurden mit einem Detektor bis zu 1200fache Erdbeschleunigungen gemessen [42].

Diese Beschleunigungen des Fluids können von den für diese Messung verwendeten Streupartikeln noch mit vernachlässigbarer Verzögerung mitvollzogen werden, wie eine Abschätzung mit Hilfe des Stokes'schen Gesetzes ergibt. Dazu wird zunächst davon ausgegangen, dass die Reynoldszahl des Partikels $Re_p = |(v_p - u_f)|d_p/\nu_f \ll 1$ ist, mit v der Lagrange'schen und u der Eulerschen Geschwindigkeit, wobei f der Index für die Fluidphase und p der für das Partikel darstellt. Selbst für den bei diesen Messungen unwahrscheinlichen Maximalfall eines in der Strömung ortsfest stehenden Partikels, also einer Differenz von v_p und u_f von 700 cm/s , würde bei dem Durchmesser der verwendeten Streupartikel von $d_p = 1\text{ }\mu\text{m}$ die Reynoldszahl bei $Re_p = 0,49$ liegen. Es kann also mit guter Näherung der Stokes'sche Satz angenommen werden, mit dem bei gegebener Geschwindigkeitsdifferenz die Beschleunigung des Partikels a_p (oder umgekehrt) ausgerechnet werden kann (s. Gl. (13)).

$$|v_p - u_f| = \frac{1}{18} |a_p| \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{\rho_f \cdot \nu_f} \quad (13)$$

Mit $\rho_p = 874\text{ kg/m}^3$, $\rho_f = 1,2\text{ kg/m}^3$ und $\nu_f = 1,5 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ und einer angenommenen Partikelbeschleunigung von $a_p = 2000\text{ m/s}^2$ ergibt sich eine Schlupfgeschwindigkeit von $0,0054\text{ m/s}$. Für die Geschwindigkeitsdifferenz von 200 cm/s ist das eine relative Abweichung von $0,2\%$, also vernachlässigbar klein. Da diese Beschleunigung hier zudem für das ortsfeste Bezugssystem gemessen wurde, kann man davon ausgehen, dass die Lagrange'sche Beschleunigung des Partikels eher noch kleiner ist.

In der Abbildung 38 sind zwei ensembledegemittelte Geschwindigkeitsfelder, deren 150 Einzelrealisierungen jeweils eine zeitliche Trennung von $t = 1\text{ ms}$ haben, voneinander subtrahiert worden. Daraus ergibt sich das abgebildete "Rautenmuster", das ebenfalls bei anderen zeitlichen Trennungen und auch bei $y = 6\text{ mm}$ Wandabstand in ähnlicher Form auftritt. Es zeigt allerdings nur sehr kleine Amplituden etwa $(0.02 \cdot U_\infty)$, die in dieser Abbildung durch eine entsprechende Farbkodierung der w -Komponente verdeutlicht wurden. Ob es für eine sehr viel grössere Anzahl von Realisierungen konvergiert, muss allerdings fraglich bleiben. Die in dieser Mittelung zugrundegelegten Beschleunigungen zeigen sehr grosse lokale Gradienten, so dass 150 Realisierungen nicht hinreichend sein können. Ein Artefakt der Auswertung in dieser Grössenordnung kann jedoch ausgeschlossen werden. Die Frage nach der Ursache des Rautenmusters kann zunächst auf die Vorstellung eines im turbulenten Geschwindigkeitsprofil im Mittel enthaltenen Wellenpakets hinauslaufen, das in transitionellen Grenzschichten verwandte Muster hervorbringt. Die Ähnlichkeit der

Form des Spots mit angefachten und stromab auseinanderlaufenden Wellenpakten in laminaren Grenzschichten war schon Gegenstand früherer Untersuchungen [43].

Abbildung 38: Mittelung über 150 Beschleunigungsfelder nach ortsfester Betrachtung mit $t = 1 \text{ ms}$ bei $y = 4,5 \text{ mm}$, w -Komponente farbkodiert

Die Annahme, dass für eine feste Zeit T die Anzahl der wechselseitig auftretenden *Hairpin*-Wirbel innerhalb des Spots gegen eine bestimmte Zahl konvergiert, würde ein solches Muster durch Subtraktion von zwei räumlich, durch Konvektion stromab versetzten Wellenstrukturen ebenfalls erzeugen und hat durch die um Größenordnungen stärkere Dynamik der Substrukturen gegenüber der eines Wellenpakets eine grössere Plausibilität. Dass ein Wellenpaket sich trotzdem im turbulenten Gebiet im Mittel erhalten kann und eventuell für die nachfolgenden TS-Wellen oder die beruhigte Region verantwortlich ist [44], ist damit nicht vollständig widerlegt. In der nachfolgenden Diskussion soll diese Fragestellung noch einmal aufgegriffen werden.

Die bisher gezeigten momentanen und ensembledemittelten Geschwindigkeitsfelder der Ergebnisse der Zweikomponenten (2C-) Multiplane PIV Messungen an turbulenten Spots erfassten jeweils die gesamte Strömungsstruktur in drei wandparallelen Ebenen. In weiteren statistischen Analyseverfahren, deren Ergebnisse weiter unten dargestellt werden, wird auf diese die u - und w -Komponenten enthaltenen Datensätze wieder zurückgegriffen. Die wandnormale v -Komponente und ihre Bedeutung innerhalb der relativ kleinskaligen Substrukturen des Spots kann nur durch räumlich höher aufgelöste Stereo PIV Messungen erhalten werden. Im nächsten Unterkapitel werden daher die Ergebnisse der zwei Multiplane Stereo PIV Meßreihen dargestellt.

5.2.2 Momentane und ensembledemittelte Geschwindigkeitsvektorfelder der Multiplane Stereo PIV Messungen

Bei den Multiplane Stereo PIV (MSPIV) Anordnungen wurde durch ein kleineres Meßvolumen die räumliche Auflösung der Spotstruktur erhöht, wodurch sie allerdings nur noch in Ausschnitten erfasst werden konnte. Dafür konnten bei der Auswertung dieser Messungen die für den turbulenten Austausch wesentlichen, wandnormalen Geschwindigkeitskomponenten v in einer den Substrukturen entsprechenden räumlichen Auflösung bestimmt werden. Es wurden erstens Messungen in einer wandparallelen Ebene bei $y = 6\text{ mm}$ durchgeführt, um den Spot etwas unterhalb der Mitte seiner wandnormalen Ausdehnung zu schneiden, wobei jeweils die Zeitdifferenz T zur Störung bei verschiedenen Werten fixiert wurde, um in dem fest vorgegebenen Meßvolumen von $50 \times 70\text{ mm}$ beginnend bei $Re = \sqrt{Re_x} = 502$ jeweils den Bereich des Spots zu erfassen, der nach Ablauf der Zeit T hineinkonvektiert war. Dabei lag z. B. nach $T = 75\text{ ms}$ die Vorderkante und nach $T = 88\text{ ms}$ der Bereich unmittelbar stromab der Hinterkante im Meßvolumen.

Zweitens wurden Messungen in zwei verschiedenen Ebenen bei $y = 4\text{ mm}$ und $y = 10,5\text{ mm}$ simultan und mit zwei verschiedenen zeitlichen Trennungen $t = 2$ und 5 ms nacheinander durchgeführt, bei der ebenfalls die Zeitdifferenz zur Störung T variiert wurde (s. Tabelle in Kap 4.2). Diese beiden Meßebenen wurden gewählt, um die wandnormale Ausdehnung der Substrukturen und ihre zeitliche Entwicklung zu untersuchen. In den Resultaten dieser Multiplane Stereo PIV Meßreihen sind die detaillierten Strukturen innerhalb des turbulenten Spots zu erkennen (s. Abbildungen 39, 40, 41 und 42). Die wellige Struktur besteht tatsächlich aus einzelnen, in einer Art alternierendem Muster oder auch wellig-nacheinander angeordneten Wirbeln, die in Scherschichten eingebettet sind, und grosse positive wandnormale Komponenten (rot) aufweisen. Die meisten dieser ω_y -Strukturen, vor allem in wandferneren Regionen, können als *Hairpin*-Wirbel beschrieben werden, die allerdings immer mit länglichen Bereichen grosser Scherungen verbunden sind (siehe auch perspektivische Sicht in Abb. 40). Benachbart liegen ausgedehntere Bereiche mit negativem v , die ebenfalls aus der Dynamik der *hairpin*-artigen Wirbel gespeist scheinen. Die Annahme von Perry [26], dass eine Kaskade von einzelnen, versetzt induzierten *Hairpin*-Wirbeln den Spot formen, findet in den wandferneren Meßebenen zunächst eine anschauliche Bestätigung, auch wenn die ideale Ordnung eines solchen Modells in den momentanen Geschwindigkeitsfeldern und Ensembledemittelwerten kaum nachzuvollziehen ist und der Ursprung neuer Wirbelstrukturen an der Hinterkante des Spots und in Wandnähe in diesem Modell keine Berücksichtigung findet.

In der Abbildung 39 sind die momentanen Strömungsstrukturen der Spots innerhalb des Meßvolumens bei $y = 6\text{ mm}$ Wandabstand für verschiedene Zeitdifferenzen zur Störung T abgebildet. In den 23 ms zwischen Ein- und Austritt des Spots wächst der Spot selbst um ca. $4,5\text{ cm}$ in Strömungsrichtung und $2,7\text{ cm}$ in Spannweitenrichtung. Die Wirbelstrukturen haben unterschiedliche Ausformungen in den drei verschiedenen Ebenen bei $y = 6\text{ mm}$ in Abbildung 40 und bei $y = 4\text{ mm}$ und $y = 10,5\text{ mm}$ in Abbildung 41.

Abbildung 39: Momentane Geschwindigkeitsvektorfelder von turbulenten Spots zu verschiedenen Zeiten T nach der Störung für $U_\infty = 7$ m/s. $u_{ref} = u - 640$ cm/s, v -Komponente farbkodiert, $y = 6$ mm

Abbildung 40: Perspektivische Sicht auf zwei momentane Geschwindigkeitsvektorfelder *eines* turbulenten Spots (79 ms nach der Störung (oben) und 0,5 ms später (unten)). $u_{ref} = u - 640 \text{ cm/s}$, v -Komponente farbkodiert, $y = 6 \text{ mm}$, Gitter $\Delta 1 \text{ cm}$

Abbildung 41: Perspektivische Sicht auf zwei momentane Geschwindigkeitsvektorfelder *eines* turbulenten Spots (83 ms nach der Störung bei $y = 4 \text{ mm}$, $u_{ref} = u - 540 \text{ cm/s}$, Vektorlängenfaktor $1/2$ (oben) und 2 ms später bei $y = 10,5 \text{ mm}$, $u_{ref} = u - 680 \text{ cm/s}$ (unten)) v -Komponente farbkodiert, Gitter $\Delta 1 \text{ cm}$

Während in der wandnächsten Ebene schmale, in Strömungsrichtung weisende Streifenstrukturen mit lokal hintereinander auftretenden grossen v - und negativen u' -Komponenten zu erkennen sind, die lange Scherschichten mit einzeln zu lokalisierenden Wirbeln bilden, vermittelt die mittlere und obere der drei Ebenen eher die Vorstellung, dass *Hairpin*-Wirbel den Spot dominieren. Die Vektoren in der wandnächsten Ebene sind wegen der dort auftretenden grösseren Schwankungswerte im Verhältnis zu denen in den anderen zwei Ebenen um den Faktor $1/2$ verkleinert dargestellt. In der wandfernsten Ebene tauchen nur noch vereinzelt die Köpfe dieser Wirbelstrukturen auf, die aus den darunterliegenden Dynamiken geformt wurden. Die wandfernere Ebene ist in Abbildung 41 mit einer zeitlichen Trennung von $t = 2\text{ ms}$ nach der wandnäheren aufgenommen worden. Fixiert man die stärksten positiven v -Komponenten in der wandnäheren Ebene und wandert in der wandferneren Ebene ca. 1 cm stromab, so zeigt sich eine gewisse Korrelation der Geschwindigkeitsschwankungen. Inwieweit hier ein systematischer Zusammenhang besteht, wird später mit Hilfe der Raum-Zeit-Korrelationen erörtert werden. Die weiter unten dargestellten Raum-Zeit-Korrelationen der Schwankungsgrössen u' , v' , w' liefern die durchschnittliche Grössen kohärenter Strukturen innerhalb des Spots. Die aus verschiedenen Schwankungskomponenten zusammengesetzte "durchschnittliche" kohärente Struktur lässt sich in den verschiedenen, wandparallelen Ebenen u.a. mit Hilfe der Korrelation der Phasenbeziehungen zwischen einzelnen Schwankungsgrössen modellhaft entwickeln. Ein allgemeines Modell über die Topologie dieses "durchschnittlichen Wirbels" oder der dominanten Substruktur kann aber letztlich nur im Zusammenhang mit den momentanen Geschwindigkeitsfeldern (re-)konstruiert werden, da nur dann alle drei Komponenten der Geschwindigkeit räumlich aufgelöst in momentanen, einzelnen Strukturen vorliegen.

Der Bereich der grössten Dynamik innerhalb des Spots befindet sich an und direkt stromab der Hinterkante. Aus einer Instabilität des anströmenden Fluids entstehen lokale Wirbel mit einer grossen ω_y -Vorticity, die wandnahes Fluid in kurzen Pulsen, die einen lokalen, *hairpin*-artigen Wirbel formen, nach oben transportieren (siehe lokal gebündelte, positive v -Komponente (rot) der Vektoren in den Abbildungen 42 und 39). Die Ausbildung neuer *hairpin*-artiger Wirbel stromauf der Hinterkante des Spots ist in den in Abbildung 42 dargestellten momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern für einen Zeitschritt zu verfolgen. Die mit den Pfeilen in der oberen Abbildung gekennzeichneten Strukturen wachsen während der Zeit $t = 0,5\text{ ms}$ an und weisen dann in der unteren zeitlich späteren Abbildung eine vergrösserte v - und verkleinerte u -Komponente auf. Aus der Sichtung mehrerer momentaner Vektorfelder mit einer zeitlichen Trennung von $t = 0,5\text{ ms}$ an der Hinterkante des Spots ist zu ersehen, dass dort, wo stromab eine weitere Struktur langsameren Fluids vorliegt, die zur Folge hat, dass die Nachfolgende verzögert wird, das Wachstum der Nachfolgenden auch beschleunigt wird. Dabei "knickt" die Wirbelstruktur durch die Verzögerung und Induktion mit dem jeweils stromab liegenden Wirbel oder ein damit verbundenes Ereignis mit negativer v - und einer spannweiten w -Komponente seitwärts ein, so dass einander folgende Wirbelstrukturen einen welligen Streifen niedriger Geschwindigkeit formen. Dieser Mechanismus der gegenseitigen Beeinflussung der Substrukturen an der Hinterkante des Spots erzeugt (alternierend) w -Schwankungen, die für die laterale Störungsausbreitung wesentlich sind.

Abbildung 42: Perspektivische Sicht auf momentane Geschwindigkeitsvektorfelder *eines* turbulenten Spots an der Hinterkante. 93 ms nach der Störung (oben) und $0,5 \text{ ms}$ später (unten). $y = 6 \text{ mm}$, v -Komponente farbkodiert, $u_{ref} = u - 640 \text{ cm/s}$. Pfeile kennzeichnen Strukturen negativer u' -Komponenten mit zeitlich zunehmenden positiven v' -Komponenten

Der Mechanismus der Übertragung der Schwankungsenergie in u'^2 in solche mit v'^2 und w'^2 ist als Druck-Scher-Korrelation bekannt. Die so entstandenen Wirbelstrukturen formen dann innerhalb des Spots eher längliche Strukturen mit Scherschichten, die stromab konvektieren und sich weitgehend erhalten, wie aus Abbildung 40, weiteren zeitlich getrennten momentanen Vektorfeldern eines Spots (z. B. Abb. 31) und unten aufgeführten Raum-Zeit-Korrelationen in jeweils *einer* wandparallelen Meßebeine zu entnehmen ist.

Bei Singers numerischen Simulationen [45] wird davon ausgegangen, dass die Entstehung des Spots an der Störquelle durch einen primären *Hairpin*-Wirbel ausgelöst wird, der weitere *Hairpin*-Wirbel an seinen Füßen erzeugt. Die Rolle *hairpin*artiger Wirbel bei der Entstehung der Turbulenz ist häufig herausgestellt worden, inwieweit sie für die turbulente Grenzschichtströmung selbst wesentlich bleibt, ist allerdings fraglich. Die DNS, die allerdings vorerst nur für ein frühes Stadium der Spotentwicklung möglich sind, lassen relativ komplexe Strömungsstrukturen entstehen. Die Form der berechneten Gesamtstruktur ist der des hier gemessenen Spots zwar sehr ähnlich (s. Abb. 74), für die hier angeführten Versuche, eine Modellvorstellung der wesentlichen Substrukturen zu entwickeln, hat sie aber bisher nur wenig beizutragen.

In Abbildung 43 sind ein momentanes, zwei gemittelte und ein tsg-Feld bei $T = 88\text{ ms}$ nach der Störung, d.h. mit der Region unmittelbar stromab der Hinterkante des Spots, abgebildet. Die mittlere Ausweichbewegung des herannahenden Fluids hat neben der spannweitigen Komponente (s. a. Abb. 34) auch eine positive wandnormale v -Komponente (Bild oben rechts in Abb. 43). Nachfolgend sind die grössten tsg-Beträge zu registrieren (Bild unten rechts). Dem Gebiet grösster Störungen, d.h. hier im wesentlichen auch kleinster u -Geschwindigkeiten, muss das Fluid offenbar im Mittel in den drei möglichen Richtungen aufgrund seiner Inkompressibilität ausweichen, da es an der Hinterkante einer Verzögerung unterworfen ist. Diese Verzögerung der herannahenden Strömung steigert ihre Instabilität, so dass darin Wirbelstrukturen auftauchen, die wiederum den Effekt der Verzögerung stromauf fortsetzen. Es kann hier also von einer "selbstinduzierten" Turbulenzproduktion gesprochen werden. Der Bereich der Hinterkante des Spots zeigt dadurch die Eigenschaften einer absoluten Instabilität: Neue Wirbelstrukturen entstehen stromauf der Älteren, die Konvektionsgeschwindigkeit U_k dieser Substrukturen ist grösser als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Hinterkante des Spots. Ob eine Wechselwirkung der Strömung mit den schon oben erwähnten bodennahen, dem Spot folgenden Streifen diese Instabilität erzeugt oder sie durch stromauf wirkende Druckgradienten der Gesamtstruktur oder einzelner Wirbel verursacht wird, kann mit den hier vorliegenden Meßdaten nicht endgültig beantwortet werden. Einige mögliche Modelle sollen aber dennoch in der nachfolgenden Diskussion erörtert werden.

Aus allen mittleren Geschwindigkeitsfeldern in den fünf wandnormalen Ebenen bei $y = 4, 4,5, 6, 8,5$ und $10,5\text{ mm}$ ist jeweils der kleinste u -Geschwindigkeitswert im Zentrum des Spots für eine annähernd gleiche Zeitdifferenz zur Störung ($T = 78$ bis 83 ms) ermittelt worden, um ein Grenzschichtprofil des ensembledemittelten Spots abzuschätzen. Der Fehler, der durch nicht konvergierte Mittelungen und die Unschärfe des Ortes und der Zeit entstanden ist, wird auf max. 5% des gemessenen Wertes geschätzt.

Abbildung 43: Momentanes (oben links), gemitteltes (v farbkodiert (oben rechts), w farbkodiert (unten links)) und tsg-Feld (unten rechts) von turbulenten Spots an der Hinterkante, $T = 88$ ms nach Störung, $y = 6$ mm

Die Auftragung der ermittelten Werte in einer halblogarithmischen Darstellung von $\bar{u}/U_\infty$ über $Re_y = U_\infty y/\nu$ ergibt die in Abbildung 44 dargestellte Gerade. Die entsprechende Gerade des logarithmischen Wandgesetzes der Gleichung (14):

$$\frac{\bar{u}}{U_\infty} = 2,44 \cdot C \cdot \ln[Re_y \cdot C] + 5,1 \cdot C, \quad (14)$$

die für turbulente Grenzschichten aufgestellt wurde, fällt deutlich flacher aus. Dieses Ergebnis wurde auch bei jungen turbulenten Spots mit Hilfe von DNS gefunden [45] und zeugt von einem noch nicht ausgebildeten turbulenten Profil, das eher dem transitioneller Grenzschichten entspricht [31]. Das $C = \sqrt{C_f/2}$ in obiger Gleichung (14) ist mit dem Schubspannungskoeffizienten $C_f = 2\tau_w/U_\infty^2\rho$ verbunden, wobei τ_w die Wandschubspannung und ρ die Dichte ist.

Bestimmt man aus dieser an die Meßdaten angepasste logarithmische Funktion die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = U_\infty \cdot C = \sqrt{\tau_w/\rho}$, so ergibt sich für das Spotzentrum ein Wert von $u_\tau \approx 31 \text{ cm/s}$. Mit diesem u_τ berechnet sich das wandnächste Meßvolumen in der Reihe bei $y = 4 \text{ mm}$ zu $y^+ = yu_\tau/\nu = 87$, das beim Wandabstand von $y = 6 \text{ mm}$ zu $y^+ = 130$ und das beim wandfernsten bei $y = 10,5 \text{ mm}$ zu $y^+ = 228$. Die hier durch das logarithmische Wandgesetz abgeschätzte Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ ist für das steilere, transitionelle Profil prinzipiell zu gross bestimmt; eine exaktere Bestimmung ist allerdings nur mit einem vollständigen Grenzschichtprofil möglich. Die Umrechnung in Plus-Einheiten kann dementsprechend in der Diskussion der Ausdehnung der durchschnittlichen Strukturen und z.B. des Abstands der wandnahen Streifen nach unten korrigiert werden. Bei der Darstellung der Ergebnisse der Raum-Zeit-Korrelationen können Formen und Ausdehnungen der durchschnittlichen Strukturen der Schwankungsgrößen mit denen der vollturbulenten Grenzschicht über diese Plus-Einheiten also nur mit dieser Einschränkung verglichen werden. Dieser Vergleich soll im Kapitel 6 Diskussion der Ergebnisse durchgeführt werden.

Abbildung 44: Aus 5 $\bar{u}$ -Minima ensemble-gemittelter Geschwindigkeitsfelder bei $y = 4; 4,5; 6; 8,5$ und $10,5 \text{ mm}$ bestimmtes Grenzschichtprofil (rot) mit Anpassungsgerade nach logarithmischem Wandgesetz (grün)

In den in diesem Unterkapitel dargestellten momentanen und gemittelten Geschwindigkeitsfeldern konnten einige wesentliche Eigenschaften der Spotströmungsstrukturen aufgezeigt werden. Zudem konnten einige Hinweise auf *hairpin*artige Wirbel gefunden werden, die als Substrukturen den Spot dominieren, stromauf der Hinterkante entstehen und sich dann zu streifenförmigen und welligen Strukturen inner-

halb des Spots anordnen. In der Literatur werden diese Wirbel meist synonym als *Hairpin*-Wirbel bezeichnet. Die verschiedenen Eigenschaften der turbulenten Struktur sind damit noch nicht hinreichend erfasst worden. Ein weiterer Baustein zu seinem Verständnis kann die vollständige, globale Statistik der Schwankungsgrößen in Form der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen liefern. An diesen Funktionen lässt sich das Verhältnis der Größe der einzelnen Komponenten (u' , v' , w' , $u'v'$) zueinander und in verschiedenen Wandabständen y analysieren. Daher wurden die wesentlichen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zur Charakterisierung des hier untersuchten turbulenten Spots berechnet und im nächsten Unterkapitel dargestellt.

5.2.3 Globale Statistik mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen

Die Wahrscheinlichkeit an einem Punkt der Meßebeine (x, z) den Wert $\mathbf{u}(x, z)$ in den Grenzen $u + du, v + dv, w + dw$ vorzufinden, wird mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, hier im folgenden als (PDF) *Probability Density Function* abgekürzt, $f(u, v, w, x, z)$ beschrieben. Durch Aufsummierung der Anzahl aller innerhalb der oben genannten Grenzen kleiner Intervalle vorkommenden Geschwindigkeiten und eine nachfolgende Normierung der Gesamtfunktion wird eine PDF bestimmt. Benutzt man dazu alle Meßpunkte der Ebene (x, z) einer grossen Anzahl von momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern wird die PDF aller gemessenen Geschwindigkeiten eines Ensembles von Strömungsstrukturen ermittelt. Die Intervallgrenzen $u + du, v + dv, w + dw$ zerteilen dabei das Intervall von der minimalen bis zur maximalen Geschwindigkeit der einzelnen Komponenten in viele kleine Bereiche, die der Funktion einen diskreten Charakter geben. Wenn die Anzahl der zugrundegelegten Daten hinreichend gross ist, können die kleinen Intervalle gegen Null streben ($du_i \rightarrow 0$) und die PDFs der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten konvergieren dann zu charakteristischen, stetigen Funktionen.

Die Grundströmung verschiebt die Verteilungsfunktionen der einzelnen Komponenten jeweils nur um ihren jeweiligen mittleren Betrag. Für einen sinnvollen Vergleich der Dynamiken verschiedener Wandabstände y und einzelner Komponenten werden deshalb PDFs der Schwankungsgrößen (u' , v' , w') und der Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ ermittelt, die durch die Reynoldsen Aufspaltung der Strömung in mittlere und Schwankungs-Geschwindigkeiten bestimmt werden können. Diese PDFs haben innerhalb der statistischen Betrachtung von turbulenten Grenzschichtströmungen eine zentrale Bedeutung. Dafür wurde mit Hilfe einer punktweise durchgeführten Mittelung aller gemessenen Realisierungen des Strömungsfeldes bei festem Wandabstand y und fester Zeitdifferenz zur Anregung T je ein ensembledemitteltes Geschwindigkeitsvektorfeld berechnet. Danach wurde ebenfalls punktweise von jedem momentanen Vektorfeld aus diesem Ensemble das gemittelte Geschwindigkeitsvektorfeld subtrahiert und das Resultat in drei Skalarfelder der momentanen Schwankungsgrößen (u' , v' , w') des Spots aufgeteilt. Damit war jede einzelne momentane Schwankungsgrösse an allen Meßpositionen bestimmt. Durch Multiplikation der einzelnen u' und v' Größen an diesen Meßpunkten konnten daraufhin auch die Skalarfelder momentaner Reynoldsen Schubspannungen ermittelt werden. Aus den Skalarfeldern der einzelnen Schwankungsgrößen wurden dann PDFs auf die oben beschriebene Wei-

se berechnet. Dabei erweist sich, dass die Untersuchung der Symmetrieeigenschaften dieser Funktionen Erkenntnisse über zugrundeliegende Strömungsstrukturen ermöglichen kann.

Abbildung 45: Globale Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Schwankungsgrößen und Reynoldsen Schubspannungen des Spots (ohne die Flügelspitzen) bei verschiedenen wandnormalen Positionen, $y = 4\text{ mm}$, $y = 6\text{ mm}$ und $y = 10,5\text{ mm}$

In den normierten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen in [Abbildung 45](#) sind die Verteilungen der drei Geschwindigkeitsschwankungen über alle Realisierungen der verschiedenen Zeitdifferenzen T von $T = 75\text{ ms}$ bis $T = 88\text{ ms}$ der zwei Multiplane Stereo PIV Meßreihen (vergl. u.a. [Abb. 39](#)) mit je einer Auflösung von $\Delta u_i = 2\text{ cm/s}$ und der Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ mit einer Auflösung von $\Delta u'v' = 4\text{ cm}^2/\text{s}^2$ für die drei wandparallelen Ebenen $y = 4, 6$ und $10,5\text{ mm}$ aufgetragen. Dabei wurden je Wandabstand y und Schwankungskomponente u', v', w' und $u'v'$ 1400 momentane Geschwindigkeitsfelder mit jeweils 11088 Meßpunkten, also insgesamt mehr als $15 \cdot 10^6$ Meßpunkte benutzt, wobei aber etwa $1/3$ davon der annähernd ungestörten Strömung ausserhalb des Spots zuzurechnen ist. Die Geschwindigkeitsfelder mit grösserem T , in denen jeweils nur noch einen Fuss des Spots vollständig abgebildet ist, wurden hier nicht berücksichtigt, um eventuell daraus entstehende Asymmetrien der Schwankungs-Komponenten zu vermeiden.

Die u' - und v' -Verteilungen der Geschwindigkeitsfelder des Spots stromab der Hinterkante weisen jeweils typische Asymmetrien auf, wie sie auch aus Statistiken von vollturbulenten Grenzschichten bekannt sind. Die u' -Verteilung hat für alle drei Wandabstände "Schultern" bei mittleren positiven und mittleren negativen Schwankungsgrößen, die bei der wandnächsten Ebene auf beiden Seiten am stärksten ausgeprägt sind. Die größeren Schwankungen werden aber im negativen Bereich registriert. Das auffällige "Abknicken" der Kurven ab einer bestimmten Schwankungsgrösse kann hier als Hinweis dafür genommen werden, dass kohärente Strömungsstrukturen mit asymmetrischen Eigenschaften in u' dominant geworden sind. Betrachtet man in den momentanen Geschwindigkeitsfeldern der wandnächsten Ebene jene Regionen, die den u' -Ausschnitt der "Schultern" ausmachen, so zeigen sich hier Streifenstrukturen, die in Strömungsrichtung weisen und für die negative "Schulter" schmaler und zusammenhängender ausfallen, als für die positive. Die Strukturen sehr grosser negativer Schwankungen sind in den momentanen u' , wie in den v' Feldern, sehr klein und haben eine bedeutend grössere Häufigkeit in dem Bereich stromab der Hinterkante des Spots als anderswo.

Bei den v' -Verteilungen ist ebenso eine Asymmetrie zu verzeichnen, die besonders im Unterschied der wandnächsten zur Ebene mit $y = 6\text{ mm}$ deutlich wird. Während die beiden Kurven für positive v' -Werte fast völlig übereinstimmen, gibt es bei negativen Werten für die wandnähere Ebene eine Verschiebung der Verteilung zugunsten grösserer, negativer v' -Werte. Diese Verschiebung deutet sich ebenfalls durch die Ausbildung einer Schulter an, die nur über das Auftreten kohärenter Strukturen in der Strömung erklärt werden kann. Die w' -Verteilungen sind hingegen symmetrisch, wobei die grössten Schwankungswerte für die wandnächste Ebene erfasst wurden. Eine sehr prägnante Asymmetrie ist in den $u'v'$ -Verteilungen zu erkennen, die deutlich zugunsten der negativen Schwankungswerte ausschlägt. Dabei treten die grössten negativen Werte wieder für die Ebene mit $y = 4\text{ mm}$ auf. Entsprechenden Kurven, die die Grösse der mit den negativen $u'v'$ eng verknüpften Turbulenzproduktion über den Wandabstand y darstellen, ist zu entnehmen, dass die Werte in Wandrichtung stetig steigen, bis sie im Übergangsgebiet zur viskosen Unterschicht, in der sogenannten *Buffer Layer*, ein Maximum erreichen. Diese Übergangsschicht befindet sich in diesem Meßfall in einem Gebiet bei $y \leq 2,5\text{ mm}$, was über die oben durchgeführte Abschätzung mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ bestimmt wurde.

Errechnet man aus den Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ die dazugehörigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zu den verschiedenen Zeitdifferenzen zur Störung T , also an verschiedenen Stromabbereichen des Spots, so lässt sich aus der einbeschriebenen Fläche der Verteilung ersehen, wieviel des Gebietes im Meßvolumen zur Turbulenzproduktion ($u'v' < 0$) beiträgt (s. Abb. 46). Hier ist die Auflösung allerdings wegen der geringeren Anzahl an Geschwindigkeitsfeldern, die jeweils in die Berechnung eingingen, auf $\Delta u'v' = 25\text{ cm}^2/\text{s}^2$ reduziert worden. Die Information über die einbeschriebene Fläche ist allerdings nicht ausreichend, da die Hinterkante des Spots erst spät und damit erheblich angewachsen in das Meßvolumen konvektiert, womit der Beitrag von $u'v' > 0$ genauso zunehmen kann, wie der Turbulenz produzierende Fall $u'v' < 0$. Aus den Symmetrieeigenschaften der Verteilungskurven ist aber zu ersehen, wo der Bereich grösster Turbulenzproduktion liegt. Bei einer Zeitdifferenz zur Anregung von $T = 88\text{ ms}$ ist der Bereich direkt stromab der Hinterkante in das

Meßvolumen konvektiert (cyanfarbene Kurve) und die grösste Asymmetrie mit einem klaren Übergewicht des $u'v' < 0$ -Anteils ist zu verzeichnen. Besonders ist dabei zu beachten, dass die positiven $u'v'$ -Werte bei dieser Kurve sich auf dem selben Niveau befinden, wie bei der Kurve bei $T = 93\text{ ms}$ mit einem bedeutend kleineren $u'v' < 0$ -Anteil. Also nicht nur die tsg-Beträge in den Abbildungen 33 und 43 bei $y = 4, 5\text{ mm}$ bzw. $y = 6\text{ mm}$, sondern auch die $u'v'$ -Verteilungen in Abbildung 46 bei $y = 6\text{ mm}$ weisen darauf hin, dass die wesentliche Dynamik der Erzeugung von Turbulenz und damit des Selbsterhaltes und Wachstums des Spots an und stromab der Hinterkante abläuft.

Abbildung 46: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Reynoldschen Schubspannungen an verschiedenen stromabgelegenen Positionen der Spots, d.h. bei verschiedenen Zeitdifferenzen zur Anregung, $y = 6\text{ mm}$

Trennt man die Produkte der Reynoldschen Schubspannungen $u'v'$ in Beiträge I (Q1) $u' > 0, v' > 0$, II (Q2) $u' < 0, v' > 0$, III (Q3) $u' < 0, v' < 0$ und IV (Q4) $u' > 0, v' < 0$ auf, so erhält man eine Aufteilung in vier Quadranten, deren räumliches Auftreten in den momentanen Feldern und deren hier dargestellte Häufigkeitsverteilungen Auskunft über die Eigenschaften des Impulsaustausches im

Spot und damit über den Energietransport von der Aussenströmung zur Wand geben kann. In den Abbildungen 47 und 48 sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Reynoldschen Schubspannungen in diesen vier Quadranten (I, II, III, IV) dargestellt. In der Mitte des Spots nach $T = 83\text{ ms}$ in zwei Wandabständen bei $y = 4\text{ mm}$ und $y = 10,5\text{ mm}$ und für $y = 6\text{ mm}$ bei verschiedenen Zeitdifferenzen zur Störanregung T , die den Spot schrittweise durch das Meßvolumen konvektieren liessen.

Abbildung 47: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Reynoldschen Schubspannungen in den Quadranten I bis IV bei $y = 4\text{ mm}$ (links) und $y = 10,5\text{ mm}$ (rechts) bei $T = 83\text{ ms}$ (Mitte des Spots)

Die Verteilungen in den Abbildungen 47 und 48, die jeweils mit einer Auflösung von $\Delta u'v' = 4\text{ cm}^2/s^2$ aus je 420 momentanen Geschwindigkeitsfeldern generiert wurden, zeigen, dass für alle Fälle im negativen Bereich Quadrant II (Q2)-Ereignisse, also der Transport von wandnahe, langsamen Fluid in Richtung Aussenströmung, mit grösseren Schwankungswerten häufiger vertreten ist als Quadrant IV (Q4)-Ereignisse mit jeweils entgegengesetzten Vorzeichen bei u' und v' , also dem Transport schnellen, wandfernen Fluids in Richtung Wand. Die Schnittstelle der beiden Kurven und damit ihr relatives Verhältnis verschiebt sich in Abbildung 48 je nach dem räumlichen Turbulenzanteil im Meßvolumen nach links, was mit den oben abgebildeten momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern abgeglichen werden kann. D.h., dass Q4-Ereignisse zwar im Durchschnitt mit kleineren $u'v'$ -Beträgen ausgestattet sind als Q2-Ereignisse, es sich jedoch zeigt, dass die Q4-Verteilungskurve das Maximum ihres relativen Anteils an den grossen negativen $u'v'$ -Schwankungen, mit der am weitesten im negativen Bereich liegenden Schnittstelle beider Kurven, genau in dem Bereich der grössten tsg-Beträge des Meßvolumens bei $T = 88\text{ ms}$ hat. Dies lässt darauf schliessen, dass Q4-Ereignisse einen bisher unbeachteten, wesentlichen Anteil an der Turbulenzproduktion, also auch an der Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie, haben. Die kinetische Energie des Fluids der turbulenten Grenzschichtströmung muss schliesslich im wesentlichen über die mit spezifischen Strukturen verbundenen Transportmechanismen aus der Aussenströmung bezogen werden. Dem zur Wand gerichteten Transport von Fluid als Q4-Ereignis kommt demnach die entscheidende Rolle bei der "Fütterung" der dissipativen Energiekaskade zu, die in Form von zerfallenden Wirbelstrukturen beobachtet werden kann.

Abbildung 48: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) der Reynoldschen Schubspannungen in den Quadranten I bis IV bei $y = 6 \text{ mm}$ zu verschiedenen Zeitdifferenzen zur Störung T

An der Hinterkante des Spots bei $T = 93\text{ ms}$ steigt der Anteil kleinerer Q4-Schwankungen relativ zu denen der Q2-Ereignisse an. Die Differenz der beiden Kurven wird hier augenscheinlich und lässt sich anhand der stromauf der Hinterkante sich neuformierenden *hairpin*-artigen Wirbel erklären, die dort jeweils erstmals in dieser Meßebene erscheinen, was in den Anteilen der grossen Q2-Schwankungen verzeichnet ist, die aber nur ein räumlich sehr begrenztes Gebiet beanspruchen. Die Gegenbewegungen dieser Wirbel, Q4-Ereignisse, haben hier noch einen relativ grossen Raum zur Verfügung, was ein Grund für die kleinen Skalen sein kann, mit denen sie auftreten. Die Asymmetrie dieser Kurven ist in diesem Bereich des Spots mit derjenigen in einem Wandabstand von $y = 10,5\text{ mm}$ in Abbildung 47 sehr ähnlich. Auch in dieser wandferneren Ebene tauchen nur vereinzelt die "Köpfe" der wirbelbehafteten Strukturen auf. In der wandnächsten Ebene bei $y = 4\text{ mm}$ liegen, wie schon oben gezeigt, die grösseren Schwankungsanteile und Werte der Turbulenzproduktion vor. Die Schnittstelle der Q2- mit der Q4- Verteilung, die hier noch weiter im negativen Bereich liegt als in dem Meßvolumen der grössten tsg-Beträge bei $y = 6\text{ mm}$ Wandabstand, bezeugt die Bedeutung eines hohen Q4-Anteils für die Turbulenzproduktion. Die beiden Kurven liegen hier schon sehr dicht beieinander, auch wenn die maximalen Schwankungswerte immer bei der Q2-Verteilung liegen. Q2-Ereignisse allein sorgen offenbar noch nicht für grosse Werte der Turbulenzproduktion, ein entsprechend hoher Anteil an Q4-Ereignissen scheint hier der wesentliche Faktor zu sein.

Inwieweit Q2- und Q4-Ereignisse eine relative Unabhängigkeit besitzen und sie stromab der Hinterkante des Spots und in Wandnähe in einer starke Turbulenz produzierenden Kombination auftreten, sollte ein Modell der dafür verantwortlichen Strukturen erläutern können. Ein Versuch, diese komplexe Interaktion phänomenologisch zu illustrieren, wird in der anschliessenden Diskussion gemacht. Im positiven Bereich überwiegen hingegen bei den grösseren Schwankungswerten Q3-Ereignisse, also solche die negatives u' mit negativem v' verbinden. Eine gewisser Anteil der produzierten negativen u' -Komponenten fliesst offenbar wieder in Wandrichtung zurück und sorgt für eine Verminderung der Turbulenz. Inwiefern diese Gewichtung der Verteilungen auf der positiven Seite mit der auf der negativen Seite verbunden ist, muss ein Modell über die kohärenten Strukturen, die diese Gewichtung verursachen, beantworten können. Dieses Modell ist aus einzelnen Geschwindigkeitsvektorfeldern und dieser Form globaler Verteilungsstatistik noch nicht vollständig zu erschliessen. Die im nächsten Unterkapitel dargestellten Raum-Zeit-Korrelationen der Schwankungsgrössen, Reynoldsen Schubspannungen und Vorticity ermöglichen Einblicke in die durchschnittliche Ausdehnung der jeweiligen Gebiete und ihre zeitliche Entwicklung. Eine Modellvorstellung über eine mögliche Topologie der durchschnittlichen, dominanten und allgemein vertretenden Substruktur des Spots kann in Verknüpfung mit momentanen Geschwindigkeitsfeldern ihren Ausgangspunkt in diesen Korrelationen finden.

5.2.4 Raum-Zeit- und Auto-Korrelationen von u' , v' , w' , $u'v'$ und ω_y

In dieser Untersuchung wurden Messungen in wandparallelen x - z -Ebenen bei verschiedenen Wandabständen y durchgeführt. Die Korrelationsfunktion der Geschwindigkeitsschwankungen in diesen Ebenen ist in Gleichung (15) dargestellt.

$$R_{ij}(\Delta x, \Delta z) = \frac{\sum_x \sum_z u'_i(x, y, z) u'_j(x + \Delta x, y, z + \Delta z)}{\sqrt{\sum_x \sum_z u'^2_i(x, y, z)} \sqrt{\sum_x \sum_z u'^2_j(x + \Delta x, y, z + \Delta z)}} \quad (15)$$

Dabei ergibt sich aus der Definition klar, dass das Maximum der hier zu berechnenden räumlichen Korrelation von einzelnen Komponenten der Geschwindigkeitsschwankungen eines Feldes an der Stelle $\Delta x_i = 0$ und $i = j$, also der Autokorrelation, einen normierten Wert von $R_{ij} = 1$ ergeben muss, sowie für $\Delta x_i \rightarrow \infty$ wegen statistischer Unabhängigkeit einen Wert von $R_{ij} = 0$. Für den Fall, dass zwei Felder der Geschwindigkeitsschwankungen, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten gemessen wurden, miteinander korreliert werden, wird als zusätzliche Variable die Zeit eingeführt, d.h. die o.a. Gleichung (15) ist um $t + \Delta t$ ergänzen. Auch hier gilt wegen statistischer Unabhängigkeit für $\Delta t \rightarrow \infty$ $R \rightarrow 0$. Die so kalkulierbaren Raum-Zeit-Korrelationen geben Auskunft über das zeitliche Verhalten der statistischen Eigenschaften der Geschwindigkeitsschwankungen und ihrer Kopplungen für $i \neq j$. Es können Aussagen zum Abklingverhalten oder bei räumlich getrennten Meßebenen Durchflussstatistiken für kohärente Strukturen in der Strömung erhalten werden, wenn mehrere zeitliche Trennungen t während der Messung aufgezeichnet wurden. Für $\Delta t = 0$ geht die Gleichung wieder in die obige Form über.

Zudem kann durch Raum-Zeit-Korrelationen die Gültigkeit der Taylorhypothese für die untersuchten Strömungsstrukturen statistisch für einige Zeitschritte untersucht und dabei ihre spezifischen Grenzen aufgezeigt werden. Die Taylorhypothese, auch bekannt als Hypothese der "gefrorenen Konvektion", stellt einen Zusammenhang zwischen der räumlichen Ausdehnung und Form einer Strömungsstruktur und dem zeitlichen Verlauf an einem Ort der Strömung her, an dem diese Struktur vorbei konvektiert. Sie gilt in Abhängigkeit von der Dissipationszeit, die wiederum von der "Krümmung der Struktur", der räumlichen Änderung des Gradienten der Geschwindigkeitskomponenten, selbst abhängt (siehe unten: Dissipationslänge λ_{ij}), nur für entsprechend kleine Zeiten oder kurze Wegstrecken der Konvektion. Bis zu welcher Zeit t sich die konvektierte Struktur noch anteilig erhält und die Taylorhypothese erfüllt, kann statistisch mit den Raum-Zeit-Korrelationen untersucht werden: In den hier gezeigten Ergebnissen kann an der Korrelationshöhe der durchschnittliche Erhalt der mit der jeweiligen Schwankungsgrösse zusammenhängenden Struktur für eine gegebene Zeit t abgelesen werden.

Die berechneten zweidimensionalen Skalarfelder haben bestimmte Formen, die eine anschauliche Interpretation der statistischen Eigenschaften der untersuchten Strömungsfelder ermöglichen können. So kann eine charakteristische Länge definiert werden, die die durchschnittliche Grösse der kohärenten Strukturen durch einen Wert L_i für die x - und z -Richtung repräsentiert.

Diese Länge ist als Integral in folgender Gleichung (16) definiert (vergl. Kap. 1.2.4 in [46]):

$$L_i = \int_0^\infty R_{ij} d(\Delta x_i). \quad (16)$$

Eine weitere strömungsphysikalisch relevante Grösse lässt sich aus der Krümmung dieser zweidimensionalen Korrelationsfunktion in der Nähe des Maximums, für Autokorrelationen bei $\Delta x_i = 0$, bestimmen. Die Entwicklung der Korrelationsfunktion bis zum ersten nichtlinearen Glied ergibt Gleichung (17):

$$R_{ij} \approx 1 + \left(\frac{\partial R_{ij}}{\partial x_i} \right)_0 \Delta x_i + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 R_{ij}}{\partial \Delta x_i^2} \right)_0 \Delta x_i^2 = 1 - \left(\frac{\Delta x_i}{\lambda_{ij}} \right)^2. \quad (17)$$

Wegen $\left(\frac{\partial R_{ij}}{\partial \Delta x_i} \right)_0 = 0$, bei $\Delta x_i = 0$ ist das Maximum der Korrelationsfunktion, gilt nach Gleichsetzen mit der Parabelgleichung für die "Dissipationslänge" λ_{ij} (Kap. 1.2.4 [46]) Gleichung (18):

$$\lambda_{ij} = \frac{1}{\sqrt{-\frac{1}{2} \frac{\partial^2 R_{ij}}{\partial \Delta x_i^2}}} \quad (18)$$

Die Krümmung der Korrelationsfunktion im Maximum ist also ein Maß für die Dissipation in λ_{ij} , das den Wert des x bzw. z -Achsenabschnitts einer Parabelfunktion darstellt, die als Anpassungskurve in der Umgebung des Korrelationsmaximums auf obigen Weg berechnet wurde. Die weiter unten dargestellten zweidimensionalen Korrelationen zeigen allerdings qualitativ und anschaulich die Grösse der beiden definierten Werte L_i und λ_{ij} für alle Richtungen innerhalb der x - z -Ebene, so dass die Berechnung dieser Grössen für einzelne x - oder z -Achsenabschnitte hier nicht erfolgt.

Die Korrelationen werden durch Vergleich der Felder der Schwankungsgrössen, die in der Fläche mit jeweils halber Ausdehnung in x - und z -Richtung enthalten sind, mit denen in der Gesamtfläche des Geschwindigkeitsfeldes für jedes einzelne Vektorfeld berechnet und dann über das Ensemble von Realisierungen punktweise gemittelt. Die Ergebnisse der Raum-(Zeit)-Korrelationen von Geschwindigkeitsschwankungen mit $i = j$, ihren "Phasenbeziehungen" oder Kopplungen mit $i \neq j$, ihren Aufteilungen in positive und negative Vorzeichen, sowie der von ω_y -Vorticityfeldern und Reynoldsen Spannungen $u'v'$ in den vier Quadranten an verschiedenen Stellen des Spots und bei verschiedenen Wandabständen werden auf den nächsten Seiten dargestellt.

Ein erstes Ergebnis der Untersuchung der Substrukturen des Spots ergibt sich aus einer Raum-Zeit-Korrelation der Schwankungsgrössen u' und w' , die aus den 2C-Multiplane PIV Messungen in zwei stromab angeordneten Meßvolumina gewonnen werden konnten. Dabei wurden Mittelwerte eines Ensembles von 1050 momentanen Geschwindigkeitsfeldern des Spots bei der ersten Zeitdifferenz zur Störanregung von $T = 78 \text{ ms}$ genutzt, um von den einzelnen Feldern die Schwankungsgrössen zu berechnen. Für die nach den jeweiligen zeitlichen Trennungen t aufgenommenen Datensätze standen jeweils 150 momentane Geschwindigkeitsfelder für die Berechnung

des Mittelwertes zur Verfügung. Wie sich bei der Auswertung herausstellte war der punktweise bestimmte Mittelwert für 150 Felder nicht gänzlich auskonvergiert; die Schwankungen dieses Mittelwertes zum annähernd konvergierten Mittelwert für 1050 Felder betragen allerdings immer weniger als 8% der Schwankungen selbst. Die Genauigkeit der Berechnungen der Schwankungsgrößen und der jeweiligen Korrelationen muss entsprechend mit einem Fehler gleicher Größenordnung behaftet bleiben. Eine zweite Einschränkung muss durch die Ungenauigkeit der Überlappung der zwei Meßvolumen, d.h. der Laserlichtschnitte, hingenommen werden. Diese Einschränkungen betreffen allerdings in erster Linie die Korrelationshöhe der Maxima und das Signal-zu-Rausch Verhältnis, die Ausdehnung und Form der zweidimensionalen Skalarfelder des Korrelationsgebietes bleiben dabei qualitativ erhalten.

Die Korrelation der beiden Schwankungsgrößen zum Zeitpunkt $T = 78 \text{ ms}$ nach der Störung wurde mit denen des jeweils selben Spots in einem zeitlichen Abstand von $t = 15 \text{ ms}$ über 150 Realisationen punktweise berechnet (s. Abb. 49). Der aufgenommene Bereich des Spots ist während der Zeit t vollständig in das zweite Meßvolumen konvektiert, das sich genau $\Delta x = 10,35 \text{ cm}$ weiter stromab befand. Da die beiden Meßvolumen somit eine künstliche Verschiebung aufweisen, die grösser ist als das Produkt aus der Konvektionsgeschwindigkeit U_k der Strukturen und der zeitlichen Trennung $t = 15 \text{ ms}$, erscheint hier das Korrelationsmaximum der Schwankungen im negativen Δx -Bereich.

Abbildung 49: Raum-Zeit-Korrelation von u' und w' bei einer zeitlichen Trennung $t = 15 \text{ ms}$, $y = 4,5 \text{ mm}$

Wir können diese Korrelationsmuster der Schwankungen als durchschnittliche Ausdehnung der Substrukturen des Spots interpretieren, so dass die durchschnittliche Konvektionsgeschwindigkeit der u' - und w' -Komponenten der in dieser Ebene bei $y = 4,5 \text{ mm}$ gemessenen Substrukturen sich aus der Ortsdifferenz des Maximums $R_{u'u'}$ in der Zeit $t = 15 \text{ ms}$ zu $U_k = 507 \text{ cm/s}$ und aus der des Maximums $R_{w'w'}$ zu $U_k = 524 \text{ cm/s}$ berechnen lässt. Nimmt man die etwas schnellere Konvektionsgeschwindigkeit der w' -Komponente zur Grundlage, so bewegen sich die Substrukturen in dieser Ebene mit $U_k = 0,75 \cdot U_\infty$ stromab. Aus weiteren Raum-Zeit-Korrelationen

der Geschwindigkeitsschwankungen (siehe alle entsprechenden Abbildungen in diesem Kapitel) wurden mit $t = 2$ und 5 ms für die Substrukturen des Spots an wandferner gelegenen y -Positionen folgende, kaum variierende U_k -Werte ermittelt: Bei $y = 6\text{ mm}$ ist $U_k = 0,79 \cdot U_\infty$, bei $y = 8,5\text{ mm}$ ist $U_k = 0,80 \cdot U_\infty$ und bei $y = 10,5\text{ mm}$ ist $U_k = 0,81 \cdot U_\infty$.

Mit den oben aus den 5%-Grenzen der tsg-Felder ermittelten Werten für die Konvektionsgeschwindigkeiten der Hinter- und Vorderkante, ist zum einen zu folgern, dass einmal entstandene Substrukturen den Spot nur zu seiner weiteren Ausdehnung verhelfen und ihn nicht mehr verlassen können. Zum zweiten muss aber eine Besonderheit das im Vergleich zu den Substrukturen schnellere Ausbreiten der Vorderkante verursachen, denn die an der Hinterkante produzierten Substrukturen erreichen die Vorderkante nie. Das Maximum des normierten Korrelationskoeffizienten ist nach einer Zeit von $t = 15\text{ ms}$ für die u' -Komponenten auf 0,15 und für die w' -Komponenten auf 0,08 zurückgegangen. Bei einer Überlappung der Lichtschnittvolumen von etwa 80 %, also einer Korrelationshöhe der Schwankungen bei $t = 0\text{ ms}$ von 0,8, bedeutet das einen relativ langsamen durchschnittlichen Zerfall der Strukturen. 15 ms stellen in diesem Stadium des Spot-Wachstums in etwa die Zeit dar, die an einer festen Beobachtungsposition fast die vollständige Struktur des Spots vorbeikonvektieren lässt. Das negative Korrelationsgebiet stromab des Maximums bei den w' -Komponenten kann aus dem Nachlauf, den die relativ langsame Struktur in der Strömung verursacht, erklärt werden, wobei vorhandene w' -Komponenten notwendigerweise Nachläufe mit umgekehrtem Vorzeichen nach sich ziehen.

Weitere Raum- und Raum-Zeit- Korrelationen der Schwankungsgrößen, die mit der 2C-Multiplane PIV Anordnung erfasst wurden, sind in den Meßebenen der zwei Wandabstände $y = 4\text{ mm}$ und $y = 8,5\text{ mm}$ aus je 140 Skalarfeldern punktwise berechnet worden. In den Abbildungen 50 und 51 lässt sich neben den durchschnittlichen Strukturgrößen der u' - und w' -Komponenten in den beiden wandparallelen Ebenen auch die zeitliche Entwicklung der Kreuzkorrelation der jeweiligen Komponenten von der unteren y_1 mit der der oberen Ebene y_2 verfolgen. Die Autokorrelation $R_{u'u'}$ in der Ebene bei $y_1 = 4\text{ mm}$ (in der Abb. 50 oben links) zeigt deutlich eine schmale längliche Struktur mit einer maximalen Ausdehnung in Strömungsrichtung von ca. 3 cm. Spannweitig rechts und links versetzt korrelieren die u' -Komponenten negativ, d.h. im Durchschnitt befinden sich dort u' -Komponenten mit jeweils umgekehrtem Vorzeichen. Über die Bedeutung dieser negativen Korrelation wird bei der Darstellung der Korrelationen der räumlich höher aufgelösten Multiplane Stereo PIV Ergebnisse und der räumlichen Spektralanalyse noch näher eingegangen. Deutlich ist in der Autokorrelation der u' -Komponente in $y_2 = 8,5\text{ mm}$ zu erkennen, dass die Struktur trotz gleicher Länge insgesamt spannweitig ausgedehnter ist und auch die Gebiete negativer Korrelation weiter von $\Delta z = 0\text{ cm}$ entfernt liegen. Diese Tendenz der spannweitigen Ausdehnung der Strukturen mit u' -Komponenten, mit der Wandentfernung zuzunehmen, ist allgemein in den Darstellungen dieses Unterkapitels nachzuvollziehen und findet sich auch in vollturbulenten Plattengrenzschichten wieder. Diese Eigenschaft lässt sich zum einen aus der Statistik der wandnormalen Ausdehnung der Substrukturen und dem Verfahren der Berechnung der Schwankungsgrößen begründen.

Abbildung 50: Autokorrelationen (oben) von u' bei $y_1 = 4\text{ mm}$ und $y_2 = 8,5\text{ mm}$ und Raum-Zeit-Korrelationen der beiden Ebenen miteinander $y_1 \times y_2$ mit zeitlichen Trennungen von $t = 0, 1, 2$, und 5 ms

Abbildung 51: Autokorrelationen (oben) von w' bei $y_1 = 4$ mm und $y_2 = 8,5$ mm und Raum-Zeit-Korrelationen der beiden Ebenen miteinander $y_1 \times y_2$ mit zeitlichen Trennungen von $t = 0, 1, 2$, und 5 ms

Die Substrukturen haben an ihrem Entstehungsort an den wandnahen Streifen einen minimalen spannweiten Abstand von $z^+ \approx 100$. In wandnäheren x - z -Ebenen, hier z.B. bei $y = 4\text{ mm}$, entspr. $y^+ \approx 87$, tauchen noch fast alle Substrukturen auf, die nach ihrer Entstehung in wandnormale Richtung gewachsen sind. Die Anzahl der Strukturen mit grösseren wandnormalen Ausdehnungen nimmt mit dem Wandabstand y stetig ab. Nur solche mit grossen Störamplituden haben die Fähigkeit noch in Abständen mit $y^+ \geq 200$ zu erscheinen. Die maximale wandnormale Ausdehnung des Spots beträgt an der Stromabposition des Meßvolumens etwa $y^+ \approx 350$. Da in der wandferneren Region im Durchschnitt viel weniger Strukturen auftauchen als in der wandnahen Ebene ist die gemittelte u -Geschwindigkeit dort relativ gesehen grösser. Die in der wandferneren Ebene auftauchenden Strukturen scheinen deshalb spannweitig ausgedehntere negative u' -Schwankungsgebiete zu besitzen, weil die subtrahierte Referenzgeschwindigkeit aus der Ensemblemittelung diese Bereiche verstärkt. Die Differenz zwischen der durchschnittlichen Ausdehnung der u' -Schwankungsgebiete und dem Abstand der Streifen der galileiinvarianten ω_y -Vorticity gleichen Vorzeichens in Abbildung 36 rührt daher. Die in den weiter unten gezeigten Abbildungen 52 und 54 enthaltenen ω_y -Vorticity Korrelationen zeigen aber auch, dass die Struktur sich in wandferneren Bereichen tatsächlich spannweitig ausdehnt, allerdings mit einem kleineren Faktor als es in den u' -Strukturen erscheint.

Die weiteren in Abbildung 50 gezeigten Raum-Zeit-Korrelationen sind Kreuzkorrelationen der u' der wandnäheren y_1 mit den u' der wandferneren y_2 Ebene, wobei mit je 140 Einzelrealisierungen die wandfernere Ebene zu verschiedenen Zeiten t später als die wandnähere aufgenommen wurde. Die u' -Komponenten korrelieren schwach bei den simultan gemessenen Geschwindigkeitsfeldern bei $t = 0\text{ ms}$ der beiden um $4,5\text{ mm}$ getrennten Ebenen, das Maximum liegt etwa bei $0,15$. Bei zunehmendem t steigt das Korrelationsmaximum auf $0,25$ bei $t = 5\text{ ms}$ an, obwohl der positiv korrelierte Bereich bei dieser zeitlichen Trennung schon zu einem Drittel ausserhalb des Meßvolumens liegt, was der Korrelationshöhe eigentlich abträglich ist. Die zeitliche Entwicklung der Korrelationsstruktur zeigt deutlich, dass eine Wachstumsbewegung der Strukturen, die u' -Komponenten enthalten, in wandnormale Richtung vorliegt: Schwankungen, die in 4 mm Wandabstand vorliegen haben durchschnittlich nach 5 ms einen grösseren Einfluss auf die Ebene bei $y = 8,5\text{ mm}$ als unmittelbar zum gleichen Zeitpunkt. Diese Tendenz ist auch bei den Raum-Zeit-Korrelationen der w' -Komponente in Abbildung 51 zu verfolgen.

Eine weitere Eigenschaft der Strukturen ist aus der Position des positiven Maximums der Raum-Zeit-Korrelationen der räumlich getrennten Ebenen in den Abbildungen 50 und 51 zu entnehmen. Bei $t = 0\text{ ms}$ liegt diese bei den u' -Komponenten etwa $0,6\text{ cm}$ und bei den w' -Komponenten etwa $0,5\text{ cm}$ stromab. D.h., dass die Strukturen, die zum gleichen Zeitpunkt beide Ebenen durchschneiden, im Durchschnitt um ca. 50° von der Wandnormalen in Strömungsrichtung geneigt sind. Ein Effekt, der auch schon bei früheren Messungen registriert wurde, und durch die Zunahme der Konvektionsgeschwindigkeit mit dem Wandabstand y erklärt werden kann: Die sich in wandnormale Richtung ausdehnenden Strukturen werden dabei von grösseren Anströmgeschwindigkeiten erfasst als am Ort ihrer Entstehung vorherrschen und damit geneigt. In noch grösserem Wandabstand nimmt die Neigung entsprechend zu und die Maxima der Raum-Zeit-Korrelationen der Schwankungen u' und w' befin-

den sich im Verhältnis zum Abstand der Meßebenen noch weiter stromab (vergleiche Abb. 58).

Die Autokorrelationen der w' -Komponenten in den beiden Ebenen in Abbildung 51 oben haben eine nahezu identische Ausdehnung und Form. Das Maximum erscheint in seinem Zentrum rund und ist an seinen Rändern jeweils in positive Strömungs- und Spannweitenrichtung durch Bereiche leichter negativer Korrelation abgeflacht. Diese Bereiche negativer Korrelation der w' -Komponente die sich in den Strömungsrichtungen anschliessen, weisen auf die oben schon diskutierte Welligkeit der Strukturen hin. Aus den momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern ist zu entnehmen, dass die im Durchschnitt $x_s = 3\text{ cm}$ langen Strukturen in der u' -Komponente nach ca. 1 cm das Vorzeichen der w' -Komponente in diesem Strömungsgebiet des Spots wechseln. Diese besondere Eigenart ist aus den Kreuzkorrelationen der beiden Ebenen noch deutlicher zu entnehmen: Erstens zeigt sich in Abbildung 50 am deutlichsten für $t = 0\text{ ms}$, dass die Bereiche negativer Korrelation stromauf versetzt dem Gebiet positiver Korrelation spannweitig angelagert sind. Dieser Versatz in Stromaufrichtung wird mit zunehmendem t kleiner.

Zweitens zeigt sich in Abbildung 51, dass ein Gebiet deutlicher negativer w' -Korrelation sich stromauf des positiven Maximums befindet. Dies lässt sich folgendermassen erklären: Eine Struktur die beide Meßvolumen durchschneidet existiert in der wandnäheren Meßebene, im Durchschnitt vertreten durch einen wellenförmigen Streifen, aufgrund des wandnormalen Wachstums schon zeitlich länger als der in der wandferneren Ebene erscheinende Teil. Nachfolgende Strukturen, die durch den Stromaufeinfluss der starken Primärstruktur verstärkt werden und in der wandnäheren Meßebene häufiger auftreten als in der wandferneren, haben dann wegen der Induktion mit der Vorläuferstruktur jeweils eine entgegengesetzte w' -Komponente. Daraus resultiert dieses Gebiet negativer Korrelation, das entsprechend der Annäherung der zeitlichen Verzögerung t an die durchschnittliche Wachstumszeit der Struktur von der wandnäheren in die wandfernere Ebene mit $\Delta y = 4,5\text{ mm}$ abnimmt, während die negative Korrelation stromab zunimmt. Analog verhält es sich mit den negativen Bereichen der u' -Komponenten in Abbildung 50. Diese Wachstumszeit, die im Durchschnitt eine Struktur von der wandnäheren zur wandferneren der beiden hier analysierten wandparallelen Ebenen benötigt, lässt sich mit den grösseren v' -Komponenten der Substrukturen aus den in Abbildung 40 und 41 dargestellten Geschwindigkeitsvektorfeldern mit $v' \approx 60, \text{ cm/s}$ auf $t_w = 7,5\text{ ms}$ abschätzen.

Die Korrelationen der ω_y -Komponenten in *einer* wandparallelen Meßebene bei $y = 4,5\text{ mm}$ als Autokorrelation (rot umrahmt) und zu verschiedenen zeitlichen Trennungen t sind in Abbildung 52 zu sehen. Zusätzlich wurden die Vorticityfelder in positive und negative Vorzeichen aufgespalten und kreuzweise korreliert (s. Abb. 53). Noch schmalere, längliche Strukturen als die der Korrelationen der u' -Komponenten mit ebenso spannweitig benachbart auftretenden negativen Korrelationsgebieten charakterisieren die ω_y -Vorticity Korrelationen. Solche Formen der Vorticity können nicht allein aus Wirbeln bestehen: Die längliche Struktur verweist auf dominante Scherschichten entlang schmaler Streifen in Strömungsrichtung. Die Dissipation dieser Strukturen ist erheblich grösser als die der u' -Komponenten. Die in Abbildung 52 gezeigten ω_y -Korrelationen wurden aus den Ergebnissen der gleichen Meßreihe berechnet wie die der u' - und w' -Komponenten in Abbildung 49. Ihre ma-

ximale Höhe ist aber schon nach $t = 5\text{ ms}$ auf einen Korrelationskoeffizienten von etwa 0,25 abgefallen: Die schmale Korrelationsstruktur besitzt an ihrem Maximum eine relativ grosse Krümmung, was an den dichten Höhenlinien zu erkennen ist, wodurch λ , die Dissipationslänge, in x - und besonders in z -Richtung entsprechend klein wird; diese Eigenschaft muss sich in der zeitlichen Entwicklung auswirken. Als weitere Eigenschaft ist hier die Stromaufwirkung der dominanten Strukturen in ihrem zeitlichen Verlauf zu erkennen. Mit zunehmender zeitlicher Verzögerung t wird das Gebiet positiver Raum-Zeit-Korrelationen der ω_y -Vorticity stromauf gestreckt. Die zugrundeliegte, stromab konvektierte Struktur scheint eine Stromaufwirkung zu besitzen, die dort weitere ω_y -behaftete Scherungen verursacht. Diese Tatsache bestätigt die obige Annahme, dass prägnante Strukturen stromauf den Wachstumsprozess nachfolgender Strukturen beschleunigen.

Abbildung 52: Auto-(umrahmt) und Raum-Zeit-Korrelation der ω_y -Vorticity von überlappenden Meßvolumina bei $y = 4,5\text{ mm}$ mit $t = 1, 2$ und 5 ms

Abbildung 53: Raum-(Zeit-)Korrelation der positiven (p) und negativen (n) Komponenten der ω_y -Vorticity bei $y = 4,5 \text{ mm}$ mit $t = 0$ und 1 ms

Abbildung 54: Raum-Zeit-Korrelation der ω_y -Vorticity von $y_1 = 4\text{ mm}$ mit $y_2 = 8,5\text{ mm}$ mit $t = 0, 1, 2$ und 5 ms .

In der [Abbildung 53](#) sind die Korrelationen der Kombinationen der einzelnen Vorzeichen der ω_y -Vorticity für $t = 0$ und 1 ms aufgetragen. Die Auto-Korrelationen der positiven und negativen Vorticity (pp und nn bei $t = 0\text{ ms}$) sind aufgrund der vorticitybehafteten Scherschichten an den spannweitigen Rändern der Spotstruktur jeweils an ihrer Berandung geneigt. Interessanter ist allerdings das Ergebnis der wechselseitigen (np und pn) Korrelationen. Es zeigt, dass die dominante Vorticitystruktur negative u' -Schwankungen erzeugt, wobei die Krümmung des jeweiligen negativen Korrelationsgebiets anzeigt, dass die grössten Vorticitybeträge in einem "Knick" der welligen, negativen u' -Streifen zu finden sind. Der Abstand zu dem jeweils gegenüberliegenden Pendant ist mit ca. $z = 0,35\text{ cm}$ kleiner, als bis zur anderen spannweitig versetzten Vorticitystruktur mit entgegengesetztem Vorzeichen mit etwa $z = 0,5\text{ cm}$. Das bedeutet, dass in dieser Meßebe positive u' mit kleinen Beträgen in spannweitig weiter versetzte Streifen und negatives u' in schmalere Streifen mit grossen Beträgen über diese Vorticitystrukturen einfliesst (vergl. weiter unten [Abb. 60](#)). Dies lässt sich in den momentanen Geschwindigkeitsfeldern ebenso wiederfinden. Nach einem Zeitschritt $t = 1\text{ ms}$ weisen alle Anteile der Vorticity die oben schon aufgezeigte Streckung in Stromaufrichtung auf, wobei sie sich offenbar, entsprechend der schon beschriebenen Welligkeit der Strukturen, zur Linie mit $\Delta z = 0$ krümmen.

Bei der Analyse der Kreuzkorrelationen der ω_y -Vorticity der Ebene bei $y_1 = 4\text{ mm}$ mit der Ebene bei $y_2 = 8,5\text{ mm}$ ($y_1 \times y_2$) zu verschiedenen zeitlichen Trennungen t in Abbildung 54 wird deutlich, dass Vorticity mit spannweitig wechselnden Vorzeichen in Strukturen enthalten ist, die beide wandparallele Ebenen schneiden. Bei der Korrelation der simultanen Grössen bei $t = 0\text{ ms}$ zeigt sich, dass das positive Maximum sich etwa $0,4\text{ cm}$ stromab befindet, womit die durchschnittliche Neigung der Struktur, die mit ω_y behaftet ist, mit $\approx 42^\circ$ ein wenig kleiner ausfällt als bei der oben ermittelten mit u' - und w' -Komponenten. Bei $t = 5\text{ ms}$ zwischen der Aufnahme der wandnäheren und der wandferneren Meßebene hat das Vorticitykorrelationsmaximum allerdings schon wieder die gleiche Stromabposition wie das der u' -Komponente nach dieser Zeit. Die Korrelationshöhe nimmt hier analog zu der der u' - und w' -Komponenten in den Abbildungen 50 und 51 mit t zu, d. h. auch die Vorticity bewegt sich wandnormal in wandfernere Regionen. Die Vorticity-Komponenten unterschiedlichen Vorzeichens korrelieren hier in grösseren Abständen als in der Ebene in Abbildung 52, d.h., dass die dominanten, vorticitybehafteten Strukturen sich mit dem Wandabstand spannweitig ausdehnen. Hier kann das Modell eines *Hairpin*-Wirbels, der aber nicht allein aus zwei dünnen Wirbelröhren bestehen kann, erstmalig eine gewichtige Bestätigung finden. Die Eigenschaften des wandnormalen Wachstums und seiner im Mittel symmetrisch auftretenden Wirbelfüsse sind erfüllt. Auch die begleitenden Scherungen in Strömungsrichtung können das Modell noch ergänzen. Zu zeigen wäre noch, in welchem Maße die v' -Komponente darin eingebettet und die Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$, im Besonderen Q2 und Q4 Ereignisse, damit verbunden werden können. Dazu wurden folgende Raum-Zeit-Korrelationen auf Grundlage der Schwanungsgrössen aus den Multiplane Stereo PIV Meßergebnissen berechnet.

In den folgenden Abbildungen werden auch Raum-Korrelationen der Schwanungsgrössen verschiedenen Vorzeichens miteinander gezeigt, wie schon in Abbildung 53. Die Felder, die diesen Korrelationen zugrundeliegen, sind notwendigerweise lückenhaft, da die Grössen des jeweils entgegengesetzten Vorzeichens nicht enthalten sind. Die mittlere Korrelationshöhe bzw. der Rauschanteil des gesamten Feldes gibt daher Auskunft über die räumliche Häufigkeit der betroffenen Schwanungsanteile, während das davon sich abhebende Maximum aus der Übereinkunft der Beträge dieser Schwanungsanteile in den entsprechenden Meßebenen herrührt.

In Abbildung 55 werden Raum-Korrelationen der Schwanungsgrössen und der Reynoldsen Schubspannungen gezeigt, die zum gleichen Zeitpunkt $t = 0\text{ ms}$ in zwei um ca. 90% überlappenden, wandparallelen Meßvolumen an der Vorderkante des Spots, entsprechend $T = 75\text{ ms}$ Zeitdifferenz zur Störung, bei einem Wandabstand von $y = 6\text{ mm}$ aufgenommen wurden. Die Korrelationen der u' - und w' -Komponenten zeigen die aus den vorherigen Abbildungen bekannten Formen, wobei die spannweitige Ausdehnung des positiven Korrelationsgebietes der u' -Komponente hier bei $y = 6\text{ mm}$ erwartungsgemäss genau zwischen denen der beiden Autokorrelationen derselben Schwankungen bei $y = 4$ und $8,5\text{ mm}$ in Abbildung 50 liegen. Die Korrelation der v' -Komponenten der Substrukturen des Spots, die hier erstmals mit Hilfe der Stereo PIV Anordnung erfasst werden konnten, zeigt ebenso wie die der $u'v'$ -Komponente eine relativ begrenzte Ausdehnung mit ovaler Form.

Abbildung 55: Korrelationen der simultanen Geschwindigkeitsschwankungen für zwei überlappende Meßvolumina an der Vorderkante bei einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 75 \text{ ms}$, $y = 6 \text{ mm}$

Zum Vergleich sind in Abbildung 56 Raum-Zeit-Korrelationen der gleichen Größen an der Vorderkante mit $T = 75 \text{ ms}$ (links) und der Mitte des Spots mit $T = 83 \text{ ms}$ (rechts) und jeweils einer zeitlichen Trennung von $t = 2 \text{ ms}$ aufgeführt. Die u' -Korrelation ist in der Mitte des Spots spannenweitig etwas breiter, was schon in den Streifenanordnungen der gemittelten ω_y -Felder in Abbildung 36 zu vermuten war. Die Korrelationshöhen sind entsprechend des grösseren Turbulenzgrades in der Mitte des Spots nach $t = 2 \text{ ms}$ für alle Schwankungen niedriger als an der Vorderkante. Dabei ist die grösste Abnahme der Korrelation für die $u'v'$ -Komponenten zu verzeichnen. Die v' -Komponente hat ihre negativen Korrelationsgebiete in dieser Ebene stromauf versetzt, so dass die äussere Form des Maximums bei $T = 83 \text{ ms}$ in Abbildung 56 stromauf schräg abgeflacht erscheint. Auch hier zeigt sich bei den w' -Komponenten, dass nach der Zeit $t = 2 \text{ ms}$ ein verstärktes Gebiet negativer Korrelation stromab entsteht, das als "Nachlauf" entgegengesetzten Vorzeichens interpretiert werden kann. Ein Modell einer dominanten Substruktur kann aus diesen Informationen allein noch nicht gewonnen werden. Weitere Raum-Zeit-Korrelationen aller Schwankungsgrössen in zwei weiteren Ebenen bei $y = 4 \text{ mm}$ und $y = 10,5 \text{ mm}$ und Korrelationen der "Phasenbeziehungen" einzelner Komponenten unterschiedlichen Vorzeichens sollen hier einen Ansatz liefern.

Abbildung 56: Raum-Zeit-Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen für zwei überlappende Meßvolumina an der Vorderkante (links), mit einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 75 \text{ ms}$, und der Mitte des Spots (rechts), mit $T = 83 \text{ ms}$, mit je einer zeitlichen Trennung von 2 ms , $y = 6 \text{ mm}$

Dazu wurden zunächst für zwei Meßebenen verschiedenen Abstands zur Platte bei $y_1 = 4\text{ mm}$ und $y_2 = 10,5\text{ mm}$ die Auto-Korrelationen der Schwankungen in der Mitte des Spots, bei $T = 83\text{ ms}$, berechnet (s. [Abb. 57](#)). Zusätzlich wurden in diesem Bereich die Kreuzkorrelationen der Schwankungen der wandnäheren mit denen der wandferneren Ebene $y_1 \times y_2$ mit zeitlichen Trennungen von $t = 0$ und 2 ms berechnet (s. [Abb. 58](#)). Bei den zweidimensionalen Auto-Korrelationen der Schwankungsgrößen in je einer der beiden Meßebenen zeigt sich, dass die Korrelationsgebiete der u' - und v' -Komponenten in der Ebene bei $y = 4\text{ mm}$ länglich in Strömungsrichtung gestreckt sind, während die u' -Korrelation bei $y = 10,5\text{ mm}$ spannweitig viel breiter und die v' -Korrelation insgesamt ausgedehnter und sogar in Spannweitenrichtung gestreckt ist. Der Abstand der u' -Korrelationsminima zum Maximum in der wandnäheren Ebene beträgt etwa $0,5\text{ cm}$ in dieser Meßebene. Berücksichtigt man die Tatsache, dass es sich um durchschnittliche Ausdehnungen der Strukturen mit u' -Komponenten handelt, die in den momentanen Geschwindigkeitsfeldern wellenförmig mit spannweitiger Amplitude vorliegen, lässt sich der Streifen mit u' -Komponenten umgekehrten Vorzeichens noch etwas dichter an den Koordinatenursprung ansiedeln. Dies wird in den Höhenlinien des Überganggebietes negativer zu positiver Korrelation deutlich, die einen recht grossen Gradienten aufweisen. Ein Vergleich der Abstände der Minima und Maxima mit dem Ergebnis der spannweitigen räumlichen, spektralen Verteilungsdichte im nächsten Unterkapitel und dem gemittelten Vorticityfeld der Ebene mit gleichem Wandabstand aus [Abbildung 36](#) und eine Abschätzung der dimensionslosen Skalen mit denen der vollturbulenten Plattengrenzschichten soll in der anschliessenden Diskussion erfolgen.

Die Korrelation der w' -Komponenten weist wiederum die schon oben gezeigten Eigenschaften in beiden wandparallelen Ebenen auf, sie verändert ihre Grösse und Form kaum. Die Strukturen der $u'v'$ -Komponenten haben ein kleineres, relativ beschränktes Gebiet und sind entsprechend der in sie eingehenden u' - und v' -Größen in der wandnäheren Ebene länglich gestreckt und in der wandferneren fast rundlich. Die für die turbulenten Durchmischungsprozesse wesentlichen Größen umfassen hier also ein räumlich relativ kleines Gebiet in den drei hier betrachteten wandparallelen Ebenen. Die dazugehörigen Beträge sind in der wandnahen Ebene natürlich erheblich grösser, was in den PDFs weiter oben schon gezeigt wurde. In [Abbildung 58](#) sind die Schwankungen der simultanen und mit einer zeitlichen Trennung von $t = 2\text{ ms}$ berechneten Korrelationen beider Ebenen $y_1 \times y_2$ miteinander zu sehen. Neben der recht schwachen Korrelation der u' -Komponenten, die bei dem Zeitversatz von $t = 2\text{ ms}$ etwas zunimmt, und dem oben schon diskutierten Phänomen der negativen Korrelation der w' -Komponente stromauf der positiven, ist hier erstmals die Kreuzkorrelation der v' -Komponenten in diesen zwei wandparallelen Ebenen gezeigt. Sonderbarerweise korreliert die untere v' -Komponente beim simultanen Meßfall exakt bei $\Delta x = 0\text{ cm}$ und weist nicht wie die anderen Komponenten eine Konvektion in Strömungsrichtung auf. Dies lässt sich allerdings mit einem Modell der Strukturen erklären, die den wandnormalen Transport von Fluid besorgen. Dieses Modell wird im Kapitel 6 Diskussion der Ergebnisse noch näher erläutert, basiert aber auf dem schon bekannten Prinzip des geeigneten *Hairpin*-Wirbels. Wenn dieser in seiner Mitte Fluid in wandnormale Richtung führt, dann ist dies auch immer mit negativen u' -Komponenten verbunden, also mit einem sogenannten Q2-Ereignis.

Abbildung 57: Auto-Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen für zwei getrennte Meßvolumina in der Mitte des Spots mit je einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83$ ms bei $y_1 = 4$ mm und $y_2 = 10,5$ mm

Abbildung 58: Raum-Zeit-Korrelationen der Geschwindigkeitsschwankungen für zwei getrennte Meßvolumina in der Mitte des Spots mit je einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83 \text{ ms}$ und einer zeitlichen Trennung $t = 2 \text{ ms}$ (rechts) bei $y_1 = 4 \text{ mm}$ und $y_2 = 10,5 \text{ mm}$

Die wandnormale Schwankung v' wird also gegen die vorherrschende Strömung transportiert. Das hier gezeigte Ergebnis der Kreuzkorrelation der v' -Komponente der Ebene bei $y_1 = 4\text{ mm}$ mit der Ebene bei $y_2 = 10,5\text{ mm}$ lässt nur den Schluss zu, dass die mit der v' -Komponente verbundenen Strukturen in gleichem Maße stromab konvektiert, wie sie Fluid in wandnormale Richtung gegen die Strömung transportiert. Schaut man sich die Mittelwerte der u -Geschwindigkeiten in den beiden Ebenen y_1 und y_2 im Zentrum des Spots an, so zeigt sich eine Differenz von ungefähr $\bar{u}_{y_2} - \bar{u}_{y_1} \approx 200\text{ cm/s}$. Die dominanten Strukturen haben also die Fähigkeit im Laufe des Transports von wandnahe Fluid in wandfernere Regionen und vice versa den Geschwindigkeitsgradienten in y -Richtung auszugleichen. Dies ist möglicherweise eine wesentliche Eigenschaft der Substruktur, die nur so den turbulenten Austausch von Fluid in beide wandnormale Richtungen zugleich bewerkstelligen kann.

In Abbildung 59 wird allerdings im Hinblick auf die Frage nach der v' -Korrelationsposition in Abbildung 58 deutlich, dass die Kreuzkorrelation der positiven v' -Komponenten miteinander (pp) in den Ebenen $y_1 \times y_2$ etwas schwächer ausgeprägt ist, als die der entgegengesetzten Bewegung der negativen v' -Komponenten, und das Maximum (pp) auch leicht stromab bei $\Delta x = 0,12\text{ cm}$ positioniert ist. Die entsprechende Korrelation der negativen v' -Komponenten miteinander (nn) weist ein deutlicheres Maximum bei $\Delta x = 0\text{ cm}$ auf. Die grössere Höhe des Maximums lässt sich damit erklären, dass die Gebiete negativer v' -Komponenten insgesamt einen räumlich grösseren Bereich mit kleineren Schwankungsbeträgen in beiden Meßebenen ausfüllen und daher eine passende Korrelation wahrscheinlicher ist. Die Position dieses Maximums kann hingegen nur mit einem besonderen Mechanismus des Transports von Fluid aus wandfernen in wandnähere Bereiche erklärt werden, der mit Q3-Ereignissen verknüpft sein muss, die schon in den PDFs in gleichem Maße wie Q2-Ereignisse häufiger wurden (s. Abb. 47 und 48). Q3-Ereignisse bestehen aus der Verbindung von negativen u' - und v' -Komponenten. Damit ein zur Plattenoberfläche gerichteter Transport von Fluid, hier negatives v' , in zwei wandparallelen Ebenen bei $y = 4$ und $10,5\text{ mm}$ bei $\Delta x = 0$ korrelieren kann, muss die Richtung des Fluids zwischen den Ebenen durch ein negatives u' bestimmt sein (also als Q3-Ereignis auftreten), da das Fluid in der Zeit seiner Bewegung von der wandferneren zur wandnäheren Ebene durch die jeweilige mittlere u -Geschwindigkeit eigentlich zur Konvektion getrieben wird. Eine weitere Besonderheit lässt sich in Abbildung 59 bei der Korrelation der v' -Komponente verschiedenen Vorzeichens finden. Positives v' in $y = 4\text{ mm}$ Wandabstand korreliert mit negativem v' bei $y = 10,5\text{ mm}$ (pn) stromab bei $\Delta x = 0,9\text{ cm}$ und nicht, wie durch die Streifenstruktur zu erwarten wäre, spannweitig versetzt. Dies kann aus der Tatsache begründet werden, dass die dominante Wirbelstruktur in der wandferneren Meßebeine nur noch vereinzelt auftritt und hier negatives v' vor allem stromab des *Hairpin*-Wirbelkopfes zu verzeichnen ist. Dieses Gebiet negativer v' -Komponente führt stromab der geneigten Wirbelstruktur bis in Wandnähe und stellt möglicherweise ein Gebiet von Q3-Ereignissen dar (s. Abb. 69), das die Korrelation der negativen v' -Komponenten (nn) bei $\Delta x = 0\text{ cm}$ in Abbildung 59 ermöglicht.

Abbildung 59: Raum-Korrelationen der positiven (p) und negativen (n) v' -Komponenten von zwei getrennten Meßvolumina in der Mitte des Spots mit je einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83 \text{ ms}$, $y_1 = 4 \text{ mm}$ mit $y_2 = 10, 5 \text{ mm}$

Hier deutet sich schon an, dass die bisher übliche Herangehensweise, eines der Ereignisse des wandnormalen Transports, wahlweise Q2 oder Q4, als Ursache und die jeweils andere als Wirkung zu betrachten, zu kurz greifen könnte. Eine Verknüpfung beider wird anhand der hier vorliegenden Korrelationsergebnisse nahegelegt. In der Diskussion der Ergebnisse wird diese wesentliche Besonderheit des wandnormalen Transports von Fluid wieder aufgenommen werden.

An dieser Stelle soll endlich die Entwicklung eines Modells beginnen, das die dominanten durchschnittlichen Strukturen rekonstruiert. Das Modell eines *hairpin*-artigen Wirbels diente zwar schon weiter oben bei einigen Erklärungsansätzen, es soll aber hier an einigen Punkten einer Modifizierung und kritischen Kontrolle unterzogen werden. Im Besonderen nach der im Unterkapitel 5.2.3 deutlich gewordenen Bedeutung der Q4-Ereignisse für die Turbulenzproduktion, muss das Modell eines *hairpin*-artigen Wirbels, der ja im wesentlichen Q2-Ereignisse produziert, noch um sein Pendant ergänzt werden, das die entgegengesetzten Eigenschaften aufweist und Fluid aus wandferneren in wandnähere Regionen führt. Dieses Pendant besteht natürlich aus den gleichen ω_y -”Achsen” der jeweils spannweitig benachbarten *hairpin*-artigen Wirbel, ist etwas ausgedehnter und entwickelt daher auch entsprechend kleinere Geschwindigkeitsbeträge, was seine bisherige geringe Beachtung erklärt. In Kombination dieses Pendants mit dem allseits bekannten *hairpin*-artigen Wirbel soll dann ein umfassenderes Modell aufgestellt werden, das auch ein Bild für die Selbsterhaltung der

Turbulenz abgeben kann. Der Entwicklungsgang wird also mit einer Hypothese über "zwei" dominante Strukturen beginnen, die natürlich nur durch den jeweiligen spannwitigen Standpunkt innerhalb der Grenzschichtströmung entstehen und als bekannte spannwitig alternierende, in Strömungsrichtung gestreckte und zur Wandnormalen geneigte ω_y -behaftete Wirbel beschrieben werden können. Die Existenz eines *hairpin*-artigen Wirbels wurde schon in den vorigen Datensätzen als Modell nahegelegt, anhand der folgenden Raum-Zeit-Korrelationen soll daher zunächst auch die seines Pendants gezeigt werden. In der anschliessenden Diskussion wird dann ein Gesamtmodell entwickelt, das aufgrund seiner anschaulichen Deutung "Mixer"-Modell genannt und dann auch rückblickend mit den vorherigen Daten abgeglichen werden soll.

In der folgenden Abbildung 60 sind die Autokorrelationen der positiven und negativen u' - und v' Komponenten miteinander in je einer Meßebene bei $y = 4$ und $10,5\text{ mm}$ dargestellt. Die Korrelationsgebiete weisen in der wandnäheren Ebene deutlich schmalere, längliche Streifen für negative u' - und positive v' -Komponenten auf als für positive u' - und negative v' -Komponenten. Selbst für die Ebene bei $y = 10,5\text{ mm}$ sind die erstgenannten Bereiche beschränkter als die zweitgenannten, auch wenn sich hier insgesamt rundliche bis ovale Formen dieser Korrelationsgebiete durchgesetzt haben, was nichts anderes heisst, als dass die auftauchenden Schwankungen kaum räumliche Vorzugsrichtungen haben. Mit den schmalen Streifen niedriger u -Geschwindigkeit, also negativer u' -Komponenten, sind bei den Ensemblemittelwerten der Ebene bei $y = 4\text{ mm}$ schon positive v -Geschwindigkeiten verbunden gewesen. Inwieweit nun ein Wirbelmodell diese Eigenschaften konsistent erklären kann, muss zunächst das Verhältnis der Kopplungen der u' - und v' -Komponenten mit den Querschwan- kungen w' zeigen. Die Korrelationen der vollständigen Schwankungsgrössen in den Abbildungen 62 und 64 (rot umrahmt) lassen wegen ihrer Richtungsmehrdeutigkeit keine eindeutigen Interpretationen zu. Wenn ein vorgestelltes Modell allerdings die Korrelationsgebiete verschiedener Kopplungen mit unterschiedlichen Vorzeichen der Schwankungsgrössen in Ausdehnung und Form erklären kann und es zudem in vielen Exemplaren in den momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern wiederzufinden ist, kann dies schon als starke Bestätigung genommen werden.

Es wird also bei der Interpretation der folgenden Korrelationen jeweils das Modell des *hairpin*-artigen Wirbels und das seines benachbarten Pendants vorausgesetzt. Das Pendant besteht in der spannwitig alternierenden Anordnung der u' -Streifen aus einem den Bereich positiver u' -Komponenten begleitenden Wirbelpaar, das jeweils mit dem nächsten spannwitig versetzten Wirbel wieder den bekannten *Hairpin*-Wirbel formt, mit einem dazwischenliegenden Bereich negativer u' -Komponenten. In den nächsten vier Abbildungen sind jeweils die Korrelationen der Kopplungen der einzelnen Schwankungskomponenten $u'w'$ und $v'w'$ in allen drei Meßebenen bei $y = 4, 6$ und $10,5\text{ mm}$ mit Paarungen verschiedenen Vorzeichens (pp, pn, np, nn) dargestellt. Dabei wird jeweils das Resultat der Korrelationen aus den vollständigen Geschwindigkeitsfeldern der Schwankungen für alle drei Ebenen rot umrahmt zusammengefasst (s. Abb. 62 und 64 (je rechts)). Das Vorzeichen der Korrelation ergibt sich jeweils aus der Produktbildung der Schwankungsgrössen.

Abbildung 60: Auto-Korrelationen der positiven (p) und negativen (n) Geschwindigkeitsschwankungen u' und v' für zwei Meßvolumina in der Mitte des Spots mit je einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83 \text{ ms}$ bei $y = 4 \text{ mm}$ (links) und $y = 10,5 \text{ mm}$ (rechts)

Bei der Analyse der $u'w'$ -Korrelationen pp und pn in Abbildung 61 bei $y = 4$ und 6 mm kann nun das Modell des Pendants, eines durchschnittlich enthaltenen Wirbelpaares das spannweitig versetzt bei $\Delta x = 0\text{ cm}$ mit einem positiven ω_y bei positivem Δz und einem negativen ω_y bei negativem Δz , in der Vorstellung eingesetzt werden. Die Korrelationsgebiete erklären sich nun recht einfach: Fluid mit positivem u' wird stromauf von beiden Seiten mit unterschiedlichem w' -Vorzeichen durch die Mitte des Wirbelpaares geführt, dadurch beschleunigt und dann auf der jeweils gegenüberliegenden Δz -Seite stromab wieder ausgeblasen. Diese Strukturen sind insgesamt spannweitig ausgedehnter als die der Korrelationen von $u'w'$ mit den Vorzeichen np und nn, die mit dem durchschnittlichen Wirbelpaar entgegengesetzter Rotationsrichtung verbunden werden können, also Streifen negativer u' -Komponenten begleiten. Mit dem bekannten *hairpin*-artigen Wirbelpaar lassen sich diese Korrelationsgebiete in punktsymmetrischer Analogie zu obiger Darstellung erklären. In der Ebene mit $y = 10,5\text{ mm}$ in Abbildung 62 zeigt sich unter anderem aufgrund der oben schon erläuterten stärkeren Gewichtung der negativen u' -Schwankungen aus der Mittelwertbildung eine deutlichere Korrelation der "Köpfe" der bekannten *Hairpin*-Wirbel als der seines Pendants. In den in dieser Abbildung rot umrahmten Gesamtkorrelationen der verschiedenen x - z - Ebenen lassen sich die Gebiete unterschiedlicher Vorzeichen von u' - und w' -Komponenten nicht mehr trennen. Beide hier zugrundegelegte Wirbelpaare würden ein ähnliches Gesamtbild erzeugen, so dass bei Korrelationen ohne die Aufteilungen der Schwankungskomponenten in positive und negative Vorzeichen die Rotationsrichtung des hypothetischen Wirbelpaares zweideutig bliebe.

Setzt man nun die Vorstellung dieses Modells auch in die in den Abbildungen 63 und 64 gezeigten und mit jeweils unterschiedlichen Vorzeichen berechneten $v'w'$ -Korrelationsmuster ein, so muss hier dem Modell entsprechend das mit der negativen v' -Komponente verbundene Pendantwirbelpaar in den Korrelationen np und nn eingesetzt werden. Mit einem von der Wandnormalen in Strömungsrichtung geneigtem Wirbelpaar, würde hier negatives v' von beiden spannweitigen Seiten durch seine Mitte geführt und auf der Stromabseite wieder herausgesetzt werden. In den $v'w'$ -Korrelationen mit den Vorzeichenpaarungen pp und pn wird der entgegengesetzte Prozess auf jeweils beschränkterem Gebiet nachvollziehbar. In der in Abbildung 64 dargestellten $v'w'$ -Korrelationen der Ebene bei $y = 10,5\text{ mm}$ ist die Vorzugsrichtung des klassischen *Hairpin*-Wirbels erhalten, aber die Wirbelachse befindet sich hier in einem sehr flachen Schnittwinkel mit der x - z -Ebene, was zusammen mit den Korrelationsmustern dieser Ebene in Abbildung 62 gefolgert werden kann. Die hier erscheinenden "Köpfe" der *hairpin*-artigen Wirbel bilden dabei einen meistens zur Stromaufrichtung offenen Halbring. Der Primärwirbel hat hier nur sehr selten sein oder kein gegenüber mehr, so dass das Fluid, das der *Hairpin*-Wirbel hierher transportiert, spannweitig in grossen Bereichen und in kleinen Beträgen wieder in wandnähere Regionen geführt wird (s. Abb. 64 (links unten (np und nn))). Auch hier ist aus den Korrelationen der vollständigen Schwankungsfelder in Abbildung 64 (rechts) keine Eindeutigkeit der durchschnittlichen Rotationsrichtung des hypothetischen Wirbelpaares festzustellen.

Abbildung 61: Raum-Korrelationen der positiven (p) und negativen (n) Geschwindigkeitsschwankungen von u' mit w' für zwei Meßvolumina in der Mitte des Spots mit je einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83$ ms bei $y = 4$ mm (links) und $y = 6$ mm (rechts)

Abbildung 62: Raum-Korrelationen der positiven (p) und negativen (n) Geschwindigkeitsschwankungen von u' mit w' für ein Meßvolumen in der Mitte des Spots mit einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83 \text{ ms}$ bei $y = 10,5 \text{ mm}$ (links) und komplette $R_{u'w'}$ für $y = 4, 6, \text{ und } 10,5 \text{ mm}$

Abbildung 63: Raum-Korrelationen der positiven (p) und negativen (n) Geschwindigkeitsschwankungen von v' mit w' für zwei Meßvolumina in der Mitte des Spots mit je einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83 \text{ ms}$ bei $y = 4 \text{ mm}$ (links) und $y = 6 \text{ mm}$ (rechts)

Abbildung 64: Raum-Korrelationen der positiven (p) und negativen (n) Geschwindigkeitsschwankungen von v' mit w' für ein Meßvolumen in der Mitte des Spots mit einer Zeitdifferenz zur Störung von $T = 83 \text{ ms}$ bei $y = 10,5 \text{ mm}$ (links) und komplette $R_{v'w'}$ für $y = 4, 6$, und $10,5 \text{ mm}$

Spätestens anhand der Korrelationen in der wandfernen Ebene kann nun klar werden, dass die durchschnittliche dominante, kohärente Struktur eigentlich der *Hairpin*-Wirbel ist, zumal er auch in dieser Höhe noch einzeln erscheinen kann. Aber: Die für die Turbulenzproduktion, neben den Q2-, ebenso wesentlichen Q4-Ereignisse mit grossen Beträgen werden offenbar nur durch ein spannwitiges mit Streifen höherer und niedrigerer u -Geschwindigkeit verbundenes Zusammenspiel mehrerer *Hairpin*-Wirbel möglich. Nur eine solche Anordnung kann die regelmässigen Q4-Ereignisse mit relativ grossen Beträgen erklären. Die folgenden Korrelationen der u' - und v' -Komponenten und der der einzelnen Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ spiegeln, wie alle in diesem Kapitel aufgeführten Korrelationen, leider nicht die Rolle der Beträge der einzelnen Schwankungsanteile, sondern nur ihre jeweilige Übereinkunft wider. Das später zu entwickelnde Modell muss daher auf die PDFs ebenso zurückgreifen, wie auf momentane Geschwindigkeitsvektorfelder.

In den folgenden Abbildungen 65 und 66 ist die noch fehlende Korrelation der Kopplungen zwischen u' - und v' -Komponenten mit unterschiedlichen Vorzeichenpaarungen dargestellt. Die Reihenfolge der Darstellung (von oben nach unten) ist für die drei untersuchten Ebenen so gewählt, dass die Paarungen nach den aus ihnen durch Multiplikation entstehenden Reynoldsen Schubspannungen in vier Quadranten (I, II, III, IV) sortiert sind. Auch hier zeigt sich noch einmal, dass die Strukturen mit negativen u' -Komponenten in den beiden wandnäheren Ebenen in Abbildung 65 schmaler sind, als die mit positiven u' -Komponenten. Interessant ist, dass positives u' sich in den alternierenden, spannwitigen Streifen komplementär zu positiven v' -Komponenten verhält (siehe I), wie auch bei der Paarung mit jeweils entgegengesetzten Vorzeichen (siehe III). D.h. positives v' kommt in Wandnähe in erster Linie nur mit negativem u' vor, also als Q2-Ereigniss, und negatives v' meistens nur mit positivem u' , also als Q4-Ereignis, und dann in einer spannwitig versetzten Ebene. Dies weist zudem auf einen Anteil an ω_x -Vorticity der dominanten Strukturen in dieser Ebene des Spots hin, der sich aber nur statistisch ergibt und in den Einzelereignissen auch als wandnormale Scherungen ohne Wirbelbildung auftreten kann.

Die Kopplungen II und IV korrelieren dagegen deutlicher in *einer* Region und sind in Strömungsrichtung gestreckt. Dabei zeigt die Vorzeichenpaarung der $u'v'$ -Korrelation II die leichte Tendenz, dass negatives u' eher stromab mit positivem v' korreliert, während bei der Paarung IV fast ausschliesslich stromauf positives u' mit negativen v' übereintrifft, d.h., dass Q4-Ereignisse in diesen Ebenen unmittelbar stromab des hypothetischen Pendantwirbels in Q1-Ereignisse übergehen, da sie an der Wand "reflektiert" werden. Dies wird auch später noch bestätigt werden. In der Abbildung 66 zeigen die Korrelationsmuster bei $y = 10,5\text{ mm}$ die Besonderheiten, die durch die "Köpfe" der *Hairpin*-Wirbel verursacht werden. Stellt man sich diesen "Kopf" der Wirbelachsen als einen in Stromaufrichtung offenen Halbkreis vor, der die beiden gegensätzlich rotierenden ω_y -Achsen in diesem Bereich verbindet (s. a. Abb. 71), so erklären sich die vier Korrelationsmuster recht einfach. Das Fluid wird aus der Mitte dieser Struktur als Q2-Ereignis herausgeführt (II) geht an den spannwitigen Rändern zunächst in Q1-Ereignisse (I), dann in Q4-Ereignisse (IV) und schliesslich stromab der Struktur in Q3-Ereignisse über.

Abbildung 65: Raum-Korrelationen der u' - mit der v' -Komponente, deren Produkte die Reynoldsen Schubspannungen in den Quadranten I-IV ergeben, für zwei Wandabstände $y = 4 \text{ mm}$ (links) und $y = 6 \text{ mm}$ (rechts) in der Mitte ($T = 83 \text{ ms}$) des Spots

Abbildung 66: Raum-Korrelationen der u' - mit der v' -Komponente wie in Abb. 65 für $y = 10,5 \text{ mm}$ (links) in der Mitte ($T = 83 \text{ ms}$) des Spots. Rechts (rot umrahmt) komplette Raum-Korrelationen der u' mit v' für $y = 4, 6, u. 10,5 \text{ mm}$ Wandabstand

In den in Abbildung 67 enthaltenen Auto-Korrelationen der vier Quadranten der Reynoldschen Schubspannung in den beiden Ebenen $y = 4$ und $10,5\text{ mm}$ wird die Ausdehnung der mit den einzelnen Q-Ereignissen verbundenen Strukturen deutlich. Dabei ist anhand der Glätte der Korrelationsgebiete die Häufigkeit ihres Auftretens und ihre lokale Form in den Meßebenen ablesbar. Es wurden für diese Korrelation zwar ebenso 420 momentane Felder verwandt, aber die Q1- und Q3-Ereignisse (I und III) sind so selten in diesem Bereich des Spots und vorallem in der wandnäheren Ebene von so zerklüfteter Form, dass ihre Auto-Korrelationen an ihren Rändern nicht hinreichend glatt werden konnten. Die Q2- und Q4-Ereignisse scheinen demgegenüber dominant vorzuliegen und ihre Auto-Korrelationen zeigen die in der wandnäheren Ebene erwartete, mit der Streifenstruktur verbundene Streckung in Strömungsrichtung. Die spannweite Ausdehnung der durchschnittlichen Q4-Struktur ist entsprechend grösser als diejenige der Q2-Struktur. In der wandferneren Ebene zeigen die Q1- und Q4-Auto-Korrelationen in Spannweitenrichtung gestreckte ovale Formen, während die Q2- und Q3-Auto-Korrelationen eher rundlich sind. Dies erklärt sich aus der Form des hier dominant auftretenden "Kopfes" des *Hairpin*-Wirbels in gleicher Weise, wie die Korrelationsmuster in Abbildung 66.

In den beiden darauffolgenden Abbildungen 68 und 69 sind die Korrelationen der Kopplungen derjenigen einzelnen Quadranten der Reynoldschen Schubspannungen dargestellt, die eine hinreichende Qualität aufweisen, d.h. die tatsächlich innerhalb *einer* Meßebene in einem nachweisbaren Zusammenhang stehen. Damit ist über Prozesse, die aufgrund der Topologie der Gesamtstruktur zwischen den Meßebenen ablaufen müssen und können, bisher wenig gesagt. In der Abbildung 68 sind die Korrelationen der für die Turbulenzproduktion wesentlichen Kopplungen der Q2- und Q4-Ereignisse in den drei untersuchten wandparallelen Ebenen gezeigt. Zunächst ist für die beiden wandnäheren Ebenen der streifenförmig versetzte, komplementäre Charakter der beiden Ereignisse festzuhalten, der auch schon in der Analyse der Korrelationen in Abbildung 65 bemerkt wurde. Zudem sind die Gebiete der Minima der Korrelationen aber asymmetrisch in Strömungsrichtung: Q4-Ereignisse finden in allen Ebenen häufiger stromab von Q2-Ereignissen statt als stromauf. Dies kann als Hinweis für die gewichtigere Bedeutung der Q2-Ereignisse produzierende Struktur genommen werden, soweit es die hier untersuchten Ebenen angeht. Dass in der wandnäheren Region durch Querschwankungen Q2-Strukturen durch Q4-Ereignisse verursacht sein können, ist damit für den Stromaufanteil des Q4-Korrelationsgebietes natürlich möglich. Weitere hier nicht aufgeführte Korrelationen der Kopplungen von Q4- mit w' -Komponenten legen diese Interpretation nahe.

In der Abbildung 69 kann in der linken Spalte mit Hilfe der Korrelation der Kopplung von Q2- mit Q3-Ereignissen nachvollzogen werden, dass Q2-Ereignisse allerdings nicht unwesentlich aus Q3-Ereignissen gespeist werden. Der Q2-Ereignisse produzierende dominante *Hairpin*-Wirbel muss demnach meistens stromauf seines in Strömungsrichtung geneigten Einflussbereiches Q3-Ereignisse vorfinden. Wie diese Q3-Ereignisse in grössere Wandnähe gelangen, wird anhand des später im Kapitel 6 noch zu erörternden "Mixer"-Modells zu diskutieren sein.

Abbildung 67: Raum-Korrelationen der Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ in den Quadranten I-IV für den Wandabstand $y = 4 \text{ mm}$ (links) und $y = 10,5 \text{ mm}$ (rechts) in der Mitte ($T = 83 \text{ ms}$) des Spots.

Abbildung 68: Raum-Korrelationen der Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ des Quadranten II (Q2) mit dem Quadranten IV (Q4) für den Wandabstand $y = 4 \text{ mm}$, $y = 6 \text{ mm}$ und $y = 10,5 \text{ mm}$ (von oben nach unten) in der Mitte ($T = 83 \text{ ms}$) des Spots.

Abbildung 69: Raum-Korrelationen der Reynoldsen Schubspannungen $u'v'$ von Q2 mit Q3 (links) und von Q4 mit Q1 (rechts) für den Wandabstand $y = 4 \text{ mm}$, $y = 6 \text{ mm}$ und $y = 10,5 \text{ mm}$ (von oben nach unten) in der Mitte ($T = 83 \text{ ms}$) des Spots.

In der rechten Spalte der Abbildung 69 sind die Kopplungen der Q4- mit den Q1-Ereignissen korreliert, die uns Auskunft über die Struktur des Q4-Ereignisse produzierenden Pendantwirbels gibt. In der wandnächsten Ebene bei $y = 4\text{ mm}$ werden aus Q4-Ereignissen stromab Q1-Ereignisse. Die Wand und die darüberliegende viskose Unterschicht wirkt hier offenbar wie ein Reflektor. In der mittleren Ebene gibt es schon aufgrund der seltener werdenden Paarung der Pendantwirbel und grösseren Neigung der *hairpin*artigen Wirbel einige Q1-Ereignisse vor den Q4-Ereignissen, bis schliesslich in der wandfernsten Ebene Q1-Ereignisse nur noch stromauf von Q4-Ereignissen zu finden sind.

Die hier aufgeführten Ergebnisse bestätigen die wesentliche Rolle der *hairpin*artigen Wirbel für den turbulenten Austausch innerhalb des Spots. Letztlich sind für die Energieübertragung von der Aussenströmung zur Wand allerdings Q4-Ereignisse mit entsprechenden Beträgen nötig, die nur durch eine spannweitige Kombination der *hairpin*artigen Wirbel erzeugt werden können. Diese Kombination, die die anschauliche Struktur eines "Mixers" zeigt, weist nach der hier vertretenen Vorstellung erst die Qualität einer selbsterhaltenden Turbulenz auf, da Q2- und Q4-Ereignisse darin über bestimmte Transportmechanismen in einem Wechselverhältnis stehen. Nach dem nächsten, relativ kurzen, Unterkapitel über die spannweitige spektrale Verteilungsdichte der einzelnen Schwankungen in den unterschiedlichen wandparallelen Meßebenen wird das hier eingeführte "Mixer"-Modell in die Diskussion der gesamten Ergebnisse eingefügt.

5.2.5 Spektrale Verteilungsdichte

Bei verschiedenen Wandabständen $y = 4\text{ mm}$, $y = 6\text{ mm}$ und $y = 10,5\text{ mm}$ sind Stereo PIV-Messungen des Spots durchgeführt worden. Um eine Aussage über die spektrale Verteilung der Schwankungsgrößen (u', v', w') in der jeweiligen Ebene machen zu können, ist es nötig eine Fourieranalyse der einzelnen Geschwindigkeitsverteilungen vorzunehmen. Mit R_{ij} , der normierten Korrelationsfunktion aus Gleichung (15), folgt die spektrale Verteilungsdichte f_{ij} für $\overline{u'_i u'_j}$ im Wellenzahlraum in Strömungs- und Spannweitenrichtung k_x und k_z mit Gleichung (19):

$$f_{ij}(k_x, y, k_z) = \iint R_{ij}(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_z z)} dx dz \quad (19)$$

Berechnet wurden die Verteilungsdichten der Schwankungsgrößen über die spannweitenigen Wellenzahlen k_z für die Mitte des Spots in den angegebenen Wandabständen und für die Vorderkante bei $y = 4\text{ mm}$ (s. Abb. 70).

Abbildung 70: Spektrale Verteilungsdichten bei $y = 10,5\text{ mm}$, $y = 6\text{ mm}$ und $y = 4\text{ mm}$ in der Mitte ($T = 83\text{ ms}$) des Spots. Rot umrahmt: Bei $y = 4\text{ mm}$, Vorderkante ($T = 75\text{ ms}$) des Spots (anderer Maßstab !)

Das räumliche Auflösungsvermögen der zugrundeliegenden Multiplane Stereo PIV Meßergebnisse ist durch die Ausmaße der Meßebene nach oben und die Abfragefenstergrösse nach unten beschränkt. D.h. für die hier dargestellten Verteilungsdichten der Schwankungen als Funktion der spannweitigen Wellenzahl k_z , dass unterhalb einer Wellenzahl von $k_z \leq 0,29 \text{ cm}^{-1}$ aufgrund der Ausdehnung des Meßvolumens in z -Richtung von 70 mm weniger als die halbe Wellenlänge abgetastet ist, womit die Darstellung links dieses Wertes von einer sinnvollen Interpretation im Sinne einer Wellenlängenzuordnung abgeschnitten ist. Mit der spannweitigen Ausdehnung der Abfragefenster von etwa $1,7 \text{ mm}$ ergibt sich analog oberhalb einer Wellenzahl von $k_z \geq 3 \text{ cm}^{-1}$ auch keine sinnvolle Interpretation mehr.

Allgemein zeigt sich in den spektralen Verteilungsdichten, dass die zu den Schwankungen gehörigen Wellenlängen in der wandferneren Meßebene grösser sind als in der wandnäheren. Dieses Ergebnis ist auch schon bei den Raum-Korrelationen im vorigen Unterkapitel herausgestellt worden. Die kleinsten Wellenlängen innerhalb der hier untersuchten Meßebenen ergeben sich allerdings an der Vorderkante des Spots bei einem Wandabstand von $y = 4 \text{ mm}$. Die Besonderheit des Überhanggebietes an der Vorderkante des Spots spiegelt sich also auch in den räumlichen Spektren wider, wie anhand des durchschnittlichen ω_y -Vorticityfeldes in Abbildung 36 auch schon zu ersehen war. Die Maxima der u' -Komponenten liegen in etwa bei dem Abstand der Minima der negativen Korrelationsgebiete der Auto-Korrelationen der u' -Komponenten in den einzelnen Ebenen (vergl. Abb. 55 und 57). Das Maximum der v' -Komponente erscheint noch undeutlich in der mittleren Ebene, ist aber in der wandnächsten Ebene deutlich zu vermerken. Es kann bei $y = 4 \text{ mm}$ in der Mitte des Spots einer Wellenzahl von etwa $1,1 \text{ cm}^{-1}$ zugeordnet werden, was ebenfalls dem ungefähren Abstand der v' -Korrelationsminima in Abbildung 57 entspricht. An der Vorderkante ist die v' -Komponente in noch kleineren Wellenlängen vertreten. Die Kurven der w' -Komponenten zeigen eine Schulter oder eher ein flacheres Abfallen der Funktion ab einer Wellenzahl von ca $k_z = 0,7 \text{ cm}^{-1}$ bei den beiden hier dargestellten wandnächsten Ebenen. Dies kann auf die Welligkeit der Strukturen, die auch spannweitig zu verzeichnen ist, zurückgeführt werden. Die Maxima der $u'v'$ -Komponenten können ebenfalls mit den oben dargestellten Raum-Korrelationen abgeglichen werden.

Multipliziert man die Funktionen f_{ij} mit der jeweiligen Wellenzahl k_z , so erhält man das Energiespektrum der Schwankungen. Diese Kurven haben einen qualitativ ähnlichen Verlauf, wie die oben gezeigten, so dass die spektrale Verteilung der Energie der Turbulenz auf die einzelnen Schwankungsgrössen auch aus den hier dargestellten Funktionen zu ersehen ist.

6 Diskussion der Ergebnisse

Die Diskussion der verschiedenen Ergebnisse dieser Arbeit und die eines abgeleiteten Modells zur Beschreibung der Dynamik der Substrukturen des turbulenten Spots soll in diesem Kapitel vor dem Hintergrund des aktuellen Stands der Forschung durchgeführt werden. Die im Kapitel 2 und 5 dargestellten und zitierten Ansätze, Theorien und Beschreibungen der transitionellen Grenzschichtströmungen und des turbulenten Spots sollen dazu als allgemeine Folie dienen. In der Literatur wurden an turbulenten Spots bisher lediglich Verfahren der qualitativen Visualisierung, in der Strömung oder an der Wand, und der Hitzdrahtanemometrie oder ähnlicher zeitschreibender Verfahren beschrieben. Diese sollen mit den in dieser Arbeit dargestellten, räumlich aufgelösten Ergebnissen eine starke Ergänzung erhalten.

Die PIV Meßergebnisse dieser Arbeit, die die späten nicht-linearen Transitionsstrukturen und den *breakdown* des K- und Oblique-Typs in momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern erfasst haben, lassen lediglich einen vergleichenden Bezug auf jene Phasen der Transitionszenarien zu, die bei früheren Untersuchungen reproduzierbare Eigenschaften aufwiesen und zu einer eingehenden Beschreibung geführt haben. Diese betreffen hauptsächlich die Entwicklungen *vor* dem Auftauchen der Turbulenz mit seinen stochastischen Eigenschaften. Die komplexen Strukturen des *breakdown*-Prozesses dieser Transitionstypen konnten hingegen in dieser Arbeit erstmalig relativ detailliert anhand momentaner Geschwindigkeitsvektorfelder in einigen wandparallelen Meßebenen gezeigt werden.

Die in Kapitel 5 präsentierten PIV Meßergebnisse der frühen nicht-linearen Entwicklung der K- und Oblique-Typ Transition zeigen eine grosse Übereinstimmung mit den Ergebnissen früherer experimenteller und numerischer Untersuchungen [8] [9] [11] [13] [47]. Diese Phase der Transition soll hier deshalb nicht mehr Gegenstand der Diskussion sein. Bei den späteren Stufen der K-Typ Transition kann hingegen das Auftreten der Spikes an den Spitzen der Λ -Strukturen mit wandnormalen Geschwindigkeiten von bis zu $35\% U_\infty$ (s. [Abb. 26](#)) und die Streckung der Λ -Strukturen als Beginn des turbulenten Zusammenbruchs, wie in neuesten Untersuchungen gezeigt wurde [14], bestätigt werden. Allerdings legen die hier präsentierten momentanen Geschwindigkeitsvektorfelder auch Scherschichtinstabilitäten in Gebieten mit grossen spannweiten u -Gradienten zwischen den in Strömungsrichtung getreckten kohärenten transitionellen Strukturen des späten nicht-linearen Stadiums als Ursache für die Turbulenzproduktion im K-Typ-*breakdown* nahe (s. [Abb. 27](#)). Gemessene spannweite Amplituden der u -Geschwindigkeit von bis zu $60\% U_\infty$ in einer wandparallelen Ebene übersteigen Abschätzungen der Schwellenwerte für die Einleitung des *breakdown*-Prozessen von sogenannten *Streaks* bei weitem [48].

Diese Form von Instabilitäten scheint ebenso den Weg in den turbulenten Strömungszustand der Oblique-Typ Transition zu dominieren, wobei sie in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der DNS und Experimenten von Berlin und Wiegel [8] an den Positionen des grössten Gradienten an den Übergängen der Streifen zu verorten ist. Diese Gradienten entstehen durch spannweite u -Differenzen von bis zu $65\% U_\infty$ in einer wandparallelen Ebene der transitionellen Grenzschicht und sind augenscheinlich mit der Ausprägung der Füße von Λ -Strukturen in den Streifen niedriger u -Geschwindigkeit verbunden. Der Prozess der Turbulenzproduktion,

also auch die den *breakdown* kennzeichnende Erhöhung der tsg-Beträge erfolgt neben den Streakübergängen dabei zunächst in zwei weiteren Streifen innerhalb des Gebietes niedriger u -Geschwindigkeiten (s. Abb. 29: Darin enthaltene mit ω_y -Vorticity behaftete Wirbel initiieren dabei aufgrund ihrer Neigung in Strömungs- und Spannweitenrichtung über Reynoldsche Schubspannungen den turbulenten Austausch der Plattengrenzschichtströmung (s. Abb. 30). Diese Prozesse sind so kleinskalig, dass sie von den DNS Ergebnissen bisher nur in ihren Anfängen anhand erhöhter tsg-Beträge bestätigt werden konnten. Die Annahme allerdings, dass signifikante ω_x behaftete Wirbel entlang der streifenförmigen Strukturen der Oblique-Typ Transition existierten [8], kann anhand der vorliegenden Daten ausgeschlossen werden. Die Details des *breakdown*-Prozesses sind in den in Kapitel 5 gezeigten repräsentativen Ergebnissen in momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern einer wandparallelen Ebene festgehalten.

In grösserer Ausführlichkeit sollen nun die Ergebnisse des eigentlichen Schwerpunktes der vorliegenden Arbeit erörtert werden: die der Messungen an turbulenten Spots in einer laminaren Plattengrenzschicht. In dem Unterkapitel 5.2 des Kapitels 5 Ergebnisse wurden viele Fragen aufgeworfen, die die Struktur, innere Ordnung und das Wachstum des Spots betreffen. Einige Antworten konnten anhand der unmittelbaren Interpretation der Ergebnisse schon nahegelegt werden, andere blieben noch offen. Mit Hilfe der Analyse der Substrukturen in der Mitte des turbulenten Spots wurde ein Modell entwickelt, das Fragen nach der Turbulenzproduktion innerhalb des Spots beantworten kann. Dieses soll an dieser Stelle noch präzisiert und in die Rekonstruktion einer konsistenten Entwicklungsgeschichte des turbulenten Spots mit seiner pfeilkopfförmigen Ausdehnung eingebettet werden.

Eine naheliegende Frage, die in Kapitel 5 schon aufgeworfen wurde und viele weitere in sich einschliesst, ist also die nach der Entstehung der Form des Spots, die bei gegebenen Bedingungen nach einer Zeit T trotz der enthaltenen hohen stochastischen Anteile immer selbstähnlich als Pfeilkopf erscheint. Es soll hier für ein Erklärungsmodell die Annahme gemacht werden, dass die laterale Ausbreitung des Spots und sein Wachstum in Strömungsrichtung anhand der dominanten Substrukturen, die im wesentlichen als *Hairpin*-Wirbel identifiziert werden konnten, erklärt werden kann, wenn weitere Resultate dieser Messungen mit zugrundegelegt werden. Diese zusätzlichen Resultate betreffen erstens die inneren, auf wandnahe *Streaks* zurückzuführenden Streifen unterschiedlicher u -Geschwindigkeit, zweitens die spannweite Umströmung und drittens die momentane Welligkeit der Streifen des Spots.

Die zunächst nicht auf spezielle, kohärente Strukturen basierende Vorstellung der Ausbreitung von Turbulenz in einer laminaren Umgebung geht auf die statistische Beschreibung der turbulenten Diffusion zurück. Der dafür zuständige Term aus der Bilanzgleichung der Konvektion, der die Produktion, Dissipation, viskose Diffusion und turbulente Diffusion gegenüberstehen, lautet:

$$-\overline{U} \frac{\partial}{\partial x_i} [k u'_i + p' u'_i]. \quad (20)$$

Dabei ist $k = \rho u'_i u'_j / 2$ die turbulente kinetische Energie eines Fluidelements und p' die bei Inkompressibilität auf die Geschwindigkeitsschwankungen zurückzuführenden Druckschwankungen, der es unterworfen ist. Dieser Term hat allerdings ohne weitere

Angaben über die Rahmenbedingungen, die in einer gestörten Plattengrenzschicht vorherrschen, wenig Wert für die Beschreibung der Ausbreitung eines turbulenten Spots. Dabei fehlen insbesondere die Informationen über die instationären Schwankungsgrößen u'_i und p' , die sich innerhalb spezifischer Strukturen anordnen. Allgemein kann man jedoch davon ausgehen, dass Q2- und Q4-Ereignisse, die innerhalb solcher Strukturen vorliegen, zur Produktion von turbulenter, kinetischer Energie führen, dabei direkt die Zunahme von u'^2 fördern und dann mittels Druck-Scher-Korrelationen die Übertragung der turbulenten Energie auf v'^2 und w'^2 erfolgt. Schematisch lässt sich dies in dem folgenden Pfeildiagramm beschreiben, wobei (21) sowohl Ursache für (22) als auch für (23) ist:

$$u'v' \frac{\partial u}{\partial y} \rightarrow u'^2 \rightarrow p' \frac{\partial u'}{\partial x} \quad (21)$$

$$\rightarrow p' \frac{\partial v'}{\partial y} \rightarrow v'^2 \quad (22)$$

$$\rightarrow p' \frac{\partial w'}{\partial z} \rightarrow w'^2 \quad (23)$$

Mit den vorliegenden Meßergebnissen konnte ein Modell der dominanten Struktur des turbulenten Transports von Fluid innerhalb des Spots entwickelt werden, das *hairpin*artige Wirbel in einen Zusammenhang mit Scherschichten und wandnahen Streifen bringt. Eine sehr ähnliche, von numerischen Untersuchungen gestützte Modellbildung der dominanten Wirbelstrukturen liegt für die vollturbulente Plattengrenzschicht kleiner Reynoldszahlen von Robinson [27] vor; einige Aspekte seines Modells zeigen aber Abweichungen zu der hier gemessenen dominanten Struktur des Spots. Die Form und innere Dynamik des Spots soll nun im Folgenden anhand der raum-zeitlichen Entwicklung dieser elementaren Substrukturen erklärt werden. Ein Ansatz für dieses Erklärungsmodell kann aus der Vorstellung von Perry [26] entlehnt werden, dass Wirbelstrukturen durch laterale Beeinflussung des umgebenen laminaren Fluids eine Kaskade von stromauf versetzt angeordneten weiteren Wirbelstrukturen initiieren können, so dass letztlich eine dreieckige Gesamtform des turbulenten Gebietes, des Spots, mit der Spitze in Stromabrichtung entsteht. Dieses Modell muss nun allerdings entsprechend der Ergebnisse dieser Arbeit modifiziert werden. Zunächst soll davon ausgegangen werden, dass aufgrund der Dynamiken unmittelbar stromab der pulsformigen Störung in der Grenzschichtströmung *hairpin*artige Wirbel und wandnahe Streifen entwickelt werden, wie sie auch in Hitzdraht- und Visualisierungsexperimenten beschrieben werden [22] [40]. Die erste Stufe der Spotentwicklung soll also schon vorausgesetzt werden, um sich nicht in unnötigen Spekulationen zu ergehen, zumal die unmittelbare Spotentstehung nicht untersucht wurde. Nun kann anhand der Meßergebnisse davon ausgegangen werden, dass zunächst durch die nur aufgrund lokaler Druckgradienten erklärbaren Stromaufwirkung der einzelnen *Hairpin*-Wirbel (s. [Abb. 52](#)) nachfolgend Scherschichten und damit weitere *Hairpin*-Wirbel erzeugt werden und das daraufhin die wandnormale Rückströmung des Fluids der damit verbundenen Q2-Ereignisse wandferneres Fluid als Q4-Ereignis spannweitig versetzt zur Wand führt, was eine gewisse zeitliche Relaxation der lateralen Störungsausbreitung bedeutet. Der primäre *Hairpin*-Wirbel ist in der Zwischenzeit in den wandferneren

Ebenen stromab konvektiert, so dass die aus diesem Prozess entstehenden lateral versetzten Strukturen in den langsameren, wandnahen Regionen, zunächst wandnahe Streifen dann weitere *Hairpin*-Wirbel, sich relativ dazu stromauf anordnen. Eine Kaskade solcher Induktionen in Stromaufrichtung und die gegenseitige Induktion der einzelnen benachbarten *Hairpin*-Wirbel, die sowohl spannweitig versetzt als auch in Strömungsrichtung nacheinander positioniert sind, sorgen für eine wellige Streifenstruktur innerhalb dieser dreieckigen Gesamtform. Das in der Abbildung 71 in dem oberen Bild skizzierte Modell steht sowohl für einen Erklärungsansatz des raumzeitlichen Anfangs als auch für die Dynamiken an der Hinterkante des Spots. Für die Beschreibung der Dynamik an der Hinterkante können die Zeitschritte t_i auch weggelassen werden: Es bilden sich stromauf auch räumlich nachfolgende Wirbelstrukturen. In der unteren Skizze in Abbildung 71 ist hingegen ein Ausschnitt des Modells aus der Zentralregion eines entwickelten turbulenten Spots dargestellt. Diese Region enthält viele in Strömungsrichtung und spannweitig versetzte *Hairpin*-Wirbel, die durch ihre gegenseitige Beeinflussung und unterschiedliche Ausdehnung eine komplexere Ordnung zeigen und den turbulenten Charakter der Strömung bestimmen. In dem weiter unten dargestellten "Mixer"-Modell soll diese Eigenschaft der Substrukturen im Zentrum des Spots durch eine idealisierte, allgemeine Anordnung repräsentiert werden.

Der durchschnittliche *Hairpin*-Wirbel zeigt nach den Korrelationsergebnissen der wandfernen Köpfe dieser Struktur für den Wandabstand von $y = 10,5\text{ mm}$ (s. Abb. 62 u. 64) die Besonderheit, dass die verbindende Wirbelröhre zwischen den beiden zur Wand geneigten "Beinen" sich als nahezu wandparalleler Halbkreis mit Öffnung in Stromaufrichtung formiert. Eine weitere Besonderheit dieser Struktur ist in den momentanen Vektorfeldern der wandnächsten Meßebene (s. Abb. 41) und den Korrelationsergebnissen der ω_y -Vorticity (s. a. Abb. 53) zu erkennen: sie ist dort eher als längliches Gebiet hoher Scherung wiederzufinden, das jeweils einzelne ω_y -Vorticitymaxima, besonders im Wellen"knick" der Streifen mit negativer u' -Komponente, enthält. Daher wurden bei der Skizzierung des durchschnittlichen *Hairpin*-Wirbels in Abbildung 71 die "Füsse" dieser Wirbel als Scherschicht in Strömungsrichtung angedeutet.

Nachdem nun ein Modell der dominanten Substruktur skizziert wurde, soll zunächst auf die globale Wirkung des Spots in der laminaren Plattengrenzschicht eingegangen werden. Der turbulente Spot "löst" die laminare Grenzschicht in dem Gebiet seiner Trajektorie aufgrund seines turbulenten Charakters auf und sorgt in den sehr wandnahen Regionen für eine Erhöhung der Geschwindigkeit relativ zum laminaren Grenzschichtprofil. Das stromauf nachfolgende "beruhigte" Gebiet einer laminaren Grenzschicht mit steilerem Profil [28], das zusätzlich durch die verharrenden wandnahen Streifen charakterisiert ist, folgt aus diesen durch den Spot selbst geschaffenen Bedingungen. Nun stellt die in die laminare Grenzschicht eingebettete, im grössten Teil seiner wandnormalen Erhebung langsamere Gesamtstruktur des Spots für das herannahende Fluid ein Hindernis dar; es entsteht ein positiver Druckgradient in Strömungsrichtung bis zur Hinterkante des Spots [29]. Der Gradient $\partial u / \partial y$ ist in dem "beruhigten" Gebiet, das dem Spot mitsamt wandnaher Streifen folgt, in Wandnähe relativ gross und die Verzögerung des Fluids durch den positiven Druckgradienten führt in Zusammenhang mit lokalen Störungen zu einer absoluten Instabilität in diesem Bereich der Strömung.

Abbildung 71: Modell der Entwicklung von *Hairpin*-Wirbeln aus Scherschichtinstabilitäten an wandnahen Streifen, sogenannten *low speed Streaks*, und der relaxierten Induktion von spannwweitig versetzten Streifen und *Hairpin*-Wirbeln (oben). Ausschnitt aus dem Zentrum eines entwickelten Spots (unten)

Wirbelstrukturen mit signifikanten Q2-Beiträgen entstehen stromauf der durch Konvektion stromab geführten, vorhergehend entstandenen Strukturen; die Hinterkante des Spots wächst stromauf der stromab konvektierenden Substrukturen. Die lokale Instabilität, die zu einer Ausprägung von *Hairpin*-Wirbeln führt, kann nur durch die Anwesenheit der wandnahen Streifen begründet werden, an deren Rändern sich Scherschichten aufrollen und deren Störinitiation möglicherweise durch die in [Abbildung 52](#) gezeigte Stromaufwicklung der vorherlaufenden Wirbelstrukturen verursacht wird. Es liegt also eine globale und lokale Selbstinduktion der Ausbildung von Wirbelstrukturen vor, die den turbulenten Austausch der Grenzschichtströmung besorgen.

Durch die laterale Umströmung des Zentrums des Spotgebietes (s. [Abb. 34](#)) wird das Fluid der Q2-Ereignisse der *Hairpin*-Wirbel an den äusseren Rändern des Spots nicht mehr symmetrisch in beide spannwweite Richtungen zurückgeführt, sondern im

Mittel nach aussen getragen. Dieser Effekt erzeugt nach dem hier entwickelten Modell die Flügelspitzen des Spots, deren Ausprägung möglicherweise noch dadurch verstärkt wird, dass zusätzlich die umgebene laminare Grenzschicht eine grosse Instabilität aufweist. Aus dem Grund der Umströmung des Spotbereiches mit den kleinsten u -Geschwindigkeiten kehrt sich stromab davon die Richtung der durchschnittlichen w -Komponente in der Mitte des Spots wieder um und weist mit kleineren Beträgen zur Zentrallinie hin (s. [Abb. 34](#)). Die seitlichen Dellen des Spots (s. [Abb. 32](#)) in diesem Bereich können dadurch konsistent als ein Resultat dieser umgekehrten, zur Mitte weisenden Störungsübertragung durch die *Hairpin*-Wirbel erklärt werden.

Die Streifen im Übergang zur viskosen Unterschicht werden hier als notwendige Folge der massiven Störungen der wandnahen Grenzschichtströmung angenommen, wie sie durch den hochamplitudigen Puls der Initiation und ebenso durch die Q4-Ereignisse erzeugt werden. Die Messungen haben gezeigt, dass die Existenz der Streifen sich innerhalb des Spots bis in wandfernere Regionen auswirkt, wie die gemittelte Vorticitystruktur in [Abbildung 36](#) unter anderem belegt. Die laterale Störungsausbreitung über die *Hairpin*-Wirbel formiert nun nach dem hier entwickelten Modell neue, versetzt angeordnete wandnahe Streifen, die wiederum eine Voraussetzung für die Entstehung neuer Scherschichten und damit neuer *Hairpin*-Wirbel sind. Diese Streifen verharren aufgrund der deutlich geringer ausgeprägten Dynamiken an der viskosen Unterschicht lange stromauf des Spots, so dass dieser Teil der Geschichte der Störungen für eine gewisse Zeit keilförmig darin "eingeschrieben" ist, was Visualisierungen in Wandnähe eindrucksvoll belegen (s. [Abb. 4](#)). Die wandnahen relativ äquidistanten Streifen ($z^+ \leq 150$ (s.u.)) sind offenbar im Wechselspiel mit den dominanten Wirbelstrukturen die Ordnungsparameter des Spots. Seine spannweitige Symmetrieeigenschaft kann nun schlüssig begründet werden.

An dieser Stelle soll mit dem schon angekündigte "Mixer"-Modell die Darstellung der Spotentwicklung vervollständigt werden. Es hatte sich gezeigt, dass unmittelbar stromab der Hinterkante und im Zentrum des Spot die grössten Dynamiken vorliegen. Die höchsten tsg-Beträge und ein hoher Anteil von Q4-Ereignissen grösserer Beträge ist hier zu verzeichnen (s. [Abb. 33, 43, 47 u. 48](#)). Die stromauf der Hinterkante herannahenden und wachsenden *Hairpin*-Wirbel erzeugen im Übergang zum Spot Streifen mit spannweitig alternierendem Vorzeichen in der u' -Komponente. An den entstandenen Scherschichten verbleiben die Wirbelstrukturen und bilden sich u.a. auch in Stromaufrichtung der konvektierenden Struktur neu (s. [Abb. 52](#)). Sind nun solche Streifen mit *mehreren* spannweitig versetzten ω_y -Wirbeln entstanden, so gibt es den oben schon beschriebenen "Mixer"-Effekt, der darin besteht, dass Q2-Ereignisse des primären *Hairpin*-Wirbels durch die umgekehrte Rotationsrichtung, die eine Wirbelröhre des *Hairpin*-Wirbels mit der des nächsten spannweitig versetzten *Hairpin*-Wirbels erzeugt, wieder als Q4-Ereignis zur Wand geführt wird. Ein repräsentativer Ausschnitt aus dem Zentrum des Spots zeigt das momentane Geschwindigkeitsfeld der Schwankungen in [Abbildung 72](#). Dabei ist von links nach rechts für den gleichen Ausschnitt je einmal die u' -, v' - und ω_y -Komponente farbkodiert dargestellt. Deutlich sind die Streifen negativer und positiver u' -Komponenten zu erkennen, die sehr häufig mit dem jeweils entgegengesetzten Vorzeichen der v' -Komponente korrelieren.

Abbildung 72: Ausschnitt aus einem typischen momentanen Vektorfeld der Schwankungen im Zentrum des Spots bei $y = 4\text{ mm}$ Wandabstand in drei verschiedenen Farbkodierungen: u' , v' und ω_y (von links nach rechts)

Dieser allgemeine Effekt wird in den Raum-Korrelationen der u' - mit der v' -Komponente in [Abbildung 65](#) und den weiteren Kopplungs-Korrelationen mit verschiedenen Vorzeichenpaarungen bestätigt, so dass der hier ausgesuchte Ausschnitt momentaner Schwankungen für den zentralen Bereich des Spots als typisch angenommen werden kann. Zudem ist zwischen den Streifen ω_y -Vorticity mit spanweitig jeweils umgekehrtem Vorzeichen in den Scherungen vorzufinden, die paarweise als *hairpin*-artige Wirbel zusammengefasst werden können. Es zeigt sich also, dass Q2-Ereignisse entlang der Streifen negativer u' -Komponenten, besonders in der Nähe der stromab geneigten Vorticitystrukturen, produziert werden, während der umgekehrte Prozess der Q4-Ereignisse, ebenso durch die Anwesenheit der Pendant-Wirbel verstärkt, in den Streifen positiver u' -Komponenten vorzufinden ist. In der in [Abbildung 73](#) dargestellten schematischen Skizzierung wurde versucht mit der rechten Darstellung noch eine wandfernere Region in das "Mixer"-Modell mit einzubeziehen, um vorallem die Frage nach den aus den Korrelationen in [Abbildung 69](#) nahegelegten stromab liegenden Übereinkunft von Q2- und Q3-Ereignissen zu klären.

Das "Mixer"-Modell in [Abbildung 73](#) enthält die Streifen mit positiven (rot) und negativen (blau) u' -Komponenten, die ω_y -Vorticity mit den beiden Rotationsrichtungen – und + und die vier Q-Ereignisse, wie sie in den Korrelationen angeordnet waren. Das Modell versucht dabei drei Quellen für den Transport des wandfernere Fluids zur Wand aufzuzeigen (magentafarbene Pfeile mit 1,2,3). Die erste und sicherlich bedeutendste Quelle ist die "Führung" von lateral versetztem Q4-Fluid durch das rückfließende Q2-Fluid aus den *Hairpin*-Wirbeln. Die zweite Quelle ist das Q3-Gebiet in der wandfernere Ebene im Bereich negativer u' -Komponenten. Es führt Q3-Fluid stromab (im "Schatten") der Wirbelstruktur bis zur Wand (s. a. [Abb. 69](#)).

Abbildung 73: Schematische Darstellung des "Mixer"-Modells für die Turbulenzproduktion innerhalb des Spots in zwei wandparallelen Ebenen

Der dritte Ausgangspunkt, der ebenfalls die Q3-Ereignisse stromab der *Hairpin*-Wirbel speisen könnte, kann das Q4-Gebiet stromab des Pendant-Wirbels im Streifen positiver u' -Komponenten in der wandfernere Ebene sein. Dieses konkurriert in seiner Bewegung zur Wand in diesem Streifen mit den wandnäheren Q1-Ereignissen und muss rechts und links spannwitig ausweichen. Die Annahme der dritten Fluidbewegung hat eher spekulativen Charakter, könnte wie die erste und zweite allerdings die Korrelation der negativen v' -Komponente der zwei wandparallelen Ebenen bei $\Delta x = 0$ in [Abbildung 59](#) genauso erklären, wie die Welligkeit der Anordnung der Wirbelstrukturen und Streifen, die durch seine Querkomponenten erzeugt werden.

Insgesamt kann das "Mixer"-Modell eine konsistente Erklärung für die hohen Q4-Beträge in den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF's) der entsprechenden Spotregionen und den momentanen Geschwindigkeitsfeldern geben und hat wegen der Verknüpfung der dominanten Strömungsstrukturen, die die Turbulenz erzeugen, eine gewisse Plausibilität für die Erklärung des selbsterzeugenden Wachstumscharakters des turbulenten Spots. In wandfernere Regionen und stromauf des Spots, in denen sich nur die Köpfe einzelner *Hairpin*-Wirbel befinden, fehlt entsprechend die Interaktion mit der spannwitig benachbarten Wirbelstruktur, und die Q4-Ereignisse haben dadurch einen relativ geringen Betrag. Ebenso nimmt weiter stromab des Zentrums die Interaktion des Aussenfluids mit den Strukturen ab, da diese den grossen Gradienten in Strömungsrichtung $\partial u / \partial x$ an der Hinterkante schon hinter sich gelassen haben und sich langsam wieder konvektiv beschleunigen. Auch hier nimmt der Betrag der Q4-Ereignisse ab (s. [Abb. 48](#)).

Die Welligkeit der momentanen Streifenstrukturen des Spots wurde im Kapitel 5 Ergebnisse bisher mit zwei möglichen Modellvorstellungen zu erklären versucht: Der gegenseitigen Induktion der Wirbel, die eine Anordnung mehrerer Wirbelstrukturen in der Ebene entsprechend "dichter Packungen" in einem versetzten Muster zur Folge hat und die eventuell nachhaltig die wandnahen Streifen in eine welligen Anordnung bringen. Oder mit Hilfe der Nachlaufvorstellung, nach der neuentstandene *Hairpin*-Wirbel an der Hinterkante sich wie stumpfe Körper im schnellen, umgebenen

Fluid verhalten und einen alternierenden Nachlauf mit Stromabeffect erzeugen. Auch wenn in den Raum-Zeit-Korrelationen in Abbildung 49 und 56 ein Gebiet negativer Korrelation stromab der w' -Komponente zu verzeichnen ist, welches nur durch einen Nachlauffeffect in der Zeit erklärt werden kann, wird die Annahme der gegenseitigen Induktion der *Hairpin*-Wirbel als Grund für die im gesamten Spot vorliegenden Welligkeit hier favorisiert. Natürlich können auch beide, sich nicht ausschliessende, Effekte jeweils etwas dazu beitragen. Aufgrund der im "Mixer"-Modell vorgeschlagenen Interaktion der Wirbel in ihrer gesamten räumlichen Ausdehnung, sind die durch Q4-Ereignisse mit Querkomponenten erzeugten Störungen an den trägen wandnahen Streifen allerdings mit einer zeitlich sehr viel länger anhaltenden Folge verbunden, die sogar stromauf der Hinterkante des Spots schon die Bildung neuer *Hairpin*-Wirbel in einer Wellenform, wie sie in Abbildung 42 zu erkennen ist, verursachen könnte. Das hier entwickelte "Mixer"-Modell vermag auch diese Problemstellung zu erklären.

Ein Zusammenhang von einem Wellenpaket und einem turbulenten Spot ist nur in Transitionszenarien bekannt, in denen das Wellenpaket stromab in einen turbulenten Spot [49] oder in denen das einem Spot folgende Wellenpaket selbst in einem transitionellen Prozess umschlägt [25]. Es ist aufgrund der turbulenten Dynamiken im Spot auszuschliessen, dass das in dem 1 ms-Störpuls enthaltene und stromab auseinanderlaufende Wellenpaket in irgendeiner Weise innerhalb des turbulenten Spot fortexistieren kann. Daher sollte an dieser Stelle endgültig das Muster in Abbildung 38 auf die Statistik der wechselseitigen, welligen räumlichen Anordnung der Substrukturen nach der relativ kurzen Wachstumszeit des Spots zurückgeführt werden (s. Kap. 5). Die TS-Wellen, die dem Spot lateral folgen [24], sind schon aufgrund ihrer kleineren Ausbreitungsgeschwindigkeit von $\sim 0,35 U_\infty$ gegenüber dem Spot im wesentlichen passiv und eher als Resultat der Störungen der umgebenen instabilen, laminaren Grenzschicht durch die starken Dynamiken der *Hairpin*-wirbel zu verstehen, zumal die in früheren Untersuchungen gemessenen Wellenlängen den jeweils instabilsten der umgebenen laminaren Grenzschicht entsprachen [24].

Das Überhanggebiet an der Vorderkante des Spots besteht nach dem oben skizzierten Weg der Spotentwicklung und der Sichtung der vorliegenden Daten aus den zerfallenden und mit annähernd Aussenströmungsgeschwindigkeit stromab konvektierenden Köpfen der Substrukturen, die die raum-zeitlich ältesten darstellen. Die Stromabneigung der *Hairpin*-Wirbel durch die mit y zunehmende Konvektionsgeschwindigkeit begründet dieses Gebiet oberhalb der laminaren Grenzschichtdicke. Es weist eine wellige bis streifenförmige und relativ geordnete Struktur auf, wobei die Streifen mit negativem u' mit positiven v' und vice versa verbunden sind, so dass neben der in dieser Arbeit nachgewiesenen ω_y - dort ebenso ω_x -Vorticity angenommen werden muss. Die relative Ordnung dieser Struktur, wie sie in dem Skalarfeld der gemittelten ω_y -Vorticity in Abbildung 36 erscheint, kann also als ein Effekt der Relaminarisierung (s. s. a. Abb. 31 der stromab konvektierenden Wirbelstrukturen in diesem Bereich des Spots interpretiert werden. Visualisierungen von Gad-el-Hak et al. [18], die Oszillationen von wandnahe Fluid unterhalb dieses Überhanggebietes durch Instabilitäten erklären, können nicht bestätigt werden und müssen auf die Welligkeit der zerfallenden Substrukturen mit entsprechenden v' -Komponenten zurückgeführt werden.

Bis zu diesem Punkt konnten zu allen in dem Kapitel 5 Ergebnisse aufgeworfe-

nen Fragen zum Spot Erklärungen mit Hilfe eines Modells über die Substrukturen gegeben werden. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit denen der Untersuchungen der Strukturen innerhalb der vollentwickelten turbulenten Plattengrenzschichtströmung, die ebenfalls mit Hilfe der PIV Technik gewonnen wurden (z.B. Kähler [50], [38] oder Meinhart [51]), soll hier noch geleistet werden, obwohl in der letztgenannten Arbeit die x - z -Ebene nicht expliziter Untersuchungsgegenstand war. Besonders kann in Zukunft auf die noch zu veröffentlichende Dissertation von Kähler mit dem Titel "The significance of coherent velocity-structures for turbulent mixing in wall bounded flows at high Reynoldsnumbers" [52] zurückgegriffen werden, die Ergebnisse der Untersuchung mehrerer Schnittebenen in der turbulenten Plattengrenzschichtströmung enthält, die ebenfalls mittels Multiplane Stereo PIV gewonnen wurden.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit haben gezeigt, dass wandnahe Streifen innerhalb des Spots durch die Wirbelstrukturen, die sich an ihnen gebildet haben, als Streifen spannweitig alternierender u -Geschwindigkeit mit einer mittleren Ausdehnung von $x^+ = xu_\tau/\nu \approx 600$ (s. Abb. 57) bis in wandfernere Regionen hinein wirken. Dabei nimmt der durchschnittliche spannweite Abstand der Streifen mit zunehmendem Wandabstand y zu. In einer vollturbulenten Plattengrenzschicht nimmt der spannweite Streifenabstand ausgehend von einem Minimum von $z^+ \approx 100$ in unmittelbarer Wandnähe ebenso mit dem Wandabstand y zu, bis die durchschnittlichen, mit den Schwankungskomponenten verbundenen Strukturen in Bereichen oberhalb von $y^+ \geq 200$ "oval bis rundlich" werden [50]. Aus den Raum-Zeit-Korrelationen der Schwankungsgrößen der Substrukturen des turbulenten Spots ergibt sich ein spannweitiger Abstand der Streifen negativer u' -Geschwindigkeit von $z \approx 0,7\text{ cm}$ bei $y = 4\text{ mm}$ (s. Abb. 57). Dies bestimmt sich mit dem oben abgeschätzten u_τ zu einem Abstand von $z^+ = 150$ in dieser wandparallelen Ebene bei $y = 4\text{ mm}$ entspr. $y^+ = 87$. Dieser Abstand kann noch nach unten korrigiert werden, da die Herleitung des u_τ aus dem logarithmischen Wandgesetz (s. Kap. 5) für das eher transitionelle Spotprofil zu hoch angesetzt ist. Dieser spannweite Streifenabstand, wie auch die mittlere Ausdehnung der Streifen in Strömungsrichtung, ist in diesem Wandabstand dennoch in qualitativer Übereinstimmung mit den Daten aus der vollturbulenten Grenzschichtströmung [50], obwohl das Grenzschichtprofil des Spots noch relativ weit von der Ausprägung einer logarithmischen Region entfernt ist. Der zeitliche Erhalt der Strukturen während der Konvektion und die Phasenbeziehungen zwischen den einzelnen Schwankungsgrößen werden statistisch in den entsprechenden Raum-Zeit-Korrelationen deutlich. Qualitativ lassen sich die Tendenzen der zeitlichen Abnahme der Korrelationshöhe durch Konvektion der mit den einzelnen Schwankungsgrößen verbundenen kohärenten Strukturen mit denen der vollturbulenten Grenzschichtströmung vergleichen [38]. Ebenso kann die Phasenbeziehung zwischen u' und v' in Figure 5 in [38] in Abbildung 65 mit Hilfe der Taylorhypothese, die hier für die kleinen Zeiten anwendbar ist, wiedergefunden werden. Es zeigt sich im Vergleich mit weiteren experimentellen Ergebnissen von Käblers [52] Untersuchung, dass neben den *Hairpin*-Wirbeln auch andere Strukturen wesentlich die wandnormalen Austauschprozesse der vollturbulenten Plattengrenzschicht bestimmen und dass die Substrukturen des Spots in einem erheblich höheren Maße geordnet erscheinen.

Direkte Numerische Simulationen sind in der jüngsten Zeit durch die erhöhten Rechnerleistungen in Regionen der räumlichen Auflösung der Grenzschichtströmung

vorgestossen, die eine Simulation von turbulenten Strukturbildungen ermöglichen konnte. Singers [20] numerische Simulationen des turbulenten Spots zeigen, was den Halbwinkel des spannweiten Wachstums des Spots mit $6,4^\circ$ (hier $7,7^\circ$), die Konvektionsgeschwindigkeit der Hinterkante mit $0,63 U_e$ (hier $0,62 U_e$) und die der wandferneren Teile der Substrukturen mit $0,8 U_e$ (hier $0,8 U_e$) angeht eine ziemlich genaue Übereinstimmung mit den entsprechenden Ergebnissen dieser Arbeit. Der Unterschied in dem Halbwinkel des spannweiten Wachstums, kann seine Ursachen in dem in diesem Experiment vorliegenden leicht positiven Druckgradienten und der etwas grösseren Reynoldszahl haben. Hier legen die detaillierten Ergebnisse der Substrukturen das Modell von haarnadelartigen Wirbeln, "*hairpinlike vortices*", nahe, die sich stromauf des Spots neu formieren und sein Wachstum erhalten. Zusätzlich weist das Ergebnis der DNS der momentanen ω_y -Vorticity ebenfalls eine streifige Anordnung auf.

Die Anordnung und Form der in dieser Arbeit gemessenen Substrukturen weichen allerdings relativ deutlich von den Ergebnissen der DNS ab. Eine Darstellung der numerisch simulierten ω_y -Komponente der Vorticity eines jungen Spots ist in Abbildung 74 zu sehen. Abgesehen von der bei diesen Rechnungen notwendigen Symmetrieeigenschaft des DNS Ergebnisses ist die Anordnung der momentanen Strukturen, die mit ω_y -Vorticity verbunden sind, kaum mit den momentanen Feldern der Ergebnisse dieser Arbeit in Übereinstimmung zu bringen. Auch wenn die Verteilung an der Vorderkante und die Gesamtform des Spots relativ gut wiedergegeben ist, zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit vor allem für das stark turbulente Zentrum des Spots eine abweichende Darstellung (vergl. Abb. 75).

Abbildung 74: DNS eines jungen turbulenten Spots mit graustufenkodierter momentaner ω_y -Vorticity (Singer <http://larcpubs.larc.nasa.gov/randt/1993/RandT/SectionA/A3.html>)

Abbildung 75: Turbulenter Spot mit farbkodierter momentaner ω_y -Vorticity bei $T = 78 \text{ ms}$ nach der Störung für $U_\infty = 7 \text{ m/s}$ und $y = 4,5 \text{ mm}$ Wandabstand

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe der Stereo Particle Image Velocimetry (SPIV) und einer Erweiterung dieses Meßverfahrens zu Zwei-Ebenen (Multiplane) Stereo PIV (MSPIV) am Institut für Strömungsmechanik des DLR Göttingen momentane und räumlich aufgelöste Geschwindigkeitsmessungen in verschiedenen wandparallelen Schnittebenen innerhalb künstlich gestörter, transitioneller Plattengrenzschichten durchgeführt. Im Vordergrund der Untersuchungen standen dabei die kohärenten Strukturen, die sich innerhalb der Grenzschicht entwickeln, und deren Bedeutung bei der Produktion und Ausbreitung von Turbulenz.

Den Schwerpunkt der hier dargestellten Experimente bildet die erstmalig durchgeführte Anwendung des Multiplane (Stereo) PIV Meßverfahrens an künstlich angeregten turbulenten Spots, mit dessen Hilfe in einer statistisch relevanten Größenordnung räumlich (2-D) und zeitlich (an zwei aufeinanderfolgenden Zeitpunkten) aufgelöste Daten erhoben werden konnten. Die erzeugte Datenmenge von über 100 Gbyte PIV-Bilddaten von hoher Qualität, deren reine Auswertzeit zu einfachen momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldern allein über einen Monat Rechenzeit auf drei parallel rechnenden 500 Mhz *Pentium III* PCs benötigt hatte, bildet eine gute Grundlage für die Bearbeitung weiterer wissenschaftlicher Fragestellungen zur Charakteristik der Strukturen des turbulenten Spots, die sich insbesondere auch im Zusammenhang mit der "natürlichen" Transition von Grenzschichten ergeben.

Die ausgewählten repräsentativen Ergebnisse dieser Messungen enthalten neben räumlich hochaufgelösten, momentanen und ensembled gemittelten Geschwindigkeitsvektorfeldern mit allen drei Komponenten in jeweils einer wandparallelen Ebene der Strömung auch statistische Betrachtungsweisen dieser jungen turbulenten Struktur, wie Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDFs), Vektorfelder der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und Raum-Zeit-Korrelationen der Schwankungsgrößen, Reynoldsschen Schubspannungen und der ω_y -Vorticity. Aus der Gesamtsichtung der einzelnen Ergebnisse konnten erstmalig in einer quantitativen Analyse dominierende Wirbelstrukturen, die in einem engen Zusammenhang mit den ebenfalls in dieser Arbeit erstmalig quantitativ aufgezeigten, in Strömungsrichtung weisenden Streifenstrukturen innerhalb des Spots stehen, als wesentliche Substruktur nachgewiesen und als *hairpin*artige Wirbel mit spezifischen Längenmaßen identifiziert werden. Anhand dessen konnte das hier eingeführte "Mixer"-Modell zur Beschreibung der Dynamiken im inneren Spots entwickelt werden, das eine Erklärung für wesentliche Charakteristiken der Entwicklung und Form des Spots bereitstellt. So konnte das Prinzip des turbulenten Austauschs von wandnaher und Aussen-Strömung sowie die laterale Ausbreitung des Spots schlüssig beschrieben und eine Vorstellung von der absoluten Instabilität an der Hinterkante des Spots entwickelt werden. Alle diese Ergebnisse stellen erstmals in einigen wandparallelen Ebenen räumlich hochaufgelöste Meßdaten der komplexen Spotstruktur in Ergänzung zu den Ergebnissen aus DNS, zeitschreibenden Meßverfahren und Visualisierungsexperimenten zur Verfügung.

Neben den umfangreichen Messungen an turbulenten Spots, wurden auch Untersuchungen des späten Stadiums der K- und Oblique-Typ Transition durchgeführt. In diesen künstlich angeregten Transitionszenarien der Plattengrenzschichtströmung, die über den relativ langsamen Weg der Anfachung von TS-Wellen führen, wurden

ebenfalls einige wesentliche Eigenschaften der kohärenten Strukturen im *breakdown*-Prozess beschrieben. Neben den in der Literatur häufig untersuchten Spikes an der Spitze der Λ -Strukturen sind in dieser Arbeit insbesondere Scherschichten zwischen den kohärenten, in einem nicht-linearen Prozess gewachsenen transitionellen Strukturen als Quelle für die Verstärkung kleinskaliger Wirbelbildungen gefunden worden. Diese Scherschichten zeigten auch bei der Oblique-Transition bis zur Ausbildung der den *breakdown*-Prozess einleitenden mit ω_y -Vorticity behafteten Wirbel keine signifikante wandnormale v -Komponente.

Trotz der hier erreichten umfangreichen Ergebnissen sind neue Fragestellungen entstanden, deren Beantwortung erst durch ein räumlich (3-D) *und* zeitlich aufgelöstes Meßverfahren ermöglicht werden kann: Die raum-zeitliche Verbindung der *Hairpin*-Wirbel mit den bodennahen Streaks im Wachstumsprozess des Spots und die detaillierte Entwicklung des komplexen *breakdown*-Prozesses der verschiedenen Transitionstypen. Ein Ausblick auf die weiteren Entwicklungen der hier angewandten räumlich auflösenden PIV Meßtechnik und ihre Verbindung mit der in Zukunft immer bedeutender werdenden Direkten Numerischen Simulation (DNS) wird den möglichen Rahmen bilden, in dem diese Fragen einer Beantwortung zugeführt werden können. Die hohe räumliche Auflösung des PIV Meßverfahrens in je einer Ebene der Strömung wird noch in den nächsten Jahren durch weiterentwickelte Laser mit Repetitionsraten im Kilohertzbereich und neuartige CCD-Sensoren mit triggerbaren Bildraten von bis zu 1000 pro Sekunde mit einer guten zeitlichen Auflösung für Experimente in Wasser und in langsamen Windkanalströmungen erweitert werden. Ergebnisse von holographischen PIV-Messungen enthalten in relativ kleinen Meßvolumen dreikomponentige Geschwindigkeitsvektorfelder in allen drei Dimensionen. Spezielle Erweiterungen ermöglichen auch hier bald zeitaufgelöste Messungen für eine endliche Anzahl von Zeitschritten.

Die numerische Seite benötigt für die räumliche DNS der komplexen turbulenten Strömungen noch bedeutend grössere Rechnerleistungen, um mit angemessen kleinen Gitter- und Zeitschrittweiten arbeiten zu können. Wenn diese in Zukunft bereitstehen, können Störungen der Grundströmung realistischen Bedingungen angepasst werden, so dass auch hoch nicht-lineare, turbulente und kleinskalige Strömungen für hohe Reynoldszahlen berechnet werden können. Die Validierung dieser numerischen Rechnungen kann dann auch durch eine entsprechend entwickelte PIV Meßtechnik geleistet werden, wobei in jedem Fall auf Grund der experimentellen Daten bereits Modellvorstellungen entwickelt werden können, die eine strömungsphysikalische Interpretation ermöglichen. Die PIV-Technik wird voraussichtlich dafür in Zukunft alle notwendigen Eigenschaften besitzen und zusammen mit der DNS die Basis für ein Verständnis der komplexen turbulenten Strukturen bilden können.

Literatur

- [1] Prandtl, L., Verh. III. Int. Math. Kongr. Heidelberg. pp. 484–491 (1904).
- [2] Schubauer, G. B. and Skramstad, H. K., Laminar boundary-layer oscillations and transition on a flat plate. 38 (1947), National Bureau of Standards, Research Paper RP1772.
- [3] Schlichting, H., Zur Entstehung der Turbulenz bei der Plattenströmung. *ZAMM* 13, pp. 171–174 (1933).
- [4] Tollmien, W., ber die Entstehung der Turbulenz. 1. *Mitteil., Nachr. Ges. Wiss. Gött, Math. Phys. Kl.*, pp. 21–44 (1929).
- [5] Herbert, T., Secondary instability of boundary layers. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 20, 487–526 (1988).
- [6] Klebanoff, P. S., Tidstrom, K. D. and Sargent, L. M., The three-dimensional nature of boundary-layer instability. *J. Fluid Mech.*, 12, 1–39 (1962).
- [7] Fasel, H., Thumm, A. and Bestek, H., Direct numerical simulation of transition in supersonic boundary layers: oblique breakdown. In: *L.D. Kral und T.A. Zang (Edit.), Transitional and Turbulent Compressible Flows. ASME-FED, Washington, D.C., June 20-23*, pp. 77–92 (1993).
- [8] Berlin, S., Wiegel, M. and Henningson, D. S., Numerical and experimental investigations of oblique boundary layer transition. *J. Fluid Mech.*, 393, 23–57 (1999).
- [9] Wiegel, M., Experimentelle Untersuchung von kontrolliert angeregten dreidimensionalen Wellen in einer Blasiusgrenzschicht (1997), VDI, Reihe 7, Nr.312.
- [10] Elofson, P. A. and Alfredsson, P. H., An experimental study of oblique transition in plane Poiseuille flow. *J. Fluid Mech.*, 358, 177–202 (1998).
- [11] Kachanov, Y. S., Kozlov, V. V. and Ramazanov, M. P., On nature of K- Breakdown of a laminar boundary layer, new experimental data. *Laminar-Turbulent Transition, IUTAM Symposium, Novosibirsk, USSR, Edit. V. V. Kozlov* (1985).
- [12] Kachanov, Y. S., On the resonant nature of the breakdown of a laminar boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 184, 43–74 (1987).
- [13] Meyer, D., Rist, U. and Wagner, S., DNS of generation of secondary lambda vortices in a transitional boundary layer. pp. 97–100 (1998), *Advances in Turbulence 7*, Uriel Frisch (Ed.), Vieweg Verlag.
- [14] Meyer, D. G. W., Rist, U., Borodulin, V. I., Gaponenko, V. R., Kachanov, Y. S., Lian, Q. X. and Lee, C. B., Late-stage transitional boundary-layer structures-direct numerical simulation and experiment. In: *H.F. Fasel, W.S. Saric (Edit.): Laminar -Turbulent Transition. 5th IUTAM Symposium Sedona, Az./USA, Sep 13-17 1999*, Springer (2000).

- [15] Emmons, H., The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer. *J. Aero. Sci.*, 18, 490–498 (1951).
- [16] Morkovin, M. V., On the many faces of transition. *In: C.S. Wells (Edit.), Viscous Drag Reduction, pp. 1-31. Plenum Press, New York, März 1969* (1969).
- [17] Schubauer, G. B. and Klebanoff, P. S., Contribution on the mechanics of boundary-layer transition (1956), National Advisory Comitee for Aeronautics, Report 1289.
- [18] Gad-el-Hak, M., Blackwelder, R. F. and Riley, J. J., On the growth of turbulent regions in laminar boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 110, 73–95 (1981).
- [19] Wygnanski, I., Zilberman, M. and Haritonidis, J. H., On the spreading of a turbulent spot in the absence of a pressure gradient. *J. Fluid Mech.*, 123, 69–90 (1981).
- [20] Singer, B. A., Characteristics of a young turbulent spot. *Phys. Fluids*, 8, 509–521 (1996).
- [21] Cantwell, B., Coles, D. and Dimotakis, P., Structure and entrainment in the plane of symmetry of a turbulent spot. *J. Fluid Mech.*, 87, 641–672 (1977).
- [22] Matsui, T., Visualization of turbulent spots in the boundar layer along a flat plate in a water flow. *Laminar-Turbulent Transition*, IUTAM Symposium, Sep. 1979, Edit. Eppler a. Fasel, 289–296 (1980).
- [23] Sankaran, R., Sokolov, M. and Antonia, R. A., Substructures in a turbulent spot. *J. Fluid Mech.*, 197, 389–414 (1987).
- [24] Wygnanski, I., Haritonidis, J. H. and Kaplan, R. E., On a Tollmien-Schlichting wave packet produced by a turbulent spot. *J. Fluid Mech.*, 92, 505–528 (1979).
- [25] Glezer, A., Katz, Y. and Wygnanski, I., On the breakdown of the wave-packet trailing a turbulent spot in a laminar boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 198, 1–26 (1989).
- [26] Perry, A. E., Lim, T. T. and Teh, E. W., A visual study of turbulent spots. *J. Fluid Mech.*, 104, 387–405 (1980).
- [27] Robinson, S. K., The kinematics of turbulent boundary layer structure. *NASA Technical Memorandum*, 103859 (1991).
- [28] Wygnanski, I., Sokolov, M. and Friedman, D., On a turbulent 'spot' in a laminar boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 78, 785–819 (1976).
- [29] Coles, D. and Savas, O., Interaction of regular patterns of turbulent spots in a laminar boundar layer. *Laminar-Turbulent Transition*, IUTAM Symposium, Sep. 1979, Edit. Eppler a. Fasel, 277–288 (1980).

- [30] Matsubara, M., Bakchinov, A. A., Fransson, H. M. and Alfredsson, P. H., Growth and breakdown of streaky structures in boundary layer transition induced by free stream turbulence. *In: H.F. Fasel, W.S. Saric (Edit.): Laminar - Turbulent Transition. 5th IUTAM Symposium Sedona, Az./USA, Sep 13-17 1999*, Springer, 371–376 (2000).
- [31] Jacobs, R. G. and Durbin, P. A., Simulations of bypass transition. *J. Fluid Mech.*, 428, 185–212 (2001).
- [32] Willert, C. and Gharib, M., Digital Particle Image Velocimetry. *Exp. Fluids*, 10, 181–193 (1991).
- [33] Keane, C. and Adrian, R. J., Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Appl. Sci. Res.*, 49, 191–215 (1992).
- [34] Raffel, M., Willert, C. and Kompenhans, J., Particle Image Velocimetry, A practical guide. *Springer Verlag Berlin Heidelberg* (1998).
- [35] Kähler, C. J., Multiplane stereo PIV- Recording and evaluation methods (2000), *Euromech* 411, 29-31 May, Rouen, France.
- [36] Ronneberger, O., Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit Hilfe der "Particle Image Velocimetry" mittels einer Kamera und zweier paralleler Licht-schnitte (1998), *DLR-Forschungsbericht* 98-40.
- [37] Lawson, N. J. and Wu, J., Three-dimensional particle image velocimetry: error analysis of stereoscopic techniques. *Meas. Sci. Tech.*, 8, 894–900 (1997).
- [38] Kähler, C. J., Stanislas, M. and Dewhirst, T., Investigation of wall bounded flows by means of multiple plane stereo PIV (2000), 10th Int. Symp. on Appl. of Laser tech. to Fluid Mech., 10-13 July, Lisbon, Portugal.
- [39] Fischer, M., Untersuchung künstlich angeregter Instabilitäten in einer zweidimensionalen laminaren Grenzschichtströmung mit Hilfe der Particle Image Velocimetry. *DLR-Forschungsbericht* 93-58 (1993).
- [40] Amini, J. and Lespinard, G., Experimental study of an 'incipient spot' in a transitional boundary layer. *Phys. Fluids*, 25, 1743 (1982).
- [41] Sankaran, R., Antonia, R. A., Bisset, D. K. and Sokolov, M., Flow patterns and organization within a turbulent spot. *Phys. Fluids A*, 3, 1560–1571 (1991).
- [42] Großmann, S., Auf verschlungenen Pfaden. *Phys. Blätter*, 5, 17–18 (2001).
- [43] Konzelmann, U., Numerische Untersuchung zur räumlichen Entwicklung dreidimensionaler Wellenpakete in einer Plattengrenzschichtströmung. *Diss. Institut f. Mechanik d. Uni Stuttgart* (1990).
- [44] Katz, Y., Seiffert, A. and Wygnanski, I., On the evolution of the turbulent spot in a laminar boundary layer with a favourable pressure gradient. *J. Fluid Mech.*, 221, 1–22 (1990).

- [45] Singer, B. A. and Joslin, R. D., Metamorphosis of a hairpin vortex into a young turbulent spot. *Phys. Fluids*, 6, 3724–3736 (1994).
- [46] Rotta, J. C., Turbulente Strömungen, Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung. *B.G. Teubner Verlag Stuttgart* (1972).
- [47] Rist, U., Numerische Untersuchung der räumlichen, dreidimensionalen Störungsentwicklung beim Grenzschichtumschlag. *Diss. Institut f. Mechanik d. Uni Stuttgart* (1990).
- [48] Andersson, P. H., Brandt, L., Bottaro, A. and Henningson, D. S., On the breakdown of boundary layer streaks. *J. Fluid Mech.*, 428, 29–60 (2001).
- [49] Henningson, D. S., Lundbladh, A. and Johansson, A. V., A mechanism for bypass transition from localized disturbances in wall-bounded shear flows. *J. Fluid Mech.*, 250, 169–207 (1993).
- [50] Kähler, C. J., Ortsaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen in einer turbulenten Grenzschicht (1997), DLR-Forschungsbericht 97-32.
- [51] Meinhart, C. D., Investigation of turbulent boundary-layer structure using Particle-Image Velocimetry. *Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1994* (1994).
- [52] Kähler, C. J., Persönliche Mitteilung (2001), Juni 2001.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am *Institut für Strömungsmechanik*, jetzt *Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik*, des DLR in Göttingen.

Ich danke allen Personen, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit behilflich waren. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Prof. H. Eckelmann vom *Institut für Nichtlineare Dynamik* der Universität von Göttingen für die freundliche Betreuung und die lehrreichen Diskussionen bedanken, die sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Herrn Prof. D. Ronneberger danke ich für seine Unterstützung und die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. J. Kompenhans, der die Entwicklung des PIV Meßverfahrens begleitet hat und mir viele Kontakte in der strömungsmechanischen und meßtechnischen Gemeinschaft eröffnete, möchte ich ebenfalls für die Betreuung meiner Arbeit danken. Herr Dr. K. A. Bütetisch ermöglichte mir die Anfertigung dieser Dissertation in der Abteilung *Experimentelle Verfahren* des *Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik* der DLR Göttingen; dafür möchte ich ihm an dieser Stelle meinen Dank aussprechen. Für die zahlreichen Diskussionen im Zusammenhang mit der Anwendung des MSPIV Meßverfahrens, den Möglichkeiten der weiteren Auswertung und den Interpretationen turbulenter Grenzschichtströmungen fühle ich mich Herrn Dipl.-Phys. C. J. Kähler zu grossem Dank verpflichtet. Für die Unterstützung bei den Messungen möchte ich mich ausserdem bei Herrn Dipl.-Ing. J. Agocs, Herrn Dipl.-Phys. H. Opfer und Herrn Dr. B. Sammler herzlich bedanken.

Ein grosser Teil dieser Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeiten für das Forschungsschwerpunktprogramm *Transition* der *Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG)*, die das Forschungsvorhaben "Untersuchung von natürlichen transitionellen Grenzschichten mit Hilfe der Stereo PIV Meßtechnik" dankenswerterweise mehrheitlich finanziert hat.

Allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Abteilung *Experimentelle Verfahren* danke ich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielen fruchtbaren Diskussionen. Auch meinen Eltern und meinen Freunden einen herzlichen Dank. Bei meiner Lebensgefährtin Astrid Michaelsen möchte ich mich besonders für die mentale Unterstützung in allen erdenklichen Phasen dieser Arbeit bedanken.

Göttingen, im Juli 2001

Andreas Schröder

Lebenslauf

Ich wurde am 15. Mai 1968 als viertes Kind des Bahnbeamten Christoph Schröder und seiner Ehefrau Elfriede Schröder, geb. Dierks, in Rotenburg (Wümme) geboren. Meine Staatsangehörigkeit ist deutsch. 1974 wurde ich eingeschult, und wechselte 1978 auf das Gymnasium der Eichenschule Scheeßel. Hier habe ich 1987 meine Abiturprüfung abgelegt. Von 1987 bis 1989 leistete ich meinen Zivildienst ab. Im Wintersemester 1989 habe ich mich an der *Georg-August-Universität* von Göttingen im Diplomstudiengang Physik immatrikuliert. Meine Diplomarbeit zum Thema "*Untersuchung der Struktur des laminaren Zylindernachlaufs mit Hilfe der Particle Image Velocimetry*" fertigte ich unter Anleitung von Prof. Eckelmann am *Max-Planck-Institut* für Strömungsmechanik an. Die Diplomhauptprüfung habe ich im Mai 1996 abgelegt. Nach zwei Aufbaustudiensemestern im Fachbereich Physik an der *Freien-Universität* von Berlin begann ich meine Arbeit im August 1997 im *Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt* in Göttingen. Im Herbst 1998 hatte ich einen viermonatigen Aufenthalt als Gastwissenschaftler am *California Institute of Technology* in Pasadena (USA). In diesen und den folgenden Jahren habe ich unter Anleitung von Herrn Prof. Eckelmann vom *Institut für Nichtlineare Dynamik* der Universität von Göttingen in der Abteilung *Experimentelle Verfahren* des *Instituts für Aerodynamik und Strömungstechnik* des DLR Göttingen in der Gruppe von Herrn Dr. Kompenhans die vorliegende Arbeit angefertigt.

Göttingen, den 7.Juli 2001