

**Strömungscharakteristika
von hochverdünnten kationischen Tensidlösungen
in Strömungsgeometrien mit gekrümmten Stromlinien**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Dr.-Ing.

vom Fachbereich Bio- und Chemieingenieurwesen der Universität Dortmund
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Cornelia Witt

aus

Ahlen

Tag der mündlichen Prüfung: 28.10.2005

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Karl Strauß
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Bernhard Gampert

Dortmund 2006

Zusammenfassung

In Strömungen hochverdünnter Tensidlösungen treten bemerkenswerte Effekte auf, für die es im Fall newtonscher Flüssigkeiten keine Entsprechung gibt. So kommt es aufgrund der Beanspruchung der Flüssigkeiten durch den Fließvorgang zur Ausbildung einer sogenannten Scherinduzierten Struktur, die ihrerseits wiederum den Fließvorgang beeinflusst.

Die Entwicklung dieser Struktur und ihr Einfluss auf unterschiedliche Strömungsformen werden für die beiden Tenside TTASal (Tetradecyltrimethylammoniumsalicylat) und HTASal (Hexadecyltrimethylammoniumsalicylat) bei Konzentrationen von 1,8 mM bzw. 0,8 mM untersucht und die Ergebnisse einander und denen einer reinen Wasserströmung gegenübergestellt. Als Geometrien werden zwei Anordnungen mit gekrümmten Stromlinien, ein Searle-System und ein gekrümmter Kanal mit großem Höhe zu Breite Verhältnis, betrachtet, da hier bereits bei Strömungen newtonscher Flüssigkeiten, aufgrund der auftretenden hydrodynamischen Instabilitäten, eine jeweils spezifische Sequenz an Strömungsformen zu beobachten ist. Bei der Untersuchung werden zunächst die jeweiligen Strömungsmuster durch eine Umgebungslichtvisualisierung ermittelt. Das die Strömungsformen charakterisierende Geschwindigkeitsfeld wird anschließend mit einer entsprechend angepassten Particle Image Velocimetry (PIV) vermessen. Darüber hinaus wird die Gestalt der Scherinduzierten Struktur selbst und deren Entwicklung mittels einer Lichtschnittvisualisierung untersucht.

Für beide Tensidlösungen kann so für die untersuchten Strömungsgeometrien ein konsistentes Bild über das Strömungsverhalten aus den Resultaten der verschiedenen Messmethoden ermittelt werden. Bei der Gegenüberstellung der Ergebnisse bezüglich des jeweils verwendeten Tensids zeigen sich bereits in der Umgebungslichtvisualisierung deutliche Unterschiede, die mittels PIV quantifiziert werden können. So ergeben sich für die TTASal-Lösung, neben einem bei geringen Geschwindigkeiten zu findenden newtonschen Bereich, auch bei einer darauf zu beobachtenden Scherinduzierten Strömungsform im Vergleich zu Wasser noch entfernt ähnliche Geschwindigkeitsprofile, die jedoch deutlich zeitabhängig sind und verringerte Bewegungen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung aufzeigen. Für das HTASal, bei dem nur bei äußerst geringen Geschwindigkeiten eine wasserähnliche Strömung festzustellen ist, ist diese Tendenz bei der Scherinduzierten Strömungsform mit nahezu verschwindenden Radialgeschwindigkeiten weiter verstärkt. Doch auch das Profil der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung ist hier verändert. Im Searle-System werden Geschwindigkeitsbänder, d.h. zusammenhängende Regionen mit jeweils konstanter Geschwindigkeit, gemessen, die sich im Spalt vergleichsweise unabhängig voneinander bewegen. Hierbei tritt häufig in der Nähe des rotierenden Innenzylinders ein schnelles Band auf, und über den restlichen Spalt ist eine nur sehr geringe Geschwindigkeit zu finden. Im gekrümmten Kanal ähnelt das Profil dem einer Kolbenströmung, wodurch wieder eine Art Geschwindigkeitsband zu beobachten ist. Ähnliche Unterschiede zwischen den beiden Lösungen zeigen sich auch bei der Untersuchung mittels Lichtschnittvisualisierung. Im Searle-System werden für das TTASal fadenartige Strukturen beobachtet, die sich sowohl von außen nach innen als auch in umgekehrter Richtung entwickeln. Beim HTASal tritt zunächst eine kammartige Strukturierung auf, die über blasenartige Formen mit der Zeit einer optischen Vergleichmäßigung weicht. Im Kanal sind die mit dieser Methode zu beobachtenden Unterschiede zwischen den beiden Lösungen nicht so groß, allerdings wird für das HTASal eine etwas stärker ausgeprägte Struktur gefunden, die im Endzustand in Analogie zum Geschwindigkeitsprofil den mittleren Spaltbereich als quasi unbewegter Streifen einnimmt. Die Ähnlichkeit der einzelnen Muster in dieser Anordnung ist hauptsächlich darin begründet, dass der Kanal ein offenes Strömungssystem ist, während die Couette-Anordnung ein geschlossenes darstellt. Dies führt im gekrümmten Kanal zu einem plötzlichen Umschlag im Strömungsmuster aufgrund von Strukturen, die in den der Krümmung vorgelagerten Anlagenteilen gebildet und in den Beobachtungsquerschnitt transportiert werden.

Neben den Einzelergebnissen, die eine detaillierte Charakterisierung der einzelnen Strömungsformen darstellen, wird also deutlich, welche ausgeprägten Veränderungen bereits eine geringe Variation des Tensidsystems bewirkt und welche Unterschiede bei einer Modifikation des Strömungssystems zu erwarten sind.

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl Energieprozesstechnik und Strömungsmechanik im Fachbereich Chemietechnik / Bio- und Chemieingenieurwesen an der Universität Dortmund.

Bei dieser Gelegenheit möchte ich allen danken, die auf die eine oder andere Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke besonders Herrn Prof. Dr.-Ing. Karl Strauß für seine Betreuung meiner Arbeit und die mir gewährte wissenschaftliche Freiheit sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. Bernhard Gampert für die Übernahme des Korreferates. Für ihre Mitwirkung an der Prüfung danke ich Herrn Prof. Dr. David W. Agar, Herrn Prof. Dr.-Ing. Eckhardt Weiß und Herrn Prof. Dr. Uwe Köster als Vorsitzendem der Prüfungskommission.

Nicht unerwähnt bleiben sollen an dieser Stelle meine Kolleginnen und Kollegen, deren Unterstützung mir durch ihre Anregungen und Diskussionsbereitschaft zuteil wurde. Ein besonderer Dank gebührt auch Ingo Leusbrock und Brian Stöver, die mich als studentische Hilfskräfte unterstützt haben, und Herrn Helmut Zegla, Herrn Friedrich Barth, Herrn Detlef Dobbert und den Mitarbeitern der Werkstätten, die eine großartige Hilfe bei dem Aufbau meiner Versuchsanlagen waren.

Ganz herzlich danke ich auch meiner Familie und meinen Freunden, die mir mit Geduld und dem unterschiedlichsten Fachwissen immer zur Seite standen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Tenside	3
2.1.1	Hochverdünnte Lösungen kationischer Tenside	4
2.1.2	Scherbänder in höher konzentrierten Lösungen	5
2.2	Strömungsgeometrien	7
2.2.1	Couette/Searle-Geometrie	7
2.2.1.1	Strömungsformen newtonscher Flüssigkeiten	7
2.2.1.2	Strömungsformen nicht-newtonscher Flüssigkeiten	9
2.2.2	Gekrümmte Kanäle	12
2.2.2.1	Strömungsformen newtonscher Flüssigkeiten	13
2.2.2.2	Strömungsformen nicht-newtonscher Flüssigkeiten	15
3	Experimentelles	17
3.1	Versuchsflüssigkeiten	17
3.2	Versuchsgeometrien	18
3.2.1	Searle-System	18
3.2.2	Gekrümmter Strömungskanal	18
3.3	Messmethoden	20
3.3.1	Visualisierungstechniken	20
3.3.1.1	Umgebungslichtvisualisierung	20
3.3.1.2	Lichtschnittvisualisierung	20
3.3.2	Particle Image Velocimetry	22
3.3.2.1	Grundlagen der Messmethode	22
3.3.2.2	Besonderheiten der verwendeten PIV-Software	28
3.3.2.3	Durchführung und Auswertung der Versuche	29
4	Messergebnisse	37
4.1	Ergebnisse für die Searle-Geometrie	37
4.1.1	Versuchsflüssigkeit: Wasser	37
4.1.1.1	Visualisierungsergebnisse	37
4.1.1.2	PIV-Ergebnisse	38
4.1.2	Versuchsflüssigkeit: TTASal-Lösung	43
4.1.2.1	Visualisierungsergebnisse	43
4.1.2.2	PIV-Ergebnisse	47
4.1.3	Versuchsflüssigkeit: HTASal-Lösung	51
4.1.3.1	Visualisierungsergebnisse	51
4.1.3.2	PIV-Ergebnisse	55
4.2	Ergebnisse für den gekrümmten Kanal	59
4.2.1	Versuchsflüssigkeit: Wasser	59
4.2.1.1	Visualisierungsergebnisse	59
4.2.1.2	PIV-Ergebnisse	60
4.2.2	Versuchsflüssigkeit: TTASal-Lösung	67
4.2.2.1	Visualisierungsergebnisse	67
4.2.2.2	PIV-Ergebnisse	69
4.2.3	Versuchsflüssigkeit: HTASal-Lösung	74
4.2.3.1	Visualisierungsergebnisse	74
4.2.3.2	PIV-Ergebnisse	76
5	Vergleichende Diskussion der Ergebnisse	83
5.1	Zusammenführung der Ergebnisse der verschiedenen Methoden	83
5.2	Unterschiede zwischen den Tensidlösungen	86
5.3	Ideen zur Scherinduzierten Struktur	89
6	Zusammenfassung	91
7	Symbolverzeichnis	93
8	Literaturverzeichnis	95

1 Einleitung

Ein Ziel jeder verfahrenstechnischen Auslegung ist ein aus Wirtschaftlichkeitsgründen möglichst geringer Verbrauch von Ressourcen. Ein Aspekt in diesem Zusammenhang ist die Energie, die benötigt wird um flüssige Medien zu fördern. Diesbezüglich wurde bei geringen Konzentrationen sowohl von bestimmten Polymeren als auch Tensiden in Wasser eine Widerstandsverminderung in turbulenten Rohrströmungen gefunden, bei der für denselben Volumenstrom in der Lösung ein geringerer Druckverlust als im reinen Lösungsmittel zu messen ist. Die Verwendung von Tensiden ist hierbei von Vorteil, da die Widerstandsverminderung nicht, wie bei Polymeren, durch eine zu starke Belastung im Strömungsfeld irreversibel verloren geht, sondern sich im weiteren Strömungsverlauf wieder ausbildet. Trotzdem findet ein umfangreicher großtechnischer Einsatz von Tensiden zu diesem Zweck derzeit nicht statt, da u.a. viele Stoffe unter gesundheitlichen und umweltgefährdenden Gesichtspunkten bedenklich sind und eine entsprechend ausgereifte Abscheidungsmethode gealterter und damit verbrauchter Tensidmoleküle noch nicht verfügbar ist.

Bei der Untersuchung der Ursachen für die Widerstandsverminderung der Tensidlösungen wurden weitere Besonderheiten in Strömungen dieser Lösungen entdeckt, für die es im Falle von newtonschen Flüssigkeiten keine Entsprechungen gibt. Hierzu zählt vor allem der in rheometrischen Messungen beobachtete Scherinduzierte Zustand und das Auftreten von Strömungsdoppelbrechung oberhalb einer bestimmten Belastung durch das Strömungsfeld. Als Ursache für die zu messenden Effekte wurde die Entwicklung einer Scherinduzierten Struktur (SIS) gesehen, deren genaue Zusammensetzung und Entstehung trotz zahlreicher Untersuchungen bis heute nicht eindeutig geklärt werden konnte.

An diesem Punkt setzt die vorliegende Arbeit an, wobei einerseits die Entstehung von durch Scherung erzeugten Strukturen betrachtet wird. Andererseits aber insbesondere deren Einfluss auf das Strömungsfeld geklärt werden soll. Durch die Auswahl entsprechender Strömungsgeometrien soll ferner der Untersuchungsbereich von einer häufig betrachteten viskometrischen Strömung ausgehend erweitert werden.

Für die Experimente werden hochverdünnte Lösungen von 2 verschiedenen Tensiden verwendet, zum einen Tetradecyltrimethylammoniumsalicylat (TTASal) und zum anderen Hexadecyltrimethylammoniumsalicylat (HTASal), die mittels rheometrischer Experimente gut untersucht sind und für die ebenfalls einige Ergebnisse anderer Messmethoden in der Literatur zum Vergleich zur Verfügung stehen. Bezüglich der Strömungsanordnungen wird die Klasse der Geometrien mit gekrümmten Stromlinien ausgewählt und zum einen eine Couette-Anordnung und zum anderen ein gekrümmter Kanal aufgebaut. Beide eignen sich für vergleichende Untersuchungen, da bereits für newtonsche Medien eine jeweils charakteristische Abfolge von Strömungsformen festzustellen ist. Der Hauptunterschied zwischen ihnen besteht darin, dass die Kanalströmung druckgetrieben ist, während in der Couette-Anordnung eine reine Schlepplströmung vorliegt. Ferner ist das Zylindersystem den häufig betrachteten Geometrien zuzuordnen und für newtonsche Medien gut untersucht. Im Gegensatz dazu gibt es in der Literatur nur wenig Ergebnisse zu Strömungen in einem gekrümmten Kanal, dessen strömungsmechanische Vorteile in der Praxis insbesondere bei der Querstromfiltration genutzt werden können.

Entsprechend der Zielsetzung werden für die Untersuchungen unterschiedliche Messmethoden ausgewählt. Zur näheren Analyse der Entwicklung und Gestalt der Scherinduzierten Struktur wird eine Lichtschnittvisualisierung verwendet, bei der mittels der Sichtbarmachung eines Schnittes in den Strömungsgeometrien lokale Brechzahlunterschiede beobachtet werden. Für Informationen über das Strömungsfeld und damit über einen möglichen Einfluss der Scherinduzierten Strukturen hierauf werden 2 weiteren Methoden eingesetzt. Zum einen sollen erste qualitative Ergebnisse mit einer einfachen Umgebungslichtvisualisierung ermittelt werden. Zum anderen können quantitative Informationen in Form von Geschwindigkeitsprofilen und deren zeitliche und örtliche Veränderung mit einer entsprechend angepassten Particle Image Velocimetry (PIV) erzielt werden. Ein Vergleich mit den ebenfalls für Wasser ermittelten Ergebnissen kann dabei helfen, Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen den beiden verwendeten Tensidlösungen aufzudecken. Grundsätzlich soll somit durch die verschiedenen Messmethoden und die Betrachtung von 2 geringfügig differierenden Tensidlösungen in 2 verschiedenen Strömungsgeometrien ein übergreifendes Bild von der Scherinduzierten Struktur und deren Einfluss auf unterschiedliche Strömungsformen gewonnen werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Tenside

Tenside sind grenzflächenaktive, niedermolekulare Substanzen, die aus einer polaren oder polarisierbaren und damit hydrophilen Kopfgruppe und einem unpolaren, hydrophoben Teil, zumeist einem langkettigen Alkylrest, bestehen. Gemäß der Kopfgruppe können nichtionische, zwitterionische, kationische und anionische Tenside unterschieden werden. Aufgrund ihres hydrophilen Anteiles sind sie grundsätzlich in Wasser löslich, jedoch stets bestrebt den Kontakt zwischen dem Alkylrest und dem protischen Lösungsmittel zu vermeiden, weshalb sich Tensidmoleküle in bestehenden Phasengrenzflächen anreichern.

Wird die Konzentration eines Tensids in Wasser kontinuierlich erhöht, findet eine charakteristische Veränderung von in der Lösung entstehenden Aggregaten statt [HRP82, OIH86]. Zunächst sind lediglich gelöste Monomere zu finden. Mit Überschreiten der kritischen Mizellbildungskonzentration, cmc, lagern sich diese zu zumeist kugelförmigen Mizellen zusammen, deren Radius etwa der Länge der Alkylkette entspricht. Ab einer zweiten kritischen Konzentration, ct, verändert sich die Form von Kugeln zu Stäbchen, wobei bei einigen Tensiden, wie auch den hier verwendeten, in einem bestimmten Temperaturbereich direkt oberhalb der kritischen Mizellbildungskonzentration stäbchenförmige Aggregate entstehen. Der Radius entspricht weiterhin der Alkylkettenlänge und die Länge kann einige 10 bis einige 100 nm betragen [LBH90]. Eine weitere Zugabe von Tensid bewirkt ein dazu proportionales Längenwachstum der Mizellen, bis schließlich der Abstand zwischen 2 Stäbchen ihrer Länge entspricht. Dies bedeutet auch, dass die Volumina, die durch die Stäbchenrotation aufgrund der Brownsche Molekularbewegung gebildet werden, beginnen sich zu überlappen und der Endpunkt des so genannten hochverdünnten Konzentrationsbereiches erreicht ist. Oberhalb dieser Überlappungskonzentration, c^* , bilden die Mizellen ein temporäres Netzwerk aus und die Länge der Aggregate nimmt wieder ab. Wird weiter Tensid zugegeben, findet später ein Übergang in einen flüssigkristallinen Bereich mit unterschiedlichen Ausprägungsformen statt.

Grundsätzlich ist festzuhalten, dass die einzelnen Aggregate und die in der Lösung stets vorhandenen Monomere in einem dynamischen Gleichgewicht stehen, wodurch eine Aufenthaltszeit der Tensidmonomere in den Mizellen im Mikrosekundenbereich existiert [LTH84, OIH86]. Ferner kann die Ausbildung des Gleichgewichts einige Zeit in Anspruch nehmen, so dauert es etwa einen Tag bis sich die entsprechende Länge von Stäbchenmizellen nach einer Erwärmung der Lösung um 5°C eingestellt hat [Reh82]. Wie dies Beispiel zeigt, gibt es neben der Tensidkonzentration weitere Einflussgrößen auf die Aggregatform und die daraus resultierenden Eigenschaften der Lösung, so z.B. die Kettenlänge des Tensids, den Druck, die Temperatur, die Anwesenheit von Co-Tensiden, Salzen oder Gegenionen. Nur der Effekt von Gegenionen soll mit Blick auf das in dieser Arbeit verwendete Salicylat kurz erläutert werden. Sie bewirken, wie auch Salze, eine Abschirmung der Ladung der Kopfgruppen, wodurch sich deren Platzbedarf verringert und z.B. schon bei niedrigen Konzentrationen ein Übergang von Kugeln zu Stäbchen stattfinden kann. Das Salicylat positioniert sich dabei mit seinem Phenylrest, ähnlich wie ein Co-Tensid, zusätzlich teilweise in der Mizelle [UWJ79, SHK88, CVM92, SM96, Lu97]. Es ist deshalb ein sehr wirkungsvolles Gegenion, das u.a. eine deutliche Verringerung der kritischen Mizellbildungskonzentration bewirkt. Nähere Informationen hierzu, sowie zu den anderen Einflussgrößen sind entsprechenden Veröffentlichungen wie [AHL84, OIH86, RMV87, SHK89, SK91, CVM92, SIM97] zu entnehmen.

Gemäß der vorliegenden Aggregatform und -konzentration sind auch die Eigenschaften der Lösungen unter Belastung unterschiedlich. Im Folgenden werden deshalb die Charakteristika in Abhängigkeit von der Tensidkonzentration erläutert, wobei das Hauptaugenmerk auf dem in dieser Arbeit untersuchten hochverdünnten Bereich liegt. Das Verhalten bei anderen Konzentrationen, das gemäß einigen Aussagen in der Literatur oder eigenen Versuchsergebnissen ähnlich zu dem der hier betrachteten Lösungen ist, wird ebenfalls kurz beschrieben. Ergebnisse und Theorien, die direkt mit den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen von Strömungen in Anordnungen mit gekrümmten Stromlinien in Zusammenhang stehen, werden in den Kapiteln 2.2.1.2 und 2.2.2.2 erläutert.

2.1.1 Hochverdünnte Lösungen kationischer Tenside

Das Interesse an hochverdünnten Tensidlösungen begann mit der Entdeckung der Widerstandverminderung für diese Flüssigkeiten [GB95, Lu97, LZD00, LMZ02], worauf in Kap. 1 bereits kurz eingegangen wurde. Bei der Widerstandsverminderung wird bei turbulenten Strömungen eine Verminderung des Druckverlustes des jeweiligen Fluids im Vergleich zu Wasser festgestellt. Dies wird für kationische Tensidlösungen in der Regel beobachtet, wenn in der Ruhelösung Stäbchenmizellen im hochverdünnten Bereich vorliegen [SCZ94, HM95, GB95, LLZ97]. Der Vorteil der Tenside gegenüber den ansonsten oft verwendeten Polymeren liegt darin, dass hier weniger Degradation stattfindet. Zwar sind bei Tensidlösungen auch Alterungseffekte zu beobachten [Now03], aber eine starke Belastung im Strömungsverlauf führt kurzzeitig nur zu einem reversiblen Rückgang und nicht zu einer endgültigen Zerstörung der widerstandsvermindernden Eigenschaften [GB95, SYW02, QWZ03]. Begrenzt wird die Widerstandsverminderung für kationische Tensidlösungen folglich durch eine maximale Belastung, die als kritische Wandschubspannung angegeben wird, und zusätzlich durch einen von der Kettenlänge des Tensids abhängigen Temperaturbereich, der aber zumeist etwa 40 K umfasst [OIH84, OIH86, Hee93, Now98]. Parallel zur Widerstandsverminderung ist eine veränderte Turbulenzstruktur zu beobachten. So treten im Vergleich zu Wasser tendenziell weniger kohärente Strukturen in der Grenzschicht auf und die Fluktuationen der Geschwindigkeit sind gedämpft [Now98].

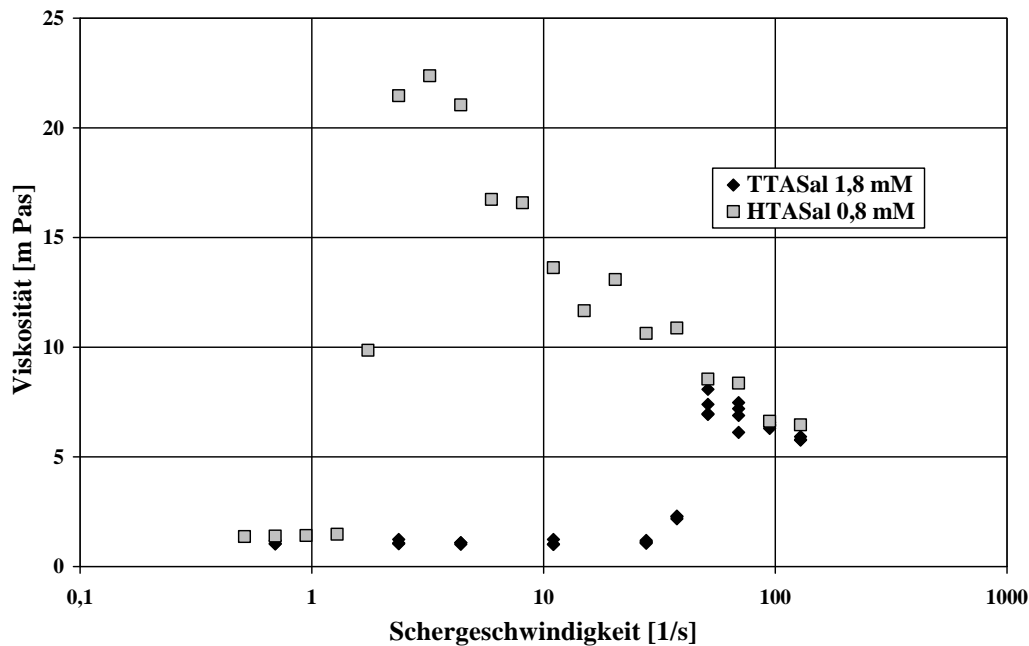


Abbildung 2.1: Typische Abhängigkeit der Viskosität von der Schergeschwindigkeit für die beiden in dieser Arbeit untersuchten Tenside TTASal und HTASal gemäß eigener Messungen

Auch zur näheren Untersuchung dieses Themenkomplexes wurden rheometrische Experimente an kationischen Tensidlösungen durchgeführt [OIH86, HHR91, HWJ93, HM95, HC97]. Ein typisches Ergebnis für die Abhängigkeit der Viskosität von der Schergeschwindigkeit ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Im Bereich kleiner Schergeschwindigkeiten sind keine Normalspannungen und ein newtonsches oder schwach scherenzähendes Verhalten in der Viskosität zu beobachten. Oberhalb einer kritischen Schergeschwindigkeit jedoch sind elastische Eigenschaften in Form von positiven Werten der ersten Normalspannungsdifferenz und ein rheopektisches Verhalten, das sich in einem sprunghaften Anstieg der Scherviskosität äußert, zu finden. In Zeitmaßstäben von unter einer Sekunde bis hin zu einigen Minuten wird jeweils ein Plateauwert in den beiden Größen erreicht, wobei sich der darauf folgende zeitliche Verlauf als Schwankung um diesen Wert darstellt. Wird die Schergeschwindigkeit weiter erhöht, ist scherenzähendes Verhalten bei steigender erster Normalspannungsdifferenz zu finden. Der Einsatzpunkt, die charakteristischen Entwicklungszeiten und die Absolutwerte für diesen so genannten Scherinduzierten Zustand hängen einerseits von der chemischen Zusammensetzung des Tensids [HSM94, LMZ02], den thermodynamischen Zustandsgrößen [OIH86, WB89, HRW94,

Sch96, BGO98, GB99] und der Deformationsgeschichte ab [HM95]. Andererseits wird das Messergebnis auch von der Spaltweite des verwendeten Rheometers beeinflusst [WB89, HM95, OPS97], weshalb ein Vergleich von Messwerten zu der Vermutung führen kann, dass z.B. in einer Searle-Anordnung nicht die Schergeschwindigkeit sondern eine kritische Rotationsgeschwindigkeit des Innenzylinders die entscheidende Größe sei [Dec03].

Parallel zum Scherinduzierten Zustand wird Strömungsdoppelbrechung beobachtet [HLR85, HWJ93, HSM94]. Hierbei wird in hochverdünnten Lösungen erstmals ab der kritischen Schergeschwindigkeit Doppelbrechung gemessen, die mit steigender Schergeschwindigkeit zunimmt. Der Auslöschungswinkel, der als spitzer Winkel zwischen der optischen Hauptachse und der Strömungsrichtung definiert ist, fällt mit Überschreiten der kritischen Schergeschwindigkeit sprunghaft auf einen Wert nahe Null und verändert sich auch während einer längeren Zeit nach dem Abschalten der Belastung nur wenig [WHR87, RWH86, HHR91]. Neben diesen drei viel diskutierten Besonderheiten gibt es noch eine Reihe weiterer, wie z.B. die Unterdrückung der Kármánschen Wirbelstraße in einem bestimmten Reynoldszahlenbereich [Urb97], auf die aber hier nicht eingegangen werden soll.

Die Ursache für all diese Effekte wird allgemein in der Ausbildung einer ‚Überstruktur‘ gesehen, die deutlich größer als die einzelnen Stäbchenmizellen ist, vollständig in Strömungsrichtung ausgerichtet ist und einem fortwährenden Auflösungs- und Neubildungsprozess unterliegt. Je nach Forschergruppe spricht man dabei von verlängerten Mizellen [HWJ93], einem Netzwerk oder Bündel aus diesen [LP96, WHR87] oder z.B. einer flüssigkristallinen nematischen Phase [HPR81]. Weiterhin wird z.T. eine Analogie zu anderen Konzentrationsbereichen postuliert; so beschreibt Rehage [HPR81, Reh82, RH82, HLR85a], dass die gebildete Netzwerkstruktur unter Scherung der bei höheren Konzentrationen bereits in der Ruhelösung vorliegenden weitestgehend entspricht. Die Tatsache, dass bei Scherbelastung eine Art Struktur gebildet wird, ist mittels schlierenoptischer Untersuchungen [Now98], wenn auch im Wesentlichen nur qualitativ, eindeutig zu beobachten. Deshalb wird im Folgenden der Begriff Scherinduzierte Struktur für die die Besonderheiten im Strömungsverhalten hervorrufende ‚Überstruktur‘ verwendet.

Wie der durch die Belastung hervorgerufene Bildungsprozess dieser Struktur abläuft, ist nach wie vor nicht eindeutig geklärt. Es gibt im Wesentlichen drei Ansätze hierzu: kolineare Aggregation [CT90, TC92], orthokinetische Koagulation [BGB92] und Mizellwachstum [Wan91, Hee93]. Während bei letztem eine Verlängerung der in der Lösung vorliegenden Aggregate durch ein einfaches Anwachsen einzelner Mizellen angenommen wird, gehen die anderen beiden Theorien von einer Vergrößerung aufgrund von Zusammenstößen von Mizellen, die nach dem Stoß ein zusammenhängendes Gebilde darstellen, aus. Bei der kolinearen Aggregation wird zusätzlich vorausgesetzt, dass nur exakt parallele Mizellen zusammentreffen, wodurch es zu einer Verbindung über die Endkappen kommt. Allen Theorien ist bisher gemeinsam, dass sie keine zufrieden stellende Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen zeigen, weshalb sie hier nicht näher beschrieben werden sollen.

2.1.2 Scherbänder in höher konzentrierten Lösungen

Wird der hochverdünnte Konzentrationsbereich verlassen, werden in einem Übergangsbereich dieselben Effekte, wie z.B. der Scherinduzierte Zustand, weiterhin beobachtet [LP96]. Bei noch höheren Konzentrationen finden sich jedoch deutlich anderen Strömungseigenschaften, die hier unter den Schlagworten „Scherbänder“ oder „Doppelbrechungsbänder“ zusammengefasst werden sollen. Es werden bei Überschreiten einer kritischen Schergeschwindigkeit zwei oder auch mehrere klar definierte Bereiche mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften gefunden, wobei zumeist ein stark doppelbrechendes Band in einem Gebiet mit einer postulierten hohen Schergeschwindigkeit existiert und nur schwache Doppelbrechung im restlichen Strömungsgebiet beobachtet wird. Die theoretischen Erklärungsansätze hierfür unterscheiden sich je nachdem, ob der halbverdünnte Konzentrationsbereich vorliegt oder eine Tensidkonzentration in der Nähe des Übergangs zur flüssigkristallinen nematischen Phase gewählt wurde.

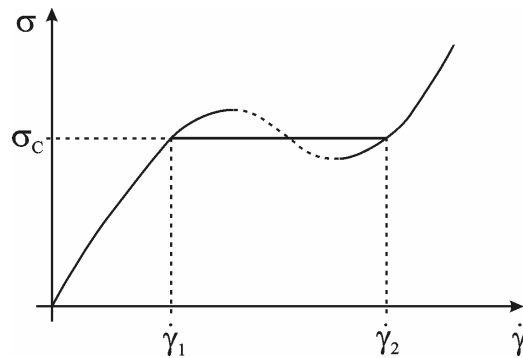


Abbildung 2.2: Abhängigkeit der Schubspannung, σ , von der Schergeschwindigkeit, $\dot{\gamma}$, nach dem Modell von Cates [Cat87, CC90] oberhalb der Überlappungskonzentration

Zu den Eigenschaften im halbverdünnten Konzentrationsbereich gibt es zahlreiche Untersuchungen und eine Theorie von Cates [Cat87, CC90], die die meisten Ergebnisse gut beschreibt. Neben der für die Relaxation von Polymerlösungen üblichen Reptationszeit, τ_{rep} , die die Diffusion einer Polymerkette entlang ihrer Kontur charakterisiert, führt er die Zerbrechenszeit bzw. Lebenszeit einer Mizelle, τ_{break} , ein, die beschreibt, wie lang es dauert bis eine Mizelle zerbricht oder gebildet wird. Das Verhältnis der beiden Größen zueinander bestimmt den Relaxationsprozess. Ist $\tau_{\text{rep}} \ll \tau_{\text{break}}$ findet die Relaxation wie bei konzentrierten Polymerlösungen mittels Reptation statt, wodurch sie von mehr als einer Relaxationskonstanten bestimmt wird. Für Tensidlösungen ist jedoch zumeist $\tau_{\text{break}} \ll \tau_{\text{rep}}$, d.h. die Mizelllebenszeit charakterisiert die Relaxation. Dies führt bei geringer Belastung zu einem rheologisch einfachen Flüssigkeitsverhalten, das gut mit dem Maxwell-Modell beschrieben werden kann und für viele Tensidlösungen in diesem Konzentrationsbereich, z.B. in [RH91, BPD97], festgestellt wird. Bei diesem Modell wird das Verhalten einer Flüssigkeit durch eine Reihenschaltung von einer Feder und einem Dämpfer dargestellt, wodurch es insbesondere nur eine Relaxationszeit gibt, die hier $\tau_{\text{R}} = (\tau_{\text{rep}} \cdot \tau_{\text{break}})^{1/2}$ beträgt. Im Bereich der nicht-linearen Viskoelastizität wird, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, ein Plateaubereich bzw. ein Maximum mit einem darauf folgenden Minimum bei der Auftragung der Schubspannung über die Schergeschwindigkeit nach dem Modell von Cates postuliert, das in Messungen z.B. in [KLK93, CCD95] bestätigt wurde. In diesem Plateaubereich treten zwei Bänder mit unterschiedlichen Schergeschwindigkeiten auf, wobei für die makroskopische Schergeschwindigkeit gilt:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_1 \alpha_1 + \dot{\gamma}_2 \alpha_2 \quad \text{mit} \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1 \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Die einzelnen Scherraten in den beiden Bändern entsprechen dabei denen der aufsteigenden Äste vor und hinter dem Plateau und α_i kennzeichnet das Verhältnis der Breite des Bandes zur Gesamtbreite. Bei einer Erhöhung der makroskopischen Schergeschwindigkeit im Plateaubereich ändert sich nur der Anteil der einzelnen Bänder während die jeweiligen Scherraten konstant bleiben. Dies wurde auch mittels Geschwindigkeitsmessungen bestätigt [SCM03]. Besonders eindrucksvoll ist bei experimentellen Untersuchungen in diesem Konzentrationsbereich, z.B. in [CCD95, DCM95, MDA95], die im Couette-Spalt beobachtete Ausbildung von zwei unterschiedlich stark doppelbrechenden Bändern, deren Ausprägungen ebenfalls einer Gleichung vom Typ der Gl. 2.1 folgen. Werden für einen Ort, der bei Vorliegen des Schubspannungsplateaus in dem Band mit niedriger Scherrate liegt, die Doppelbrechung und der Auslöschungswinkel in Abhängigkeit von der Schergeschwindigkeit gemessen, wird hier mit steigender Scherrate ein Steigen bzw. Fallen der Werte und mit Eintritt in den Plateaubereich kaum noch eine Änderung festgestellt. Dies zeigt zum einen, dass die in diesen Lösungen vorliegenden Aggregate bereits bei niedrigen Scherraten ausgerichtet werden können, und zum anderen, dass auch das bei Messungen vergleichsweise dunkel erscheinende Band doppelbrechend ist.

In der Nähe zum Übergang der isotropen Lösung zur flüssigkristallinen nematischen Phase werden ebenfalls noch das Schubspannungsplateau und 2 Bereiche mit einem unterschiedlichen Ordnungsgrad gefunden. Hierbei wird in Anlehnung an das Modell von Cates z.T. angenommen, dass der Bereich des stark doppelbrechenden Bandes aus bereits gebildeter niedrig viskoser nematischer Phase und der Restbereich aus isotroper Lösung besteht. Zusätzlich wird festgestellt, dass durch Scherung ein im Vergleich zur unbewegten Lösung bereits bei geringerer Konzentration möglicher Übergang von der

isotropen Lösung zur flüssigkristallinen Phase existiert [SLP94]. Geschwindigkeitsmessungen mittels NMR von Callaghan et al. [MC96, MC97, BC99, BML99, FC00, FC01] bestätigen insbesondere in diesem Konzentrationsbereich aber nicht die postulierten 2 Bänder mit unterschiedlicher Scherrate, worauf in Kap. 2.2.1.2 näher eingegangen wird. Auf ihren Ergebnissen aufbauend führen sie ein erweitertes Konzept ein, das von einer nötigen Unterscheidung zwischen Scherbändern und doppelbrechenden Bändern und der Bildung einer hochviskosen nematischen Phase ausgeht.

2.2 Strömungsgeometrien

2.2.1 Couette/Searle-Geometrie

Eine Couette- bzw. Searle-Geometrie besteht aus zwei konzentrisch zueinander angeordneten Zylindern, wobei danach zu unterscheiden ist, ob der Innen- und/oder der Außenzylinder rotiert. Ein System mit einem feststehenden Außen- und rotierbaren Innenzylinder, wie es auch in dieser Arbeit verwendet wurde, wird dabei als Searle-System bezeichnet, wobei auch der allgemeinere Begriff des Couette-Systems synonym verwendet wird. Einen Einfluss auf das Strömungsbild haben insbesondere das Verhältnis von Innen- zu Außenradius des Spaltes und die Zylinderhöhe. Gemäß erstem findet eine Unterscheidung in einen engen und einen breiten Spalt statt, wobei für den engen Spalt mit einem Radienverhältnis von größer 0,8 mehr Untersuchungsergebnisse vorliegen. Bezüglich der Zylinderhöhe ist bei einer Höhe, die größer als das 40fache der Spaltweite ist, von nur geringen Abweichungen der Ergebnisse zu denen eines bei Strömungssimulationen zumeist angenommenen unendlich langen Zylinders auszugehen.

Im Folgenden werden die einzelnen Strömungsformen, die in einer Searle-Anordnung auftreten können, näher erläutert, wobei entsprechend der in dieser Arbeit verwendeten Geometrie ebenfalls auf Besonderheiten aufgrund eines breiten Spaltes und einer geringen Zylinderhöhe eingegangen wird.

2.2.1.1 Strömungsformen newtonscher Flüssigkeiten

Für newtonsche Flüssigkeiten ist das Strömungsverhalten schon früh experimentell und theoretisch untersucht worden [Cou90, Tay23]. Heute ist davon auszugehen, dass die Strömung zumindest für den Fall des engen Spaltes und des unendlich langen Zylinders als gut bekannt angesehen werden kann. Dennoch hat das Interesse an der Untersuchung auch des newtonschen Strömungsverhaltens aufgrund des einfachen Aufbaus und der gleichzeitig hohen mathematischen Komplexität des Problems nicht aufgehört. In jüngster Zeit werden z.B. Simulationsrechnungen unter der Berücksichtigung ‚realer‘ Randbedingungen durchgeführt [CSB04].

Bei einer Erhöhung der Drehzahl des Innenzylinders ist die erste zu beobachtende Strömungsform die so genannte Couette-Strömung. Dies ist eine reine Schichtenströmung mit nur einer von Null verschiedenen Geschwindigkeitskomponente, v_ϕ , die in Umfangsrichtung vorliegt und sich nur in Abhängigkeit von der radialen Richtung, r , verändert. Aus der Impulsbilanz ergibt sich für v_ϕ :

$$v_\phi = -\frac{\Omega \cdot R_i^2}{R_a^2 - R_i^2} \cdot r + \frac{\Omega \cdot R_i^2 \cdot R_a^2}{R_a^2 - R_i^2} \cdot \frac{1}{r} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

Hierin ist Ω die Winkelgeschwindigkeit des Innenzylinders und R_a bzw. R_i der Außen- bzw. Innenradius des Spaltes.

Ab einer bestimmten, von der Geometrie der Anordnung abhängigen Drehzahl des Innenzylinders wird die Stabilitätsgrenze für die Couette-Strömung erreicht und der Übergang in den nächsten Strömungsbereich ist zu beobachten. Dieser ist dadurch charakterisiert, dass die Zentrifugalkraft größer als die stabilisierenden viskosen Kräfte wird. Zur Beschreibung des Umschlagpunktes wird häufig die auf der Reynoldszahl aufbauende Taylorzahl verwendet, die jedoch in der Literatur nicht immer gleich definiert wird. Mit der Spaltweite, d , der kinematischen Viskosität, ν , und unter Berücksichtigung des Verhältnisses von Innen- zu Außenradius, η , ist eine übliche Berechnungsvorschrift für die Taylorzahl:

$$Ta = \frac{2 \cdot \eta^2}{1 - \eta^2} \frac{\Omega^2 \cdot d^4}{\nu^2} \quad (\text{Gl. 2.3}).$$

Für den Strömungsumschlag ergeben sich in Abhängigkeit von der relativen Spaltweite unterschiedliche kritische Werte, die z.B. aus einer Tabelle in [DS85] entnommen oder auch nach der Näherungsformel von Kirchgässner [Kir61] unter Verwendung von r_v , als dem Verhältnis von Außen- zu Innenradius, berechnet werden können:

$$\sqrt{\text{Ta}_{\text{krit}}} = 41,3 + 24,8 \cdot (r_v - 1) + 2,3 \cdot (r_v - 1)^2 \quad (\text{Gl. 2.4}).$$

Eine Gegenüberstellung der aus verschiedenen Literaturquellen entnommenen und in dieser Arbeit gemessenen kritischen Werte ist sowohl für diese als auch für die folgenden grundsätzlichen Veränderungen der Strömungsformen in Kap. 4.1.1.2 dargestellt. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass bei Vorliegen eines relativ kurzen Zylindersystems der soeben beschriebene erste Übergang nicht so eindeutig sichtbar ist. Aufgrund der Endeffekte bilden sich in einem solchen System oftmals bereits deutlich vor dem eigentlichen Strömungsumschlag erste Wirbel, die als ‚Geisterwirbel‘ bezeichnet werden [DS85].

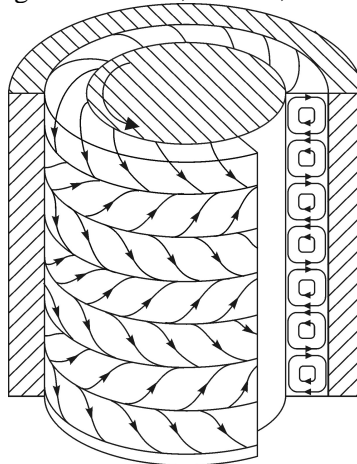


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Taylorwirbel

Ist der kritische Wert überschritten, treten im Strömungsbild die so genannten Taylorwirbel auf. Hierbei wird die Grundströmung von stationären, regelmäßigen, gegensinnig rotierenden Ringwirbeln überlagert, wie sie vereinfacht in Abbildung 2.3 dargestellt sind. In der einfachen Vorstellung sind diese Wirbel quadratisch, mit einer Höhe, die folglich der Spaltweite entspricht, und einem Wirbelzentrum, das sich mittig im Wirbel befindet. Genauere Untersuchungen zeigen jedoch, dass abhängig von dem Ausgangszustand und der Versuchsführung die Wirbelhöhe Werte zwischen dem 0,75 und 1,55fachen der Spaltweite annehmen kann [DS85, Kos93], wobei insbesondere bei einer schnellen Beschleunigung auf die Enddrehzahl flachere Wirbel beobachtet werden [BK74, Kos93]. Ferner sind die Wirbel auch nicht völlig gleichmäßig [Kos93, SMC99]. So werden insbesondere im breiten Spalt betragsmäßig höhere Radialgeschwindigkeiten in den so genannten Ausströmgebieten gemessen, in denen die Strömung vom Innen- zum Außenzylinder gerichtet ist. Dies führt wiederum dazu, dass aus Kontinuitätsgründen die Ausströmgebiete schmäler als die Einströmgebiete und die Wirbelzentren zu dem Bereich der nach außen gerichteten Strömung verschoben sind.

Wird ein zweiter kritischer Wert überschritten, gelangt man in den Bereich der Schwingenden Wirbel. Im Vergleich zu dem Übergang zu den Taylorwirbeln ist hier das vorliegende Radienverhältnis von einer noch größeren Bedeutung. Findet bei einem schmalen Spalt mit $\eta = 0,95$ die Veränderung der Strömung bei einer lediglich um 5 bis 10% größeren Drehzahl als der für erste Taylorwirbel statt, so treten bei einem breiten Spalt mit $\eta = 0,5$ erst ab der etwa 10fachen Geschwindigkeit Schwingungen auf [DS85]. Darüber hinaus ist auch die prinzipielle Erscheinungsform der Schwingenden Wirbel sehr unterschiedlich. Schon Coles [Col65] hat für eine Reynoldszahl 20 – 25 unterschiedliche Zustände in Abhängigkeit vom Anfangszustand und der Beschleunigung gefunden. Für den schmalen Spalt werden jedoch zumeist gleichmäßige Schwingungen beobachtet, die alle Wirbel gleichzeitig auszuführen scheinen. Zu unterscheiden ist dann bezüglich der Höhe der Wirbel und der Anzahl an azimuthalen Wellen, m , d.h. der Anzahl an Schwingungen, die pro Umfang bei einem Wirbel vorkommen. Übliche Werte für die Wellenzahl liegen zwischen 1 und 4.

Im breiten Spalt sind demgegenüber auch ganz andere Typen der Schwingenden Wirbel zu finden [Röp95]. Zu den am häufigsten beobachteten zählen die Jet- und die Antijet-Mode. Bei der Jet-Mode

schwingen nur die Bereiche der Auswärtsströmung in der Nähe des Außenzylinders. Diese Schwingungsform, die ursächlich eng mit der größeren Geschwindigkeit in den Ausströmgebieten verknüpft ist, findet sich bevorzugt beim Vorliegen von Wirbeln, die flacher als die Spaltweite sind. Bei der Antijet-Mode schwingen demgegenüber die Bereiche der Einwärtsströmung in der Nähe des Innenzylinders, wobei sie insbesondere bei Wirbeln mit einer Höhe, die größer als die Spaltweite ist, auftreten. Gleichfalls in Abhängigkeit von der vorliegenden Wirbelhöhe und dem Radienverhältnis zeigen sowohl experimentelle als auch theoretische Untersuchungen [LCX98, AS02], dass es bei vergleichsweise schneller Beschleunigung auf entsprechende Enddrehzahlen zu den Taylorwirbeln ähnlichen stationären Wirbeln kommen kann. Wohingegen unter denselben Versuchsbedingungen bei etwas größeren und kleineren Enddrehzahlen Schwingende Wirbel beobachtet werden.

Ebenfalls dem Bereich der Schwingenden Wirbel zuzurechnen, sind die im schmalen Spalt beobachteten, so genannten Modulierten Schwingenden Wirbel [Kos93]. Diese werden oft bei Messungen eines Leistungsspektrums anhand einer, neben der für Schwingenden Wirbel üblichen, zusätzlichen Frequenz festgestellt und sind ab einem Verhältnis aus der Drehzahl zu der für Taylorwirbel kritischen von etwa 10 im schmalen Spalt zu finden [DS85, Kos93]. In Visualisierungen wird die Modulation dadurch deutlich, dass die Amplitude der Schwingenden Wirbel an unterschiedlichen Orten verschieden ist und ebenfalls eine zeitliche Veränderung der Amplitude vorliegt [Kos93].

Bei Überschreiten eines weiteren kritischen Wertes, gelangt man schließlich in den etwas weniger untersuchten Bereich der höheren Instabilitäten [DS85], bei dem zwischen einer Chaotischen und einer Turbulenten Wirbelströmung unterschieden werden kann [Kos93]. Wie bei den anderen Strömungsformen sind auch hier die jeweiligen Übergangswerte unterschiedlich in Abhängigkeit vom Radienverhältnis, dem Verhältnis aus Zylinderhöhe zu Spaltweite und der Versuchsdurchführung, wobei diese Zusammenhänge zumeist nicht näher quantifiziert werden. In einem engen Spalt werden ab einem Verhältnis von aktueller Drehzahl zu der für beginnende Taylorwirbel von etwa 12 erste Störungen in den Wirbeln sichtbar. In dem zunächst vorliegenden Bereich der Chaotischen Wirbelströmung sind neben den Störungen weiterhin azimuthale Wellen mit einer Wellenzahl von 2 zu finden, deren Amplitude mit zunehmender Drehzahl immer flacher wird. Bei Rotationsgeschwindigkeiten, die die für Taylorwirbel kritische, um das etwa 22fache übersteigen, werden bei Messungen eines Leistungsspektrums keine diskreten Frequenzen mehr festgestellt und spätestens ab dem 30fachen wird im schmalen Spalt der Übergang zu den Turbulenten Wirbeln auch in Visualisierungen sichtbar. Bei diesen Turbulenten Wirbeln werden deutliche Störungen in dem nun wieder ‚flachen‘ streifigen Muster beobachtet, wobei die Wirbelhöhe jetzt etwa zwischen dem 1,2 und 1,7fachen der Spaltweite liegt. Diese deutliche Strukturierung bleibt bis zu den höchsten untersuchten Drehzahlen erkennbar.

2.2.1.2 Strömungsformen nicht-newtonscher Flüssigkeiten

Untersuchungen nicht-newtonscher Flüssigkeiten in einer Searle-Anordnung beschränken sich zumeist auf den Bereich der ersten drei in newtonschen Medien gefundenen Strömungsformen. Am häufigsten werden dabei Polymerlösungen bzw. theoretische Modelle für diese, die elastische Effekte und/oder Scherentzähung in der Viskosität berücksichtigen, betrachtet. Da in dieser Arbeit kein tiefer gehender Vergleich der Ergebnisse mit denen von Polymerlösungen durchgeführt wird und die Modelle auf die Ausbildung und Ausprägung einer Scherinduzierten Strömungsform nicht angewendet werden können, werden die entsprechenden Erkenntnisse nur in verkürzter Form dargestellt.

Grundsätzlich kann bei den Untersuchungen für Polymerlösungen eine Unterteilung in 2 Gruppen vorgenommen werden. Zum einen wird bei geringer Elastizität überprüft, wie die für newtonsche Medien gefundene Strömungsmusterabfolge beeinflusst wird. Zum anderen werden die bei hoher Elastizität auftretenden veränderten Muster näher charakterisiert.

Die Auswirkungen von geringer Elastizität auf die Strömung werden in theoretischen Arbeiten je nach verwendeter konstitutiver Gleichung bzw. je nach den in dieser Gleichung berücksichtigten Stoffeigenschaften unterschiedlich bewertet. So zeigen Rechnungen aber grundsätzlich, dass sich sowohl positive erste und zweite Normalspannungsdifferenzen als auch Scherentzähung destabilisierend auf die Couette-Strömung auswirken, d.h. die kritische Taylorzahl für den Übergang zu einer Wirbelströmung verringert ist. Gleichzeitig ergibt sich zumeist eine Veränderung der Wirbelhöhe [Lar92, YK97]. In Experimenten findet man dementsprechend je nach rheologischen Eigenschaften der untersuchten Lösung Stabilisierung oder Destabilisierung. Allerdings wird zumeist bei geringen Schergeschwindigkeiten, d.h. vernachlässigbarer Scherentzähung, aufgrund des Vorliegens einer negativen,

wenn auch betragsmäßig geringen, zweiten Normalspannungsdifferenz eine Stabilisierung beobachtet [SD72, Lar92]. Eine Veränderung der Wirbelzellenhöhe wird dagegen nur in wenigen Untersuchungen ermittelt [Fri76].

Bei der rein elastischen Instabilität, die bei hoher Elastizität schon bei verschwindend geringer Drehzahl auftritt, sind häufig völlig andere Strömungsmuster zu beobachten [Fri76, BM95, BM99]. Gemeinsam ist ihnen, dass es sich um nicht-achsensymmetrische, oszillierende Instabilitäten handelt, die bei Visualisierungen mit Umgebungslicht als feine Struktur zu erkennen sind [MLS89, LSM90, Lar92] und je nach genauer Erscheinungsform unter anderem als stehende Welle [Sha96, BM99] bzw. ungeordnete Oszillation [GS96, SG98, GS98, GS98a] bezeichnet werden. Vereinzelt wurden allerdings auch stationäre Wirbel gefunden [BM97], die aber auf eine viskose Erwärmung während der Versuchsdurchführung zurückzuführen sind [MSK00a].

Auch für Tensidlösungen gibt es einige Ergebnisse bezüglich der Strömungsmuster in einer Searle-Anordnung, die im Folgenden mit Bezug auf die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden detaillierter erläutert werden.

Wie bereits in Kap. 2.1.2 erwähnt, haben Callaghan et al. [MC96, MC97, BC99, BML99, FC00, FC01] Geschwindigkeitsmessungen mit NMR für Tensidlösungen im Bereich erhöhter Konzentration, insbesondere in der Nähe des Übergangs der isotropen Lösung zur flüssigkristallinen nematischen Phase, durchgeführt, worin die 2 theoretisch postulierten Scherbänder nicht gefunden wurden. Stattdessen wurden Geschwindigkeitsfelder mit 3 Scherbändern, wie in Abbildung 2.4 dargestellt, gemessen. Hierbei wird ein Bereich mit hoher Scherrate von 2 Bändern mit niedriger Schergeschwindigkeit eingerahmt. Zusätzlich wird auf das Vorliegen von Geschwindigkeitsfluktuationen verwiesen. Nach der Idee von Callaghan et al. [FC01] führt eine hohe Scherrate dazu, dass Fluidelemente eine nematische Phase mit hoher Viskosität ausbilden, wodurch sie nach ihrer Entwicklung im Bereich niedriger Scherrate in der Nähe des Innenzylinders vorliegen. Mit der Zeit relaxieren diese Zonen, aufgrund der fehlenden Scherung, zurück zur isotropen Lösung in einem Prozess, der durch mehrere Relaxationszeiten gekennzeichnet ist. Liegen daraufhin isotrope Bereiche bei einer kleineren radialen Position, und damit bei höherer Schubspannung, als der aktuellen für das Band mit der hohen Scherrate im Couette-Spalt vor, springt das Band an diese Position zurück. Folglich wird das Geschwindigkeitsfeld und seine zeitliche Variation durch die Ausbildung und Relaxation einer hochviskosen nematischen Phase bestimmt.

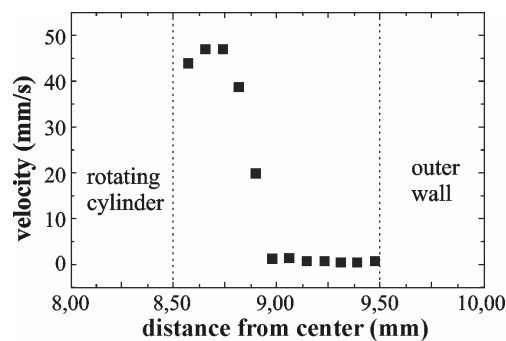


Abbildung 2.4: Tangentialgeschwindigkeitsprofil aus [FC01] für eine 20% HTABr-Lösung in D₂O bei 39°C und 51 s⁻¹

Mit der Ausprägung der Scherinduzierten Struktur im verdünnten Konzentrationsbereich haben sich unter Zuhilfenahme einer Lichtschnittvisualisierung Pine et al. [LP96, BHM97, BHM97a, HBM98, HBP98] befasst.

Für ähnlich wie in dieser Arbeit verwendete HTASal-Lösungen mit Konzentrationen im Bereich von etwa 0,35 bis 2,37 mM werden in einem Couette-System mit feststehendem Innen- und bewegtem Außenzylinder fingerähnliche gelartige Strukturen beobachtet [LP96]. Bei 0,35 mM werden dabei für niedrige Scherraten nur helle Strukturen an den Wänden, aber nicht im Spalt sichtbar. Für eine etwas erhöhte Scherrate entstehen an dem Innenzylinder Strukturfinger, die mit der Zeit bis zu dem Außenzylinder wachsen und an diesem scheinbar zerrissen und in den Spalt zurückgeworfen werden. Ab diesem Zeitpunkt wiederholt sich der Vorgang des Wachsens und Zurückstoßens immer wieder, was mit den in der Rheometrie gefundenen Schwankungen um den Endwert im Scherinduzierten Zustand in Verbindung gebracht wird.

Weitere Untersuchungen in einem Searle-System wurden für 1 bis 10 mM Lösungen von TTAA mit einer äquimolaren Menge an NaSal durchgeführt. Hierbei handelt es sich um ein flüssiges Produkt, dessen Tenside zumeist C16- und C18-Ketten besitzen und in einem Masterfluid mit Wasser und Isopropanol gelöst sind. Auch für diese Lösungen werden fingerähnliche Strukturen beobachtet [BHM97]. Weiterhin werden in Abhängigkeit von Schubspannung und Schergeschwindigkeit 4 Bereiche unterschieden [HBM98, HBP98], wobei in [BHM97a] darauf hingewiesen wird, dass für HTASal-Lösungen anhand vereinzelter Messungen ähnliche Ergebnisse erzielt wurden.

Im ersten Bereich, in dem die Schubspannung und die Schergeschwindigkeit klein sind, wird kaum eine Veränderung zur Lösung in Ruhe festgestellt, es kommt zu keiner Ausbildung einer Struktur und die Viskosität ist gering.

Der zweite Bereich, der bei Versuchen mit kontrollierter Schergeschwindigkeit nur als zeitlicher Übergangsbereich in Erscheinung tritt, wird durch Überschreiten eines ersten kritischen Wertes für die Schubspannung erreicht. In diesem Bereich bleibt die Scherrate etwa konstant und eine inhomogene Bildung von Strukturen, die in der Nähe des Innenzylinders beginnt und sich nach außen entwickelt, ist zu beobachten. Im Gleichgewichtszustand ist eine zylindrische Grenzfläche zwischen Struktur und restlicher Lösung festzustellen, die sich mit zunehmender Schubspannung zum Außenzylinder verschiebt. Diese Strukturentwicklung erfolgt dabei in zeitlicher Analogie zur Ausbildung eines gleichzeitig beobachteten Scherinduzierten Zustandes.

Mit Überschreiten eines zweiten kritischen Wertes für die Schubspannung bzw. einer ersten kritischen Schergeschwindigkeit wird ein Endzustand im dritten Bereich erreicht. Hier liegt ein Plateauwert der Viskosität in Abhängigkeit von der Schergeschwindigkeit vor und die Bildung der Strukturen erfolgt homogen. Dabei entstehen an unterschiedlichen Spaltpositionen gleichzeitig Strukturen, die noch nicht vernetzt sind. Mit der Zeit findet eine zunehmende Vernetzung statt, wodurch eine optische Homogenisierung mit einer Abnahme der Helligkeit im Vergleich zur ersten Strukturbildung festgestellt wird. Entsprechend des veränderten Bildungsmechanismus verläuft in diesem Bereich die Strukturentwicklung nicht vollständig zeitlich analog zur Ausbildung des Scherinduzierten Zustandes. Mit einer vereinfachten PIV-Methode wurden hier ebenfalls Tangentialgeschwindigkeitsprofile über den Spalt in Abhängigkeit von der Zeit ermittelt, die in Abbildung 2.5 dargestellt sind. Es zeigen sich hierbei im Endzustand wie bei Callaghan Gebiete mit unterschiedlichen Schergradienten, wobei die gebildeten Strukturen, die den größten Teil des Spaltes ausfüllen und kaum einem Schergradienten unterliegen, durch eine bzw. zwei wandnahe Zonen mit hohem Schergradienten eingerahmt werden. Dieses Profil wird als zeitlich relativ stabil angenommen und als Erklärung für das Viskositätsplateau und die Spaltweitenabhängigkeit der Viskosität herangezogen.

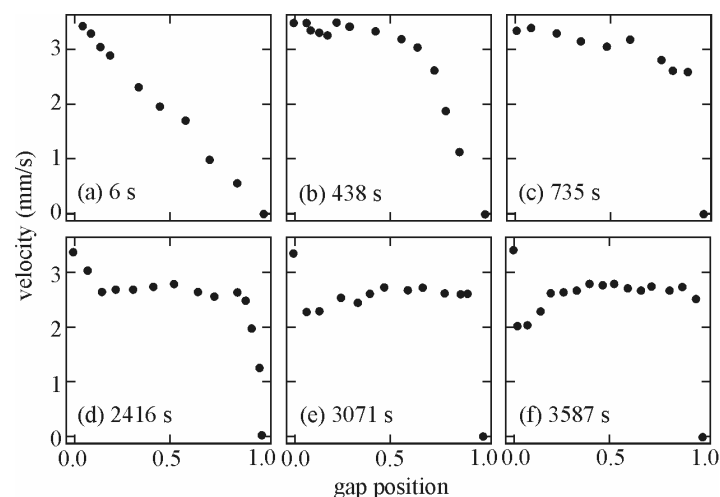


Abbildung 2.5: Zeitliche Entwicklung des Tangentialgeschwindigkeitsprofils für eine 1,7 mM TTAA/NaSal-Lösung bei einer Scherrate von 1 s^{-1} gemäß [HBM98]

Im vierten Bereich, oberhalb einer dritten kritischen Schubspannung bzw. einer zweiten kritischen Scherrate, findet schließlich, im Anschluss an die Bildung von Strukturen, eine teilweise Zerstörung dieser statt, die sich im Auftreten von dunklen Linien und wirbelartigen Gebieten in der Sichtbarmachung zeigt. Gleichzeitig fällt die Viskosität in diesem Bereich mit zunehmender Scherrate ab.

In der letzten hier zu erläuternden Arbeit von Koch et al. [KSK98], die dieser Arbeit direkt vorausging, wird von Geschwindigkeits- und Strukturmessungen auf der Grundlage von PIV für jeweils 2,4 mM Lösungen von HTASal bzw. TTASal in einem Searle-System mit einer im Vergleich zu dieser Arbeit verringerten Spaltweite berichtet. Für die TTASal-Lösung zeigen sich bei diesen Experimenten im gesamten untersuchten Bereich von 2,5 bis 20 s⁻¹ dieselben Profile in der Tangential- und Radialgeschwindigkeit wie für Wasser. Bei der HTASal-Lösung ergeben sich demgegenüber völlig andere mittlere Tangentialgeschwindigkeitsprofile und eine verschwindende Radialgeschwindigkeit, die für ausgewählte Drehzahlen und mit der Geschwindigkeit des Innenzylinders normiert in Abbildung 2.6 dargestellt sind. Für die Tangentialgeschwindigkeit zeigt sich dabei zunächst mit zunehmender Drehzahl ein verstärktes Wandgleiten am Innenzylinder und darauf eine deutliche Veränderung der Profilform, die bei 10 U/min sogar ein Maximum in der Spaltmitte aufweist. Gleichzeitig werden bei der reinen Beobachtung der Strömung streifenförmige Gebiete festgestellt, die in azimuthaler Richtung den sichtbaren Strömungsbereich überschreiten, sich vergleichsweise unabhängig von benachbarten Streifen bewegen und eine in sich nur sehr geringe Geschwindigkeitsvariation aufweisen. Identifiziert werden diese Streifen mit makroskopischen Bereichen aus einem heterogen vorliegenden, hochviskosen Material, das auch den Scherinduzierten Zustand bestimmt.

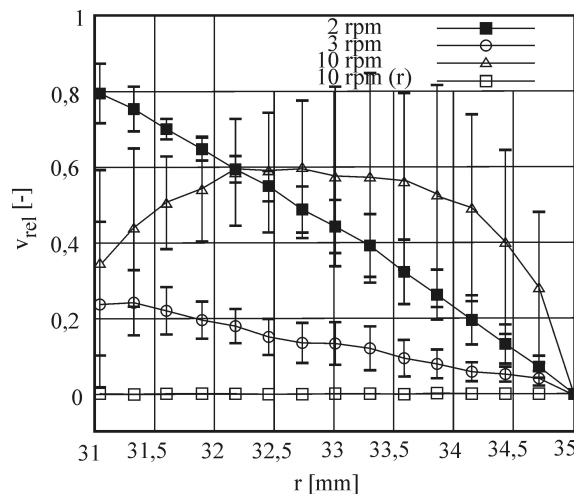


Abbildung 2.6: Mittlere, normierte Geschwindigkeitsprofile für eine 2,4 mM HTASal-Lösung bei unterschiedlichen Drehzahlen in einem Searle-System mit 4 mm Spaltweite gemäß [KSK98]

2.2.2 Gekrümmte Kanäle

Ein Merkmal zur Klassifizierung von gekrümmten Kanälen ist das Verhältnis von Höhe zu Breite. Bei einem annähernd quadratischen Querschnitt sind die zu beobachtenden Strömungsformen ähnlich denen im gewundenen Rohr mit häufig 2 bis 4 Wirbeln im Querschnitt [BTY83]. Im Gegensatz hierzu ist bei einem, wie in dieser Arbeit verwendeten, großen Höhe-zu-Breite-Verhältnis für newtonsche Medien eine Abfolge von Strömungsmustern zu beobachten, die der in einer Searle-Anordnung ähnelt. Wie dort ist eine wesentliche Einflussgröße das Verhältnis von Innen- zu Außenradius des gekrümmten Spaltes. Ferner wird die Stärke der Krümmung durch das Verhältnis von Spaltweite zu mittlerem Radius bestimmt. Vorliegende Untersuchungen beziehen sich bezüglich dieser beiden Größen zumeist auf Anordnungen mit einem schmalen Spalt, mit einem Radienverhältnis von $\eta > 0,9$, und einer nur geringen Krümmung, mit üblichem Verhältniswerten von etwa 0,025.

Grundsätzlich besteht eine entsprechende experimentelle Anlage aus dem gekrümmten Kanalstück, weiteren geraden Teilstücken im Ein- und Auslaufbereich und zusätzlichen Anlagenelementen, die z.B. die Förderung eines Volumenstroms sicherstellen oder Verbindungselemente sind. Folglich wird eine solche Anordnung als ein offenes System bezeichnet, im Gegensatz zu einem geschlossenen System, wie es bei der Searle-Anordnung vorliegt. Ein weiterer Unterschied zum Searle-System besteht darin, dass nicht nur die Höhe des Volumenstroms die Strömungsform bestimmt, sondern auch eine Abhängigkeit von der Winkelposition vorliegt. Hierbei wird zum einen beobachtet, dass mit steigendem Volumenstrom die einzelnen Strömungsinstabilitäten bei kleineren Winkeln, gemessen vom Eintritt in den Bogen, einsetzen. Zum anderen wirken sich lokale Veränderungen wie z.B. kleine

Störungen an einer Höhenposition auf die entsprechend nachfolgenden Winkelpositionen aus, wodurch die konvektive Natur dieser Strömung deutlich wird. Das Vorliegen eines offenen Systems und die konvektive Natur der Strömung führen dazu, dass eine solche Anordnung im Vergleich zum Searle-System schwieriger zu beherrschen ist und weniger regelmäßige Strömungsstrukturen beobachtet werden können [LLK94].

2.2.2.1 Strömungsformen newtonscher Flüssigkeiten

Ähnlich wie für das Searle-System ist das Strömungsverhalten für newtonsche Medien in einem gekrümmten Kanal schon früh untersucht worden [Dea28]. Etwas weiter reichende Arbeiten fanden aber erst in den 80er und 90er Jahren des letzten Jahrhunderts statt, wobei schon bei der Literatur zu den newtonschen Medien auffällt, dass die Anzahl der Untersuchungen im Vergleich zu denen am Couette-System, vermutlich aufgrund des aufwendigen experimentellen Aufbaus, deutlich geringer ist. Einige neuere Arbeiten beschäftigen sich dementsprechend auch mit Erweiterungen des einfachen gekrümmten Kanals durch eine variierende Krümmung oder Spaltweite [Eag93, Eag03].

Wird in einem gekrümmten Kanal der Volumenstrom von Null beginnend erhöht, ist die erste zu beobachtende Strömungsform eine reine Schichtenströmung, die aufgrund ihrer Ähnlichkeit zur einfachen Kanalströmung ‚Poiseuille-Strömung für den gekrümmten Kanal‘ genannt wird. Sie zeichnet sich durch nur eine von Null verschiedene Komponente des Geschwindigkeitsvektors aus, die als v_ϕ in Umfangsrichtung vorliegt und sich nur in Abhängigkeit von der radialen Richtung, r , ändert. Ähnlich zur Poiseuille-Strömung ist dabei das Profil annähernd parabelförmig, wobei mit zunehmender Krümmung eine deutlichere Verschiebung des Maximums aus der Spaltmitte festzustellen ist. Unter Berücksichtigung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, U , und des Außenradius, R_a , ergibt sich gemäß Bottaro [Bot93] v_ϕ zu:

$$v_\phi = U \cdot (1 - \eta) \cdot \left[C_1 \cdot \rho \cdot \ln \rho + C_2 \cdot \left(\rho - \frac{1}{\rho} \right) \right] \quad (\text{Gl. 2.5})$$

$$\text{mit } \rho = \frac{r}{R_a}, \quad C_1 = \left[\frac{\eta^2}{1 - \eta^2} \cdot (\ln \eta)^2 - 0,25 \cdot (1 - \eta^2) \right]^{-1} \quad \text{und} \quad C_2 = C_1 \cdot \left(\frac{\eta^2}{1 - \eta^2} \cdot \ln(\eta) \right).$$

Ab einem bestimmten, von der Geometrie der Anordnung abhängigen Volumenstrom, wird diese Strömung jedoch instabil und ein Übergang in den Strömungsbereich der Deanwirbel ist zu beobachten. Zur Beschreibung des Umschlagspunktes wird häufig die auf der Reynoldszahl aufbauende Deanzahl verwendet, die ähnlich wie die Taylorzahl in der Literatur nicht immer gleich definiert wird. Mit der Spaltweite, d , der kinematischen Viskosität, ν , und dem Innenradius, R_i , ist eine übliche Berechnungsvorschrift für die Deanzahl in einem engen Spalt:

$$De = \frac{U \cdot d}{\nu} \cdot \sqrt{\frac{d}{R_i}} \quad (\text{Gl. 2.6}).$$

In Abhängigkeit vom Verhältnis aus Innen- zu Außenradius ergeben sich für den Strömungsumschlag unterschiedliche Deanzahlen. Da jedoch die untersuchten Radienverhältnisse nur wenig variieren und allesamt nahe 1 sind, werden zumeist kritische Werte, die sehr nahe bei dem bereits von Dean [Dea28] berechneten Wert von 36 liegen, theoretisch ermittelt. Bei einem Vergleich eines solchen Übergangswertes mit experimentellen Ergebnissen ist jedoch die zusätzliche Abhängigkeit von der Winkelposition zu berücksichtigen. Bei einem Winkel von etwa 90° ergeben die Messungen von Matsson et al. [MA92] und Ligrani et al. [LLK94] erst bei einer Deanzahl von etwa 73 deutliche Anzeichen für Wirbel, während bei 125° - 145° wiederum nach Ligrani et al. [LN88] ab $De = 64$ Wirbelmuster auftreten. Eine Gegenüberstellung der aus der Literatur entnommenen und in dieser Arbeit gemessenen kritischen Werte ist sowohl für diesen als auch für weitere beobachtete Umschlagspunkte in Kap. 4.2.1.2 dargestellt.

Die oberhalb der kritischen Deanzahl auftretenden Deanwirbel sind den Taylorwirbeln sehr ähnlich. Es handelt sich wiederum um stationäre, regelmäßige, gegensinnig rotierende Wirbel, die der Grundströmung überlagert sind und den gesamten Spalt ausfüllen. Aufgrund der häufigen Untersuchung der Wirbel mittels Sichtbarmachungen mit Rauch wird oft von der dort beobachteten pilzartigen Gestalt

gesprochen, wobei der Pilzstamm im Einströmgebiet zwischen 2 Wirbeln, in dem die Strömung von der konkaven zur konvexen Wand gerichtet ist, festzustellen ist. Wie schon bei den Taylorwirbeln greift auch hier die einfache Vorstellung von quadratischen Wirbeln mit einem Zentrum in der Spaltmitte mittig im Wirbel zu kurz. Die gemessenen und theoretisch bestimmten Wirbelhöhen liegen bei etwa 80 % der Spaltweite. Bezüglich der Symmetrie ist festzuhalten, dass im Gegensatz zu den Taylorwirbeln bei den Deanwirbeln die Einströmgebiete gegenüber den Ausströmgebieten räumlich kleiner sind und betragsmäßig höhere Radialgeschwindigkeiten aufweisen. Das Wirbelzentrum ist darüber hinaus zur konkaven Wand verschoben. Den Wirbeln entsprechend sind auch die Tangentialgeschwindigkeitsprofile verändert. Eine beispielhafte Messung für einen Teilbereich der Wirbel an ausgewählten Höhenkoordinaten ist nach [MA92] in Abbildung 2.7 dargestellt. Hierin ist die Maximalgeschwindigkeit auf den Extremwert eines ebenfalls eingetragenen Parabelprofils bezogen und sowohl die Spaltposition, y , als auch die Höhenposition, z , mit der Spaltweite, d , normiert worden. Grundsätzlich fällt im Vergleich zur Searle-Anordnung weiterhin auf, dass die Deanwirbel nie so völlig regelmäßig sind wie die Taylorwirbel. So ist mit zunehmender Deanzahl zunächst eine ausgeprägte Entwicklung der Wirbel bezüglich radialer Ausdehnung und axialer Position festzustellen, und auch bei höheren Geschwindigkeiten existieren gleichzeitig unterschiedlich hohe Wirbel.

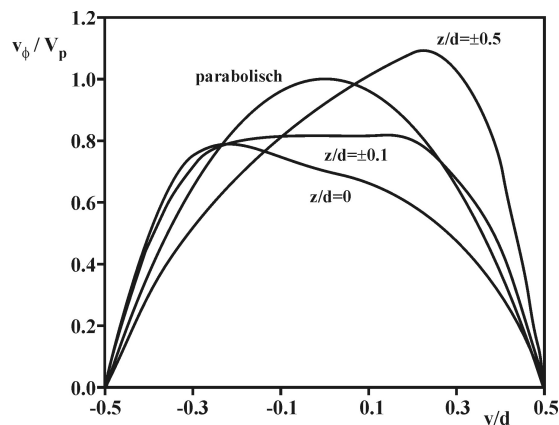


Abbildung 2.7: Tangentialgeschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Höhenkoordinaten nach [MA92] mit der konvexen Wand bei $y/d = -0,5$ und der Mitte eines Einströmgebietes bei $z/d = 0$

Wie in der Searle-Anordnung führen auch die Deanwirbel in einem Bereich erhöhter Geschwindigkeiten Schwingungen aus, die sich als wandernde Wellen zeigen. Dabei sind Ondulierende Wirbel und Twists zu unterscheiden.

Die Ondulierenden Wirbel, die aufgrund ihres Bildungsmechanismus den Schwingenden Taylorwirbeln entsprechen, werden bei Strömungssimulationen bereits ab dem 1,2fachen der kritischen Deanzahl festgestellt [FKF88, LFF92]. Bei ihnen findet eine deutliche axiale Verschiebung der Einzelwirbel statt. Gleichzeitig verändert sich auch die geometrische Gestalt der Wirbel, was in Visualisierungen besonders deutlich in einer schwingenden Bewegung und Verkipfung des oberen ‚Pilzbereiches‘ zum Ausdruck kommt. Weiterhin sind Ondulierende Wirbel gekennzeichnet durch eine sehr große Wellenlänge, d.h. dass bei einem Winkelbereich des Kanals von 180° nur 1 bis 2 Wellen vorhanden sind [LFF92]. Für die vollständige Ausprägung dieser sekundären Instabilität werden in Simulationsrechnungen lange Entwicklungsstrecken berechnet, die umgerechnet auf eine Bogenposition z.B. bei einer Deanzahl, die die für Deanwirbel kritische um das 1,23fache übersteigt, bei 360° liegt [FKF88]. Insbesondere die beiden zuletzt genannten Punkte erschweren unter zusätzlicher Berücksichtigung der üblichen Störungen in einem solchen System die experimentelle Beobachtung der Ondulierenden Wirbel. Folglich gibt es lediglich vereinzelte Messergebnisse zu diesen Wirbeln, die bei Winkelpositionen von größer 115° und bei für diesen Strömungsbereich eigentlich zu großen Geschwindigkeiten, die etwa dem 3fachen der kritischen Deanzahl entsprechen, ermittelt wurden [LFF92].

Einfacher experimentell zugänglich sind demgegenüber die Twists, die in Simulationsrechnungen ab Deanzahlen, die über dem etwa 2fachen der kritischen für erste Wirbel liegen, berechnet werden. Sie sind den Ondulierenden Wirbeln prinzipiell sehr ähnlich, zeichnen sich aber durch eine nicht so ausgeprägte axiale Verschiebung der Einzelwirbel und eine deutlich kleinere Wellenlänge, die nach Le Cuff et al. [LCB93] etwa der Spaltweite entspricht, aus. Auch der nötige Winkelbereich zu ihrer voll-

ständigen Entwicklung ist etwas kleiner, so sollten laut Finlay [FKF88] bei einem 180° Bogen ab einem Verhältnis von vorliegender Deanzahl zu der für erste Wirbel von 2,5 Twists vermessenbar sein. In experimentellen Untersuchungen finden sich Twists zumeist ab etwas höheren Verhältniswerten von ca. 3, wobei wiederum neben der Geschwindigkeit eine starke Abhängigkeit des Einsatzpunktes von der Winkelposition beobachtet wird [KFM80, MA90, LFF92].

Oftmals parallel zu den Schwingungen treten zusätzliche Effekte auf, die im Searle-System so nicht beobachtet werden und die Untersuchung der Schwingenden Wirbel beeinträchtigen können. Sie äußern sich in Veränderungen im Wirbelmuster, die in der Literatur mit den Worten ‚Aufspaltung und Vereinigung‘ (engl. *splitting and merging*) beschreiben werden. Hierunter fällt die Neuentstehung von Wirbelpaaren zwischen bestehenden, das Verschwinden von Wirbelpaaren, das Aufspalten eines Paares in 2 und die Vereinigung von 2 Wirbelpaaren zu einem, wobei jeder Vorgang auf jeweils verschiedene Weisen stattfinden kann. Insgesamt wird das glatte streifige Bild der Wirbel in der Visualisierung durch diese Aktionen, die zusätzlich mit einer Veränderung der Wirbelhöhe der beteiligten und benachbarten Wirbel einhergehen, gestört. Ob Aufspaltungen und Vereinigungen stattfinden bzw. in Simulationen berechnet werden, ist stark von den Bedingungen am Eintritt in den gekrümmten Kanal abhängig. Werden z.B. Deanwirbel durch entsprechend aufgeprägte Störungen getriggert, bleiben diese mit der entsprechenden Wirbelhöhe an ihren festen Positionen im gesamten Krümmungsverlauf erhalten und Interaktionen zwischen den Wirbeln finden nicht statt [Bot93]. Sind jedoch die Störungen im Einlauf zufällig, wie es bei Experimenten die Regel ist, treten Aufspaltungen und Vereinigungen ab einem Deanzahlverhältnis zwischen der vorliegenden und der für Deanwirbel kritischen von etwa 2 auf. Wird der Volumenstrom weiter erhöht, wird die Strömung, auch aufgrund einer zunehmenden Anzahl von Vereinigungen und Aufspaltungen, immer mehr ungeordnet bis bei einem Deanzahlverhältnis von 20 turbulente Deanwirbel festzustellen sind, die noch weitgehend unerforscht sind [FKF88].

2.2.2.2 Strömungsformen nicht-newtonscher Flüssigkeiten

Untersuchungen von Strömungen nicht-newtonscher Medien in einem gekrümmten Kanal sind in der Literatur nur sehr vereinzelt zu finden, wobei über experimentelle Ergebnisse, vermutlich aufgrund des sehr aufwendigen Versuchsaufbaus, noch seltener berichtet wird.

Grundsätzlich gibt es jedoch bei Strömungen von Polymerlösungen im gekrümmten Kanal ebenfalls eine rein elastische Instabilität. Diese besteht hier, im Gegensatz zu der im Searle-System, aus stationären achsensymmetrischen Wirbeln [JS92, JS94, Sha96, RKG99], die vergleichbar mit den newtonschen Deanwirbeln sind, aber eine diesen gegenüber deutlich verringerte Höhe aufweisen [JS91]. Ferner kann der insbesondere für das Strömungsverhalten im Searle-System diskutierte Effekt der viskosen Erwärmung im gekrümmten Kanal ebenfalls zu einer Veränderung im Strömungsmuster führen, das dann nicht-achsensymmetrisch und zeitabhängig wird [MSK00].

Weitere Ergebnisse insbesondere für die Strömungen von Tensidlösungen in gekrümmten Kanälen gibt es bisher nicht.

3 Experimentelles

3.1 Versuchsflüssigkeiten

Neben VE-Wasser aus dem Universitätsnetz, das als newtonsche Vergleichsflüssigkeit dient, werden Lösungen der beiden kationischen Tenside TTASal (Tetradecyltrimethylammoniumsalicylat) und HTASal (Hexadecyltrimethylammoniumsalicylat) verwendet. Der Aufbau dieser beiden Tenside, wie er für das TTASal in Abbildung 3.1 dargestellt ist, ist sehr ähnlich. So verfügt HTASal lediglich über zwei zusätzliche CH₂-Gruppen im Alkylrest. Um Lösungen im hochverdünnten Bereich zu erhalten, sind die jeweiligen Konzentrationen unter Berücksichtigung der Zahlenwerte aus Tabelle 3.1 so zu wählen, dass sie zwischen der Mizellbildungskonzentration für Stäbchen und der Überlappungskonzentration liegen. Aufgrund dessen und erster Ergebnisse der Lichtschnittvisualisierung werden die Konzentrationen zu 1,8 mM für die TTASal-Lösung und 0,8 mM für die HTASal-Lösung festgelegt.

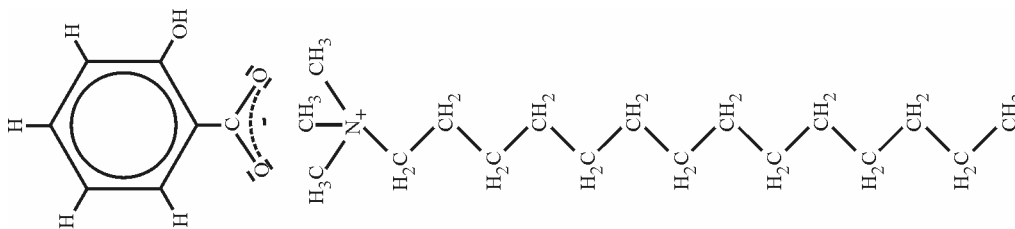


Abbildung 3.1: Tensidmolekül des TTASal

	cmc, ct [mM]	c* [mM]
TTASal	0,55 ¹ 0,6 ²	3; 5 ³ 5 ⁴
HTASal	0,152 ⁶ 0,15 ⁵	1; 3 ³ <0,6 ⁷ ; ca. 1 ⁸

Tabelle 3.1: Übergangskonzentrationen für HTASal, TTASal; ¹ nach [OIH86], ² nach [AHL84], ³ nach [AHL84] bei 0,01 mM NaCl, ⁴ nach [Now98, SB02], ⁵ nach [UWJ79, RMV87, AHL84] bzw. ohne NaBr nach [Gra80], ⁶ nach [Gra76], ⁷ nach [LP96], ⁸ für HTACl + NaSal nach [CC90]

Zur Herstellung der Lösungen werden die entsprechenden äquimolaren Mengen der Salze TTABr (Tetradecyltrimethylammoniumbromid) bzw. HTABr (Hexadecyltrimethylammoniumbromid) und NaSal (Natriumsalicylat) in VE-Wasser gelöst, wodurch neben dem Tensid Natriumbromid als dissoziiertes Salz in der Lösung vorliegt. Bei anschließenden Versuchen im Searle-System erfolgt der Ansatz direkt in den jeweiligen Konzentrationen. Für den Kanal wird zur einfacheren Handhabbarkeit zunächst eine homogene höherkonzentrierte Lösung in einem 5 l Behältnis hergestellt, die während des Einfüllvorgangs bzw. bei einigen Versuchen bereits vorher auf die gewünschte Konzentration verdünnt wird. Zur weiteren Vergleichmäßigung wird die Flüssigkeit längere Zeit bei kleinen Volumenströmen im Kanal umgewälzt. Damit die Einstellung des thermodynamischen Gleichgewichts bei der Versuchstemperatur, die in allen Fällen mit ca. 21°C der Raumtemperatur entspricht, erreicht wird, liegen zwischen dem Beginn der ersten Messung und dem Ansetzen bzw. Verdünnen der Lösungen mindestens 24 Stunden.

Aufgrund der z.B. in [Now98] erläuterten Alterungseffekte werden keine Lösungen untersucht, die bereits eine schwache Gelbfärbung aufweisen oder älter als 14 Tage sind. Für Experimente im Searle-System wird darüber hinaus zumeist für jeden Versuch, der im allgemeinen in einer Belastung mit nur einer festgelegten Drehzahl besteht, eine frische, d.h. nicht vorgescherte Lösung verwendet. Eine solche Vorgehensweise ist für den Kanal aufgrund der großen Flüssigkeitsmenge und der notwendigen Zeit zur Vergleichmäßigung jedoch nicht praktikabel. Hier werden langsame Pumpendrehzahlrampen gefahren, dabei wird eine Drehzahl ausgewählt, etwa 15 – 30 min gewartet, bis sich ein Strömungsgleichgewicht eingestellt hat, nun die eigentliche Messung durchgeführt und anschließend mit der nächsten Drehzahl fortgefahren.

3.2 Versuchsgeometrien

3.2.1 Searle-System

Ein Searle-System besteht aus einem rotierbaren Innen- und einem feststehenden Außenzylinder, die konzentrisch zueinander angeordnet sind. Die charakteristischen Abmessungen des verwendeten Systems sind in Tabelle 3.2 wiedergegeben. Hinzuweisen ist auf die relativ große Spaltweite, die eine gute örtliche Auflösung der Messergebnisse unter Verwendung handelsüblicher Objektive und Kameras ermöglicht.

Spaltweite [mm]	Radius des Innenzylinders [mm]	Zylinderhöhe [mm]	Radienverhältnis, η
8,5	27	100	0,76

Tabelle 3.2: Abmessungen des Searle-Systems

Aufgrund der angewendeten optischen Verfahren ist der Außenzylinder aus Glas gefertigt. Bei den beiden in Kap. 3.3.1 näher erläuterten Visualisierungstechniken ist dieser zusätzlich in ein mit Wasser gefülltes Glasbehältnis mit quadratischer Grundfläche eingebaut, wodurch eine Beeinträchtigung der Bilder durch die Lichtbrechung an der gekrümmten Oberfläche weitgehend vermieden wird. Der verwendete Innenzylinder besteht in den meisten Fällen aus Aluminium, wobei er zur Verminderung der Lichtreflexionen eloxiert ist. Zusätzlich kommt bei der in Kap. 3.3.1.1 beschriebenen Umgebungslichtvisualisierung z.T. ein Zylinder aus schwarzem PVC zum Einsatz. Der Antrieb und die Drehzahlregelung erfolgen über die entsprechenden Einheiten eines Haake Rotationsviskosimeters RV 3, für das im zumeist verwendeten Drehzahlbereich von 2 bis 97 eine Einstellgenauigkeit von 1,5 U/min angegeben ist. Eine zu den optischen Experimenten gleichzeitige Messung des Momentes ist allerdings aufgrund der geringen Viskosität der verwendeten Flüssigkeiten und des hohen Gewichts der Innenzylinder nicht möglich. Zusätzlich verfügt die Anordnung über zahlreiche Justiermöglichkeiten, um die konzentrische Ausrichtung zu gewährleisten. So wird z.B. der Außenzylinder in einen x,y-Tisch eingebaut, der Einstellungen im Bereich von hundertstel Millimetern erlaubt. Ferner ist das Gesamtsystem in der Höhenposition mit einer Schrittweite von minimal etwa 1/10 mm verschiebbar.

3.2.2 Gekrümmter Strömungskanal

Als grundlegende Geometrie für den Kanal, bei dem eine Umlenkung der Strömung um 180° erfolgt, wurde ein großes Höhe-zu-Breite-Verhältnis ausgewählt, da hier im Vergleich zur Searle-Anordnung ähnliche Strömungsmuster zu beobachten sind. Die in Tabelle 3.3 angegebenen Abmessungen sind so festgelegt worden, dass einerseits eine ausgeprägte Ähnlichkeit zu in der Literatur z.B. von [KFM80, LN88] beschriebenen Systemen besteht. Andererseits wurde wiederum eine relativ breite Spaltweite gewählt, damit die optischen Messmethoden mit denselben Elementen wie bei der Searle-Anordnung entsprechend gut aufgelöste Ergebnisse liefern konnten.

	Spaltweite [mm]	Höhe [mm]	Höhe-zu-Breite-Verhältnis	Außenradius der konvexen Wand [mm]	Radienverhältnis, η
Ligrani [LN88, LFF92]	12,70	508	40,0	596,9	0,979
Kelleher [KFM80]	6,35	254	40,0	298,4	0,979
eigene Werte	11,00	450	40,9	500,0	0,978

Tabelle 3.3: Abmessungen gekrümmter Kanäle

Neben dem gekrümmten Teil verfügt der Kanal über einen Ein- und einen Auslaufbereich, die jeweils gleich gestaltet sind und sich aus fertigungstechnischen und Stabilitätsgründen aus je 5 Elementen zusammensetzen. Die in Strömungsrichtung ersten drei Elemente des Einlaufbereichs mit einer Länge von insgesamt 2,025 m stellen einen Diffusor mit einem Öffnungswinkel von etwa 6° dar. Daran schließen sich zwei gerade Kanalstücke mit einer Länge von 1,26 m an, um ein vollständig ausgebildetes Geschwindigkeitsprofil vor Eintritt in die Krümmung zu erhalten. Im Unterschied zu den von Ligrani [LN88, LFF92] und Kelleher [KFM80] verwendeten Anordnungen ist die hier konstruierte so aufgestellt, dass die Strömungsumlenkung in einer horizontalen Ebene erfolgt. Dies verbessert die

dort zurück in den Vorlagebehälter. Zur Messung des Volumenstroms ist vor dem Kanal ein Spindel-durchflussmesser OMK 32 der Firma *Kral* eingebaut, der für scherempfindliche Medien geeignet ist und dessen Messergebnisse nicht durch etwaige Veränderungen in der Tensidlösung beeinflusst werden, wie es für einen magnetisch induktiven Durchflussmesser denkbar wäre. Ferner verfügt das System über zahlreiche Ventile, die der Entlüftung, Entleerung oder einer möglichen Abgrenzung einzelner Analagenteilbereiche dienen.

3.3 *Messmethoden*

3.3.1 *Visualisierungstechniken*

3.3.1.1 *Umgebungslichtvisualisierung*

Bei dieser relativ simplen Visualisierungstechnik, die z.B. auch von [MLS89, BM95, Lit95, GS96, BM99] in ähnlicher Weise zur Untersuchung von Taylor-Couette-Strömungen verwendet worden ist, wird der zu untersuchenden Flüssigkeit ein Tracer zugesetzt, das Strömungsfeld von außen mit 1 bis 2 Lichtquellen beleuchtet und das sich einstellende Strömungsmuster beobachtet bzw. aufgezeichnet. Hierbei sind die Lichtquellen so zu platzieren, dass das Feld möglichst gleichmäßig gut und ausreichend hell ausgeleuchtet ist, aber die Strömung nicht durch die Wärmestrahlung der Lampen beeinträchtigt wird. Zur Aufzeichnung wurde in dieser Arbeit eine handelsübliche D8-Videokamera vom Typ *Sony TRV620E* verwendet, die zur Erzeugung möglichst unverzerrter Aufnahmen so aufgestellt wurde, dass sie sich etwa auf gleicher Höhe mit dem zu beobachtenden Strömungsausschnitt befand.

Entscheidend für die Qualität der Ergebnisse ist die Auswahl eines geeigneten Tracers. Dieser muss der Strömung gut folgen, d.h. die Dichtedifferenz zwischen Tracer und Fluid sollte gering sein und die Partikelgröße sollte ebenfalls klein sein. Darüber hinaus eignen sich für die Umgebungslichtvisualisierung nur anisometrische Partikel, da sie sich im Strömungsfeld ausrichten und dementsprechend unterschiedlich das Licht reflektieren können. Verwendet wurden 2 Tracer mit plättchenförmigen Partikeln, zum einen Kaolinpartikel, deren größte Kantenlänge zwischen 0,3 und 7 μm liegt, und zum anderen der kommerziell erhältliche Tracer PM-01 der Firma *Kalliroscope*. Dieser besteht aus mit Titandioxid beschichteten Glimmerpartikeln und liefert hervorragend kontrastreiche Bilder, weist aber eine größte Kantenlänge zwischen 4 und 32 μm auf [Kal05].

Grundsätzlich war bei den Versuchen festzustellen, dass eine Verbesserung der Bildqualität, durch die Verwendung von PM-01 oder die Erhöhung der Tracerkonzentration, mit einer stärkeren Beeinflussung der Strömung durch den Tracer verbunden ist. Bei der Untersuchung der Tensidlösung ist darüber hinaus mit der Anlagerung der grenzflächenaktiven Tensidmonomere um die Partikel zu rechnen, wodurch die effektive Tensidkonzentration gesenkt wird. Folglich wurde diese Messmethode hier nicht verwendet, um quantitative Informationen über das Strömungsfeld zu erlangen. Dennoch ließ sich mit dieser Technik ein guter qualitativer Eindruck von der Strömung erhalten, der bereits einige Strömungscharakteristika aufzeigte und anhand dessen der näher zu untersuchende Bereich der Geschwindigkeiten bestimmt werden konnte.

Die mit dieser Methode betrachteten Drehzahlen im Couette-System lagen zwischen 2 und ca. 100 U/min, und im gekrümmten Kanal betragen die ausgewählten Volumenströme 3 bis 40 l/min. Bei der Auswertung der Aufnahmen wurde entsprechend der qualitativen Zielsetzung so vorgegangen, dass visuell die Strömungsmuster klassifiziert und entsprechenden Geschwindigkeitsbereichen zugeordnet wurden, wobei auf tieferegehende Bildverarbeitung und weitergehende Auswertungsschritte größtenteils verzichtet wurde.

3.3.1.2 *Lichtschnittvisualisierung*

Mit Hilfe der Lichtschnittvisualisierung, bei der eine Ebene senkrecht zur Hauptströmungsrichtung im Strömungsfeld sichtbar gemacht und aufgezeichnet wird, können im Vergleich zur Umgebungslichtvisualisierung deutlich detailliertere Informationen gewonnen werden. Dies wurde für Strömungsgeometrien mit gekrümmten Stromlinien unter Verwendung von Tracer u.a. von *Ligrani* [LFF92] und besonders eindrucksvoll von *Muller* [BM95, BM97, BM99] gezeigt. Ferner ist es mit dieser Methode möglich, ohne Tracerzusatz die Entwicklung und Gestalt Scherinduzierter Strukturen näher zu untersuchen, worüber auch *Pine* [LP96, BHM97, BHM97a, HBP98] für zumeist andere als die hier verwendeten Tensidlösungen berichtet hat.

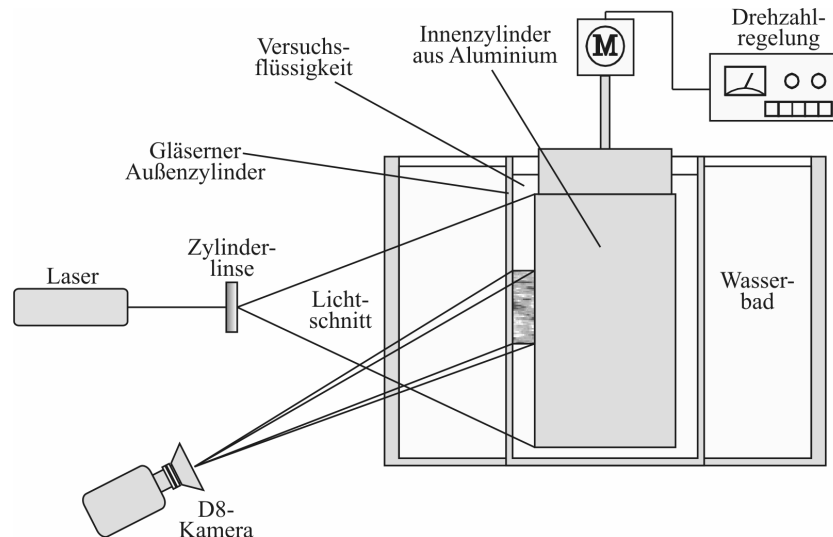


Abbildung 3.3: Versuchsaufbau der Lichtschnittvisualisierung am Searle-System

Der Aufbau dieser Messmethode ist exemplarisch für das Searle-System in Abbildung 3.3 dargestellt. Der Lichtschnitt muss für eine optimale Bildqualität einigen Anforderungen genügen, aufgrund deren die einzelnen Bauelemente auszuwählen sind. Besonders wichtig ist hierbei eine ausreichende und regelbare Lichtintensität, damit die Reflektionen bzw. die Streuung der sich in der Lösung ausbildenden Strukturen gut zu erkennen sind. Ferner sollte die Lichtintensität möglichst homogen über den Schnitt verteilt sein, damit einerseits eine gleichmäßige Ausleuchtung des Bildes erreicht wird und andererseits alle ähnlich beschaffenen Strukturen im Schnitt zu gleichartig hellen Abbildungen führen. Die Breite des Schnitts sollte dabei so schmal eingestellt werden, dass mit der zur Verfügung stehenden Kamera, mit begrenzter Tiefenschärfe, die ganze Breite scharf abgebildet werden kann.

Dementsprechend eignet sich als Lichtquelle in besonderer Weise ein Dauerlaser, mit dem ein feiner Lichtstrahl mit hoher Intensität und einer Intensitätsverteilung, die einer zweidimensionalen Gauß'schen Verteilungsdichtefunktion entspricht, erzeugt werden kann. Verwendet wurde ein 5 W Argon-Ionen Laser vom Typ *Lexel 95*, der zusätzlich den Vorteil bietet, dass, aufgrund der besonderen Empfindlichkeit des menschlichen Auges im Bereich grüner Farben, sich bildende Strukturen gut gesehen und unterschieden werden können. Für die Erzeugung eines Schnittes aus dem Strahl gibt es verschiedene Methoden, z.B. eine Zylinderlinse oder einen rotierenden Polygonspiegel. Besonders einfach zu handhaben ist die Zylinderlinse. Allerdings ist im Vergleich zum Polygonspiegel nachteilig, dass der entstehende Schnitt keine homogene Intensitätsverteilung aufweist und die Lichtintensität der Beleuchtung insgesamt geringer ist. Durch Verwendung von zusätzlichen Linsen und/oder die Auswahl nur eines Teilbereiches des Lichtschnittes als Beobachtungsbereich bei genügend großer Laserleistung kann jedoch ein den Anforderungen entsprechender Schnitt(-bereich) erreicht werden. Folglich wurde im Messaufbau eine Zylinderlinse verwendet, die zumeist um eine Sammellinse ergänzt wurde, wodurch auch die Breite des Schnitts angepasst werden konnte. Zur Aufzeichnung der Strukturmuster reichte es wiederum aus, die bereits erwähnte D8-Kamera zu verwenden, die sich hier ebenfalls etwa auf gleicher Höhe mit dem aufzuzeichnenden Strömungsfeld befand.

Beim Searle-System erfolgte die Aufnahme in einem Winkel von 90° zum Lichtschnitt. Wohingegen beim Kanal, bei dem eine ähnliche konstruktive Maßnahme wie beim Searle-System zur Minimierung des Einflusses der Lichtbrechung an der gekrümmten Wand in Form eines quaderförmigen Umbaus nicht praktikabel ist, zur Aufzeichnung gemäß von Vorversuchen zur Optimierung der Bildqualität ein spitzerer Winkel von etwa 10° gewählt wurde.

Entsprechend den Ergebnissen der Umgebungslichtvisualisierung wurden mit dieser Methode ausgewählte Geschwindigkeiten in beiden Strömungsgeometrien untersucht. Zu beachten ist hierbei, dass die Stellgröße für das Couette-System die Rotationsgeschwindigkeit des Innenzylinders ist, während beim gekrümmten Kanal die Pumpendrehzahl eingestellt wird, wie es auch in Tabelle 3.4 dargestellt ist. Der Volumenstrom ist hier eine Messgröße, die zwar hauptsächlich von der Pumpendrehzahl bestimmt wird, aber auch z.B. aufgrund des Schlupfes in der Pumpe vom Füllstand in den Vorlagebehältern und von weiteren Einflussgrößen abhängig ist.

Couette-System												
Drehzahl des Innenzylinders [U/min]	3	6 ^{PIV}	10	18	22	26	30	35	40	50	60	80 ^L
Scherrate [s ⁻¹]	1,00	1,99	3,33	5,99	7,32	8,65	9,98	11,64	16,31	16,63	19,96	26,61
Gekrümmter Kanal												
Pumpendrehzahl [U/min]	100*	150	200	250	300	350	400	450 ^L	500 ^L			
ca. Volumenstrom [l/min]	7*	10,5	14	17,5	21	24,5	28	31,5 ^L	35 ^L			

Tabelle 3.4: Ausgewählte Geschwindigkeiten für beide Strömungsgeometrien, * : nur vereinzelte Messungen, ^L : nur bei der Lichtschnittvisualisierung, ^{PIV} : nur bei PIV

Die Auswertung der Bilder erfolgte in 3 Stufen. Zunächst wurden die Videoaufnahmen dahingehend untersucht, ob und welche Strukturmuster bzw. -entwicklungen festzustellen sind. In der zweiten Stufe sollte, ähnlich wie in [BM95, Lit95], in anschaulicher Weise die zeitliche Entwicklung aufgezeigt werden. Dazu wurden die digitalisierten Videofilme mit *VirtualDub* in Einzelbildserien umgewandelt, aus denen jeweils etwa in der Spaltmitte ein Streifen mit der Breite eines Bildpunktes extrahiert wurde. Diese Streifen wurden aneinandergesetzt, sodass das Strukturmuster über die Höhe an einer Position im Spalt in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt werden konnte. Drittens wurden Einzelbilder in Helligkeitsmatrizen überführt und mittels statistischer Kennzahlen näher ausgewertet. Dabei wurde nach dem Zuschneiden des Bildes auf den Spaltbereich durch Differenzbildung mit einem Referenzbild, auf dem keine Struktur, wohl aber durch den Versuchsaufbau bedingte Reflexionen zu sehen sind, ein neues Bild erzeugt. Für dieses Differenzbild, das als Bildinformation nur noch eventuell gebildete Strukturen, jedoch mit einer zum Ausgangsbild invertierten Helligkeit beinhaltet, wurde eine Gesamthelligkeitsverteilung und daraus wiederum ein Wert für die mittlerer Helligkeit und deren Varianz ermittelt. Zusätzlich wurde an ausgewählten Positionen die Standardabweichung einzelner Bildzeilen, d.h. parallel zu den Spaltbegrenzungen bestimmt. Die so erhaltenen Kennwerte wurden in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und dem verwendeten Tensidsystem dargestellt und analysiert.

Für den gekrümmten Kanal, bei dem Lichtschnittvisualisierungen nur in der Mitte des Bogens, bei 90°, ausgeführt wurden, wurden vor allem wegen der im Vergleich zum Searle-System verminderten Bildqualität nur die ersten beiden Auswertungsstufen angewendet.

3.3.2 Particle Image Velocimetry

3.3.2.1 Grundlagen der Messmethode

Die Particle Image Velocimetry, im folgenden abgekürzt als PIV, ist eine nicht-invasive Methode zur Bestimmung zweidimensionaler Geschwindigkeitsfelder, die sowohl für stationäre als auch für instationäre Strömungen z.B. in [Brü93, Raf93, Bro99] eingesetzt wird. Prinzipiell wird bei den Messungen so vorgegangen, dass der Strömung zugesetzte Tracerpartikel zu festgelegten Zeiten in einem Schnitt durch den Strömungsraum beleuchtet und aufgezeichnet werden. Aus den Bildern wird mittels statistischer Auswertung die mittlere Verschiebung, Δx_i , der Tracer in Teilbereichen des Gesamtbildes zwischen zwei Beleuchtungen ermittelt, woraus im Weiteren mit der Kenntnis des Abbildungsmaßstabs, M , und des Zeitabstandes, Δt , zwischen den Beleuchtungen die jeweiligen Geschwindigkeiten gemäß

$$v_i = \frac{\Delta x_i}{M \cdot \Delta t} \quad (\text{Gl. 3.1})$$

berechnet werden.

PIV bildet zusammen mit der Particle Tracking Velocimetry und der Laser Speckle Velocimetry eine Klasse von optischen Methoden, die als Pulsed Light Velocimetry [Adr91] oder auch als Particle Imaging Methoden [Gro02] bezeichnet werden. Gemeinsam ist diesen Verfahren, dass der Strömung Tracerpartikel zugesetzt werden und Aufnahmen dieser in einem Schnitt durch die Strömung zu unterschiedlichen Beleuchtungszeitpunkten erfolgen. Das Hauptunterscheidungsmerkmal zwischen den

einzelnen Methoden ist die Partikeldichte im Fluid und damit auch die Partikelanzahl auf dem aufgezeichneten Bild. Bei der Particle Tracking Velocimetry ist die Partikeldichte sehr gering, damit der Weg, den ein Teilchen zwischen 2 Beleuchtungen zurücklegt, im Vergleich zum Abstand der Partikel untereinander klein ist. Dementsprechend erfolgt die Auswertung durch die Verfolgung von Einzelpartikeln. Eine sehr hohe Partikeldichte liegt bei der Speckle Velocimetry vor. Auf den Bildern sind keine Einzelpartikel mehr erkennbar, sondern es sind Speckle-Muster zu finden, die statistisch ausgewertet werden. Die PIV liegt zwischen diesen beiden Extremen. Die Bilder zeigen Einzelpartikel, deren Anzahl aber so groß bzw. Abstand zueinander so klein ist, dass eine Einzelpartikelverfolgung meist nicht möglich ist.

Da in dieser Arbeit sowohl digitale Bilder aufgezeichnet wurden als auch die Auswertung rein computergestützt erfolgte, wird im Folgenden auch nur die Vorgehensweise bei dieser als digitalen Particle Image Velocimetry bezeichneten Methode erläutert.

Grundsätzlich ist es bei der PIV nicht möglich die Bildaufnahme bzw. Anforderungen an diese von der Bildauswertung komplett zu entkoppeln, da die zu verwendenden Aufnahme- bzw. Auswertungsparameter nicht unabhängig voneinander wählbar sind, worauf weiter unten noch eingegangen wird. Die Details zur Bildaufnahme werden zusammen mit dem Versuchsaufbau erläutert. Um die einzelnen Auswertungsschritte beschreiben zu können, wird deshalb davon ausgegangen, dass ein auszuwertendes Bild, das die entsprechenden Anforderungen erfüllt, vorliegt. Es gibt unterschiedliche Möglichkeiten dafür, wie ein solches Bild aussehen kann. Zumeist handelt es sich aber entweder um doppelt belichtete Einzelbilder, auf denen idealer Weise für jedes Partikel 2 Partikelabbildungen zu sehen sind, oder um einfach belichtete Doppelbilder. Letztere stellen ein Bildpaar dar, deren einzelne Bilder in einem definierten Zeitabstand aufgenommen werden und jeweils nur eine Beleuchtung der Tracerpartikel zeigen.

Wie bereits erwähnt, ist es das Ziel der Auswertung, die Verschiebung der Partikel zu ermitteln. Dazu wird das gesamte Bild in einzelne Teilbereiche, sogenannte Auswertefenster, unterteilt. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Verschiebung in diesen Fenstern für alle Partikel jeweils gleich ist und gradlinig verläuft. Die Auswertung für die einzelnen Fenster erfolgt korrelationsbasiert, wobei bei doppelt belichteten Einzelbildern die Autokorrelation und bei einfach belichteten Doppelbildern die Kreuzkorrelation verwendet wird.

Die Berechnung einer nicht normierten Autokorrelation erfolgt mit Gl. 3.2. Diese Korrelation ist grundsätzlich ein Maß dafür, wie ähnlich die Grauwertematrix in einem Auswertebereich eines Bildes, $G(i,j)$, der in einem um variable Längen, x und/oder y , verschobenen Bereich desselben Bildes ist. Dazu werden gemäß Gl. 3.2 für unterschiedliche Verschiebungswerte die jeweiligen Produkte der Grauwerte der ausgewählten Bereiche für jeden diskreten Punkt des Auswertefensters gebildet und aufaddiert.

$$R_A(x,y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^L G(i,j) \cdot G(i+x,j+y) \quad (\text{Gl. 3.2})$$

Eine typische Autokorrelationsmatrix ist in Abbildung 3.4 dargestellt und setzt sich, wie in Gl. 3.3, grundsätzlich aus 5 unterschiedlichen Anteilen zusammen [RWK98].

$$R_A = R_C + R_F + R_P + R_{D+} + R_{D-} \quad (\text{Gl. 3.3})$$

R_P ist der Peak der Selbstabbildung, der sich im Ursprung befindet und die Korrelation aller Partikelabbildungen mit sich selbst darstellt. R_{D+} und R_{D-} entstehen durch die zusammengehörenden Abbildungen physikalisch identischer Partikel. Der Abstand des Maximums einer dieser Peaks zum Ursprung entspricht der gesuchten Verschiebung. Welcher der beiden zur Bestimmung ausgewählt werden muss, kann allein auf der Grundlage der Bilder nicht festgelegt werden, da anders als im beispielhaften Auswertefenster in Abbildung 3.5 nicht entschieden werden kann, welche Partikelabbildungen bei welcher Belichtung entstanden sind. Folglich liefert die Autokorrelation keine richtungseindeutigen Ergebnisse. R_C und R_F sind schließlich Störpeaks oder Rauschen, wobei R_C aus dem Bildhintergrund entsteht und R_F die Korrelationsanteile für die Abbildungen physikalisch nicht identischer Partikel darstellt.

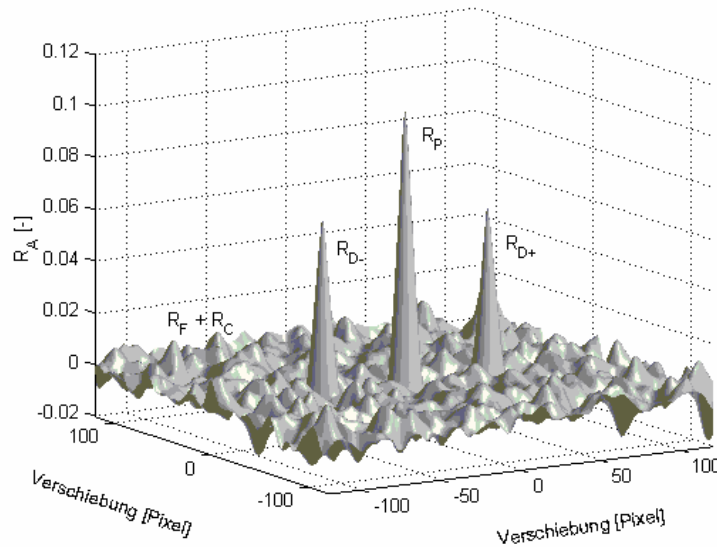


Abbildung 3.4: Exemplarische Korrelationsmatrix berechnet aus 4 künstlich erzeugten doppelt belichteten Bildern mit je 12 Partikelpaaren

Liegen weniger Partikelabbildungen zur Berechnung der Korrelation vor, verändern sich entsprechend ungünstig die Höhen der Peaks. Abbildung 3.5 stellt dazu links ein Auswertefenster mit 4 Abbildungspaaren dar, wobei zur Übersicht die Bilder der ersten und zweiten Belichtung in unterschiedlichen Graustufen gekennzeichnet sind. Rechts ist die zugehörige Korrelationsmatrix schematisch als Draufsicht gezeigt, wobei die Peaks als Kreise eingetragen sind und die Zahl in den Kreisen ein Maß für die Höhe ist und der Anzahl der Abbildungspaare, die jeweils zum Peak beitragen, entspricht. Deutlich zu erkennen ist zum einen die große Anzahl der Störpeaks und zum anderen, dass sich die Höhe dieser nur noch schwach von der der Peaks zur Berechnung der Verschiebung unterscheidet.

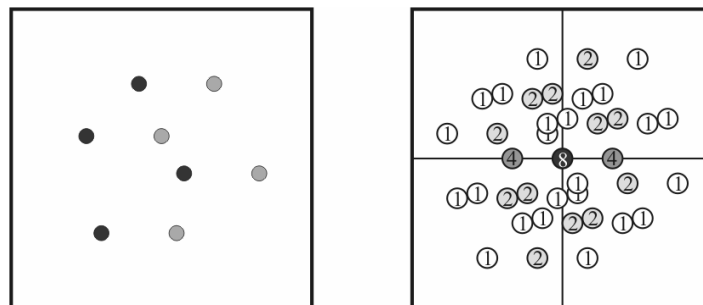


Abbildung 3.5: Beispielhaftes Auswertefenster und schematische Darstellung der Korrelationsmatrix für die Autokorrelation

Die Formel zur Berechnung der nicht normierten Kreuzkorrelation nach Gl. 3.4 unterscheidet sich von der der Autokorrelation, Gl. 3.2, nur in so weit, dass hier das Produkt der Grauwerte des Auswertebereiches im ersten Bild mit denen des verschobenen Bereiches im zweiten Bild berechnet werden. Somit ist die Kreuzkorrelation ein Maß für die Ähnlichkeit der Grauwerte an den ausgewählten Stellen der beiden Bilder.

$$R_K(x, y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^L G(i, j) \cdot F(i + x, j + y) \quad (\text{Gl. 3.4})$$

Eine typische Kreuzkorrelationsmatrix ist in Abbildung 3.6 dargestellt und setzt sich, wie in Gl. 3.5, aus 3 unterschiedlichen Anteilen zusammen [RWK98].

$$R_K = R_C + R_F + R_D \quad (\text{Gl. 3.5})$$

Im Gegensatz zur Autokorrelation gibt es bei der Kreuzkorrelation keinen Selbstabbildungspeak, R_P , und nur einen Peak aus den Abbildungen der physikalisch identischen Partikel, R_D . Ferner wird aus der Reihenfolge der Bilder deutlich, in welche grundsätzliche Richtung die Partikel bewegt wurden. Folglich entspricht der Abstand des Maximums dieses Peaks zum Ursprung der gesuchten Verschiebung in Pixeln, wobei die Peakposition zusätzlich die Richtung anzeigt. Weiterhin gibt es wie bei der Autokorrelation Störpeaks und Rauschen, R_C und R_F .

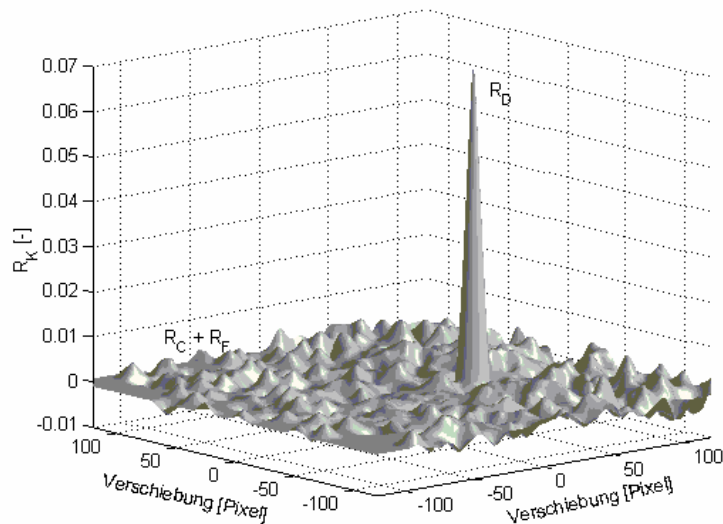


Abbildung 3.6: Typische Korrelationsmatrix berechnet aus 4 künstlich erzeugten einfach belichteten Doppelbildern mit je 12 Partikelpaaren

Zerlegt man das Auswertefenster in Abbildung 3.5 *links* in die zwei Fenster, die bei einer Aufnahme mit einfach belichteten Doppelbildern entstehen, und bestimmt wiederum die Peaks der Korrelationsmatrix, gelangt man zu der Darstellung in Abbildung 3.7. Im Vergleich zur Abbildung 3.5 fällt auf, dass zum einen weniger Störpeaks vorhanden sind und zum anderen das Verhältnis von Verschiebungspeak zu Störpeaks günstiger ist.

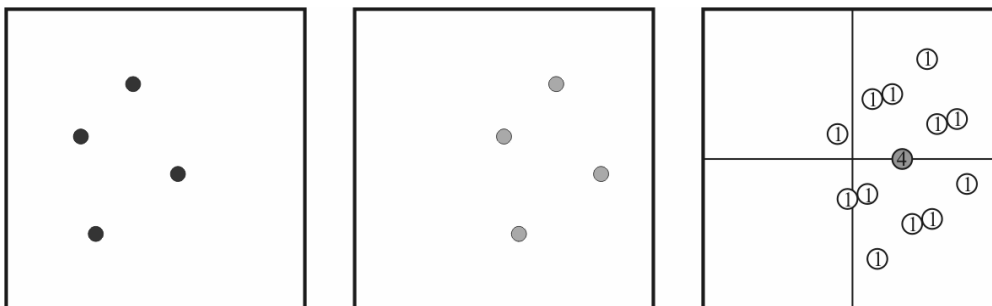


Abbildung 3.7: Beispielhafte Auswertefenster und schematische Darstellung der Korrelationsmatrix für die Kreuzkorrelation

Die Verwendung von einfach belichteten Doppelbildern und somit der Kreuzkorrelation hat folglich gegenüber der Autokorrelation die beiden Vorteile, zum einen richtungseindeutig zu sein und zum anderen weniger Störpeaks bei einem zusätzlich besseren Peakhöhenverhältnis zu erzeugen, weshalb dies Verfahren oft bevorzugt eingesetzt wird. Wie bereits erwähnt, sollte die Auswertung jedoch nicht losgelöst von der Bildaufnahme betrachtet werden. Bei den üblicher Weise verwendeten Kameras bzw. Digitalisierkarten, die in Kapitel 3.3.2.3 näher erläutert werden, ist es aber häufig der Fall, dass sowohl die Zeitdauer, in der ein Bild aufgenommen werden kann, nach unten begrenzt ist als auch nur eine gewisse Anzahl an Bildern direkt nacheinander aufgezeichnet werden kann. Diesbezüglich bieten doppelt belichtete Einzelbilder den Vorteil, die Informationen von 2 Partikelbeleuchtungen bei nur einer Bildaufnahmezeit zu beinhalten. Sollen wie im vorliegenden Fall z.T. instationäre Strömung zeitlich aufgelöst werden und ist zudem die grundsätzliche Richtung der Geschwindigkeit bekannt,

bekommt dieser Zeitvorteil der Doppeltbelichtung eine besondere Bedeutung. Aufgrund dieser generellen Überlegung und der Besonderheiten bei dem verwendeten Timing der Bildaufnahme von Doppelbildern, die in Kapitel 3.3.2.3 näher erläutert sind, wurden in dieser Arbeit zumeist doppelt belichtete Einzelbilder aufgezeichnet und nur vereinzelt, bei langsamen Strömungsgeschwindigkeiten im Couette-System, einfach belichtet Doppelbilder verwendet.

Generell ist es erforderlich, die zur Verfügung stehenden Parameter der Auswertung und Aufnahme so festzulegen, dass die Korrelation möglichst gute Ergebnisse liefert. Hierzu finden sich in der Literatur typische Beispiele, die eine deutliche Verschlechterung der Korrelationsergebnisse bei ungünstiger Parameterwahl aufzeigen, und einige Regeln zur praktischen Vorgehensweise bei Aufnahme und Auswertung. Einstellbare Parameter bei der Aufnahme sind hierbei die Beleuchtungsdauer, der Abstand zwischen 2 Beleuchtungen und die Lichtschnittbreite und bei der Auswertung die Seitenlänge des Auswertefensters.

Wie in den obigen Erläuterungen bereits deutlich wurde, sind die Ergebnisse der Korrelation umso schlechter je weniger Partikel im Auswertefenster vorhanden sind. Dieses Problem ist wegen der vermehrten Anzahl und der Höhe der Störpeaks bei Verwendung der Autokorrelation besonders von Bedeutung. Deshalb ist eine genügend große Partikelanzahl pro Auswertefenster sicherzustellen, wobei in der Literatur unterschiedliche Mindestanzahlen zu finden sind, die aber grundsätzlich im Bereich von 7 – 15 [Adr91, Gro02] Partikelabbildungen liegen. Wird diese unterschritten, sollte eine höhere Partikelkonzentration oder größere Auswertefenster gewählt werden. Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung der Ensemble-Korrelation, die in Kap. 3.3.2.2 erläutert wird.

Neben einer Mindestpartikelanzahl ist es wichtig, dass beide Beleuchtungen zu Partikelabbildungen in den jeweils zur Auswertung gewählten Auswertefenster führen. Ist dies nicht der Fall, kann zwischen ‚in plane loss of pairs‘ und ‚out of plane loss of pairs‘ unterschieden werden. Erstes tritt ein, wenn die Geschwindigkeit der Partikel in der Ebene des Lichtschnitts so groß ist, dass bei der zweiten Beleuchtung die Partikel den gewählten Auswertungsbereich verlassen haben und somit nicht mehr zum Korrelationspeak für die Berechnung der Verschiebung beitragen. Für eine genügende Ergebnisqualität sollten weniger als $\frac{1}{4}$ der Partikel das Auswertefenster auf diese Weise verlassen [Gro02] bzw. die Verschiebung im Fenster sollte $\frac{1}{4}$ der Kantenlänge nicht übersteigen [Adr91]. Um dies zu erreichen, kann entweder eine entsprechend große Kantenlänge oder eine kurze Zeitspanne zwischen den beiden Beleuchtungen gewählt werden. Eine zusätzliche Möglichkeit besteht in der Verwendung eines ‚window offsets‘ bei dem das zweite Auswertefenster gezielt in der Geschwindigkeitsrichtung gegenüber dem ersten verschoben gewählt wird. Beim ‚out of plane loss‘ verlassen Partikel den Bereich des Auswertefensters aufgrund ihrer Geschwindigkeit senkrecht zum Lichtschnitt. Dies sollte ebenfalls weniger als $\frac{1}{4}$ der Partikel betreffen [Gro02] bzw. sollte die Verschiebung senkrecht zum Lichtschnitt kleiner als $\frac{1}{4}$ der Lichtschnittbreite sein [Adr91]. Hilfreich ist hierbei eine entsprechend kurze Zeitspanne zwischen den Beleuchtungen. Die theoretische Möglichkeit, den Lichtschnitt zu verbreitern, sollte nicht verwendet werden, da dies zu weiteren Schwierigkeiten führt; so verfälscht z.B. eine aufgezeichnete Geschwindigkeit senkrecht zum Lichtschnitt die Ergebnisse deutlich. Als weitere technische Option kann ein Mehrlichtschnittverfahren angewendet werden, bei dem für die zweite Beleuchtung der Lichtschnitt in der Richtung der Geschwindigkeit senkrecht zum ersten Lichtschnitt versetzt wird. Allerdings ist dies im Messaufbau sehr aufwendig und auch nur für Strömungen anwendbar, bei denen diese Geschwindigkeitskomponente im untersuchten Bereich überall etwa gleich ausgeprägt ist. Neben den bisher erläuterten Aspekten, die die Höhe der Korrelationspeaks beeinflussen, sollte auch die Form der Peaks, die generell ähnlich der einer Gaußkurve ist, nicht beeinträchtigt sein. Einen starken Einfluss hat hierbei ein im Fenster vorliegender Geschwindigkeitsgradient bzw. allgemein Geschwindigkeitsunterschiede im Fenster. Deshalb sollte die Variation der Geschwindigkeit im Fenster nicht über 5 % der mittleren Geschwindigkeit liegen [Gro02] bzw. der Verschiebungsunterschied im Fenster aufgrund eines Gradienten nicht 5 % der Fensterausdehnung [Adr91] überschreiten. Diesbezüglich können wiederum ein entsprechend kurzer Zeitabstand zwischen den Beleuchtungen oder kleine Fensterausdehnungen Abhilfe schaffen. Weitere Störungen der Korrelationsergebnisse können durch Lichtreflexionen an unbewegten Objekten im Strömungsfeld auftreten, weshalb solche Reflexionen entweder durch einen optimierten Versuchsaufbau vermieden werden sollten oder zumindest im Nachhinein vor der Auswertung aus dem Bild zu entfernen sind.

Eine zusätzliche Anforderung an doppelt belichtete Einzelbildaufnahmen besteht darin, dass die Partikelabbildungen durch mindestens einen freien Durchmesser getrennt sein sollten, d.h. zwischen den Abbildungsschwerpunkten sollten mehr als zwei Abbildungsdurchmesser liegen. Ist dies nicht der

Fall, verschmilzt der Selbstabbildungspeak mit den Peaks zur Bestimmung der Verschiebung, bei denen die Position des Maximums dann nicht mehr fehlerfrei ermittelt werden kann.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass es eine Vielzahl von Anforderungen an die einzustellenden Parameter gibt, die sich z.T. widersprechen bzw. zu anderen negativen Auswirkungen führen. So führen z.B. größere Auswertefenster zu einer Verbesserung bezüglich des ‚in plane loss‘, aber neben einer verschlechterten Ortsauflösung zu größeren Fehlern beim Vorliegen von Geschwindigkeitsgradienten. Ein häufig geforderter kleiner Zeitabstand zwischen den Beleuchtungen ist entgegen gerichtet zur Forderung nach einer Mindestverschiebung bei der Doppelbelichtung und führt ferner dazu, dass, aufgrund der kleineren auftretenden absoluten Verschiebungen, Unterschiede in diesen zwischen verschiedenen Fenstern ebenfalls kleiner ausfallen und damit Geschwindigkeitsunterschiede schwieriger zu detektieren sind. In dieser Arbeit wurde deshalb bei der Auswahl der Parameter so vorgegangen, dass zunächst die zu erwartenden mittleren und maximalen Geschwindigkeiten abgeschätzt wurden und eine Fenstergröße gemäß einer angestrebten örtlichen Auflösung ausgewählt wurde. Hieraus wurde anhand der Regel für den ‚in plane loss‘ der Zeitabstand zwischen den Beleuchtungen ermittelt. Mit diesem Parametersatz wurden anschließend erste Versuche mit Wasser durchgeführt, wobei nach Überprüfung der Bildqualität und der Ergebnisqualität die Parameter entsprechend angepasst wurden.

Die eigentliche Berechnung der Korrelation erfolgt bei der digitalen Particle Image Velocimetry zumeist nicht direkt nach z.B. den Gleichungen 3.2 und 3.4, da diese Berechnungsweise aufgrund der vielen Rechenschritte sehr zeitintensiv ist. Stattdessen wird eine schnellere Berechnung mit einem Umweg über den Fourierraum verwendet, weil nach dem Kreuzkorrelations- bzw. Wiener-Khintchine-Theorem die jeweilige Korrelationsfunktion und das Leistungsdichtespektrum ein Fourier-Transformationspaar darstellen. Die sich daraus ergebende Vorgehensweise zur Bestimmung der Verschiebungen in den Auswertefenstern ist sowohl für die einfach als auch für die doppelt belichteten Bilder in Abbildung 3.8 dargestellt.

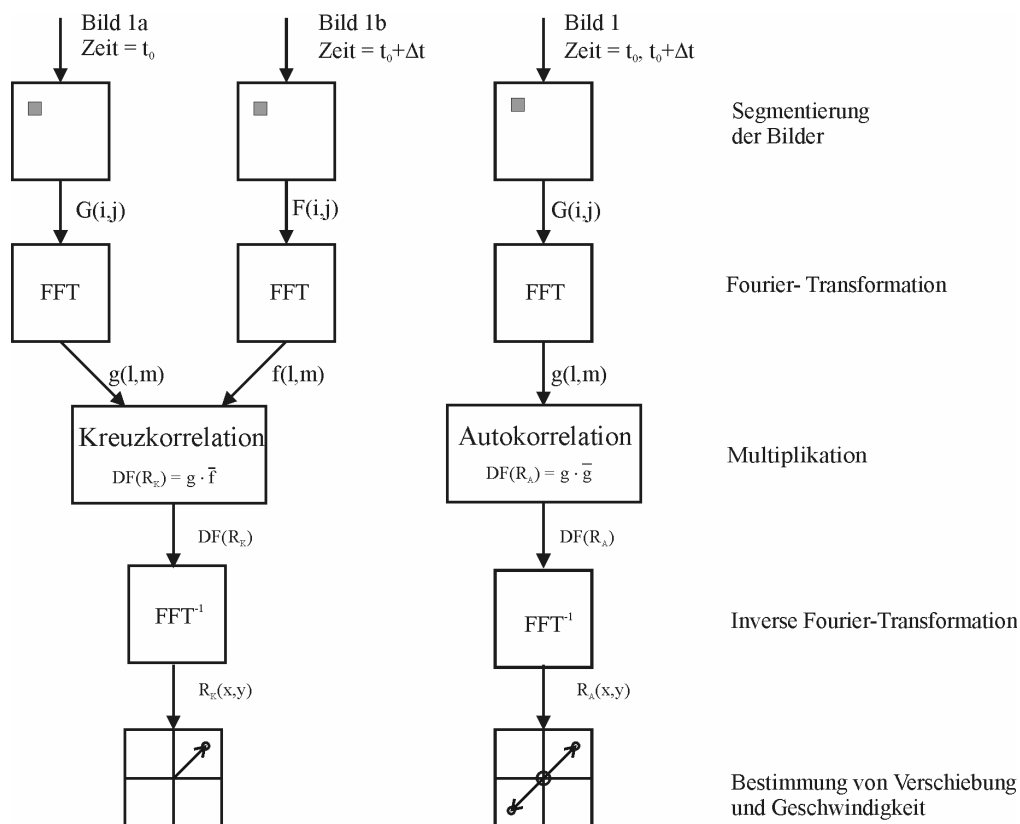


Abbildung 3.8: Übliches Vorgehen bei der Auswertung der digitalen Particle Image Velocimetry, *links:* für einfach belichtete Doppelbilder, *rechts:* für doppelt belichtete Einzelbilder

Nach der Unterteilung der Bilder in die einzelnen Auswertefenster erfolgt eine Fourier-Transformation der entsprechenden Grauwertmatrizen. Anschließend findet eine Multiplikation dieser Transformaten statt, wobei bei der Einfachbelichtung die transformierte Grauwertmatrix des Fensters im ersten Bild

mit der komplex-konjugierten, transformierten Grauwertmatrix des Fensters im zweiten Bild und bei der Doppelbelichtung die transformierte Matrix mit ihrer komplex-konjugierten multipliziert wird. Durch abschließende inverse Transformation ergibt sich die Korrelationsmatrix, woraus, wie oben beschrieben, die Verschiebung und damit die Geschwindigkeit bestimmt wird.

Diese Vorgehensweise ist gegenüber der direkten Berechnung der Korrelationen deutlich schneller, da weniger einzelne Rechenschritte notwendig sind. Allerdings bringt der Übergang zu einer Berechnung im Fourierraum auch einige Probleme und Fehlermöglichkeiten mit sich, die entsprechend berücksichtigt werden müssen. Da diese Zusammenhänge rein berechnungstechnische Natur sind, wird hierzu auf die Literatur z.B. [RWK98, Gro02] verwiesen.

3.3.2.2 Besonderheiten der verwendeten PIV-Software

Die in dieser Arbeit verwendete Auswertesoftware wurde im Rahmen der Promotionsarbeit von Grotta [Gro02] entwickelt und verfügt im Vergleich zur oben beschriebenen grundlegenden Auswertung über einige Besonderheiten, die, soweit sie für diese Arbeit von Bedeutung sind, im Folgenden erläutert werden.

Häufig ist es so, dass der Informationsgehalt einzelner Bilder nicht ausreicht, um für jedes Auswertefenster einen entsprechend gesicherten Verschiebungsvektor zu berechnen, da z.B. nicht immer genügend Partikelabbildungen vorliegen. Deshalb werden zumeist mehrere Bilder zur Berechnung eines Vektorfeldes unter der Annahme, dass sich während der Aufzeichnungszeit dieser die Geschwindigkeit nicht oder nur unwesentlich ändert, herangezogen. Dabei entspricht es der üblichen Vorgehensweise, die Verschiebungsvektoren für jedes Bild einzeln zu bestimmen und anschließend über alle erhaltenen Vektoren zu mitteln. Wird aufgrund von Störungen im Bild ein nicht der tatsächlichen Geschwindigkeit entsprechender Vektor berechnet, so geht dieser folglich in die Mittelung ein und stört das Ergebnis. Ferner ändert sich so nichts an der zu geringen Anzahl an Abbildungen, die für die Berechnung der einzelnen Verschiebungen vorliegt, sondern es wird schlicht über unsichere Daten gemittelt. Eine andere Möglichkeit bildet die Ensemble-Korrelation, bei der ebenfalls die Informationen mehrerer Bilder verwendet werden. Allerdings werden hier die Korrelationsmatrizen der einzelnen Bilder nach deren Berechnung aufaddiert, und dann erst wird der Verschiebungswert bestimmt. Dadurch wird der die Verschiebung darstellende Peak erhöht, wodurch das Verhältnis der Verschiebungspeaks zu den Störpeaks und zum Rauschen verbessert wird. Ferner führen Fehlinformationen lediglich zu Störpeaks, die aber nicht in die Berechnung der Geschwindigkeit eingehen. Mit anderen Worten bedeutet dies, dass die Anzahl an Abbildungen, die zur Berechnung der Verschiebungen verwendet wird, durch diese Methode erhöht wird, weshalb auch die Wahrscheinlichkeit dafür, dass die ermittelte Geschwindigkeit der tatsächlich vorliegenden entspricht, gesteigert wird. In dieser Arbeit wurde das Prinzip der Ensemble-Korrelation in zweifacher Weise angewendet. Zum einen zeitlich für nacheinander aufgenommene Bilder, zum anderen aber auch örtlich. Hierzu wird davon ausgegangen, dass die Strömung ausgebildet ist, solange keine zu starke zeitliche Änderung stattfindet und somit die Ensemble-Korrelation grundsätzlich anwendbar ist. Dementsprechend werden die Bilder in Hauptströmungsrichtung in 4 Teilbilder zur Berechnung der Ensemble-Korrelation aufgespalten. Durch ein solches Vorgehen kann die Anzahl an zeitlich aufeinander folgenden Bildern, die zur Berechnung einer gesicherten Korrelationsmatrix notwendig ist, gesenkt werden, womit sich wiederum die Zeitspanne verkürzt, über die die Strömung als gleichbleibend angenommen werden muss. Dies ist bei den hier zu erwartenden zumindest teilweise instationären Strömungsformen von besonderer Bedeutung.

Die Möglichkeit zur Verwendung von rechteckigen im Gegensatz zu den meist aus berechnungstechnischen Gründen lediglich möglichen quadratischen Auswertefenstern, die zusätzlich als Block im Bild verschoben werden können, ist eine weitere Besonderheit der Auswertesoftware. Hierdurch kann eine Anpassung der Auswertebereiche an die zu erwartende Strömung vorgenommen werden. Günstig sind dabei in Hauptströmungsrichtung ausgedehnte Rechtecke. Diese vermindern zum einen den ‚in plane loss of pairs‘, der im Wesentlichen in Hauptströmungsrichtung auftritt. Zum anderen kann eine höhere Auflösung in Gradientenrichtung erreicht werden, die zusätzlich den Einfluss der Gradienten auf die Korrelationsmatrizen vermindert.

Da die verwendete Software ursprünglich für Gas-Feststoff-Strömungen entwickelt wurde, verfügt sie über die Möglichkeit zu einer phasenetrennten Auswertung, bei der eine Maskierung jeweils einer Phase zur Berechnung der jeweils anderen stattfindet. Die Trennung der Phasen erfolgt anhand der Parameter Helligkeit und Partikelgröße, für die Grenzwerte vom Experimentator gemäß der Bildqualität vorgegeben werden. Zusätzlich werden die als disperse Phase ausgewählten Gebiete um einen

Rand mit festlegbarer Breite ergänzt. Dies ist für die Berechnung vorteilhaft, da die äußeren Bereiche z.B. von Partikeln zumeist Helligkeitswerte unter dem Grenzwert aufweisen, aber trotzdem diesen eindeutig zuzurechnen sind. Die Aufteilung der Bilder kann anschließend mit der Software optisch überprüft werden. Für detailliertere Ausführungen zur Berechnung sei auf [Gro02] verwiesen. Die Phasentrennung wurde in dieser Arbeit benutzt, um störende Reflexionen vor allem von den Wandungen der Couette-Anordnung für die Auswertung auszublenden. Reflexionen zeichnen sich hierbei auf den Bildern dadurch aus, dass sie besonders hell sind und große zusammenhängende Bereiche einnehmen, also die Eigenschaften der Feststoffpartikelabbildungen der zweiphasigen Strömung aufweisen. Folglich werden die Reflexionen als diskrete Phase maskiert und stören nicht die Berechnung der Verschiebungen, die formal für die kontinuierliche Phase ausgeführt wird.

Bestimmt man die Verschiebung wie in Kapitel 3.3.2.1 beschrieben, ergeben sich für diese aufgrund der diskreten Form der Korrelationsmatrix stets ganzzahlige Werte. Dies ist vergleichsweise ungenau, insbesondere bei nur geringen Geschwindigkeitsunterschieden zwischen den Auswertefenstern. Deshalb wird der Peak in der Regel in beiden Raumrichtungen durch eine Funktion angenähert, deren Maximum dann mit Subpixelgenauigkeit berechnet wird, siehe z.B. [WG91, Gro02]. Als Funktion wird hierzu häufig eine Gauß'sche Verteilungsdichtefunktion verwendet, wobei als Stützstellen das entsprechende Korrelationsmaximum und seine beiden Nachbarwerte eingehen. Damit der Peak eine entsprechende Form aufweist und das Verfahren somit angewendet werden kann, ist es erforderlich, dass die Partikel auf 2-3 Pixeln abgebildet werden. Dies ist aber im allgemein gegeben bzw. nötigenfalls durch leichte Dejustierung der Kamera einfach erfüllbar.

Abschließend ist zu erläutern, dass die verwendete Software über zwei integrierte Methoden der nachträglichen Datenvalidierung verfügt. Diese haben grundsätzlich die Aufgabe, Fehlvektoren aus dem Verschiebungsfeld zu eliminieren, wobei als richtig anzusehende Vektoren möglichst im Feld verbleiben sollen. Zum einen besteht die Möglichkeit zur Auswahl eines gültigen Verschiebungspeaks einen unteren Schwellenwert für das Höhenverhältnis vom höchsten Peak, unter Vernachlässigung des Selbstabbildungspeaks, zum zweithöchsten Peak anzugeben. Hierdurch werden Vektoren, die auf sich gegenüber dem Rauschen nicht deutlich genug abhebenden Peaks basieren, als Fehlvektoren entfernt. Bei der Verwendung üblicher Werte für das Verhältnis im Bereich zwischen 1,2 und 1,5 stellte sich in ersten Versuchen jedoch heraus, dass die Anzahl der Fehlvektoren kaum reduziert wurde, aber viele als richtig angesehene Vektoren in Wandnähe eliminiert wurden. Deshalb wurde diese Methode zur Datenvalidierung im Weiteren kaum bzw. nur mit Werten, die sehr nahe bei 1 lagen, verwendet. Zum anderen kann für beide Raumrichtungen ein Bereich von zugelassenen Verschiebungen in Pixeln angegeben werden. Diese Option wurde vor allem bei den Untersuchungen am Couette-System verwendet. Allerdings wurde der Bereich für die Verschiebungen sehr breit gewählt, da es vor allem bei den Tensidlösungen schwierig war, a priori Werte für die Verschiebung abzuschätzen. Auf eine nachträgliche nochmalige Anwendung dieser Validierungsmethode mit einem eingeschränkten Bereich für die Verschiebungen wurde in der Regel verzichtet, da die Anzahl an aussortierten Fehlvektoren den aufgrund der großen Datenmengen erforderlichen Rechenzeitaufwand nicht rechtfertigten. Eine weitere übliche Methode zur Validierung, die nicht in der Software verfügbar ist, besteht darin, Vektoren jeweils mit ihren Nachbarvektoren zu vergleichen und bei zu großen Unterschieden auszusortieren. Auch diese Methode ist für die hier durchgeführten Untersuchungen jedoch nicht geeignet, da zumindest bei einer Tensidlösung deutliche Sprünge in den Geschwindigkeitsprofilen auftreten. Grundsätzlich lässt sich folglich festhalten, dass die üblichen Methoden der automatischen Datenvalidierung bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nur sehr beschränkt angewendet werden konnten und deshalb auf ein interaktives Aussortieren der als falsch angesehenen Vektoren mit einem unter *matlab* erstellten Programm zurückgegriffen wurde. Der zeitliche Aufwand hierfür war nicht unverhältnismäßig groß, da bei guter Qualität der Bilder, die durch die entsprechend angepasste Aufnahme in der Regel sichergestellt war, auch die Qualität der Vektorfelder gut war.

3.3.2.3 Durchführung und Auswertung der Versuche

Die für einen PIV-Aufbau nötigen Elemente sind für beide Strömungssysteme nahezu identisch und lassen sich den zwei grundsätzlichen Gruppen Lichtschnitterzeugung, inklusive Tracerpartikeln, und Bildaufzeichnung zuordnen, die in Abbildung 3.9 exemplarisch für das Couette-System dargestellt sind.

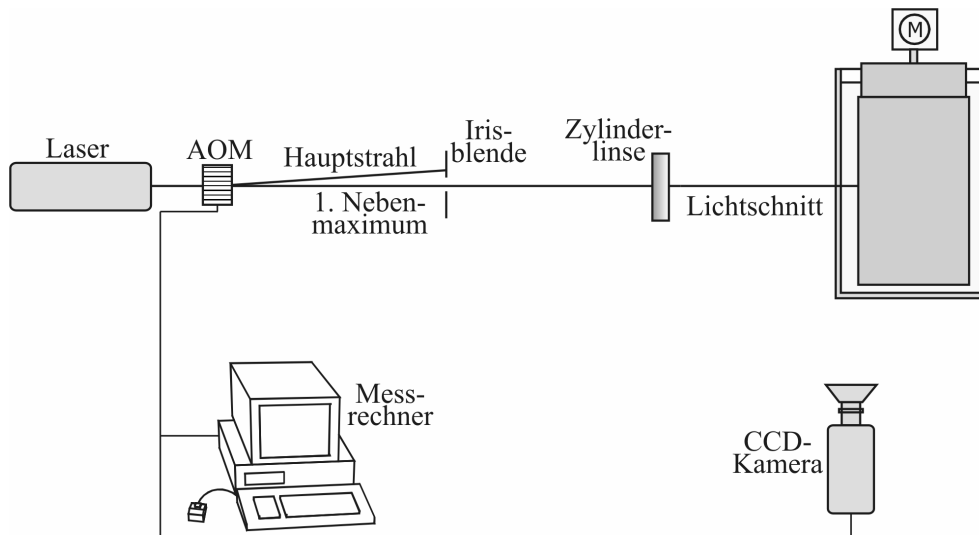


Abbildung 3.9: PIV-Versuchsaufbau am Couette-System

Für eine optimale Bildqualität muss der Lichtschnitt einige Anforderungen erfüllen, die zum Großteil denen bei der Lichtschnittvisualisierung entsprechen. Dies sind eine ausreichende Lichtintensität, die möglichst homogen über den Schnitt verteilt sein sollte, und eine geringe Breite des Schnittes. Darüber hinaus sollte die Breite aber deutlich größer als der Durchmesser der Tracerpartikel sein, wodurch eine gleichmäßige Beleuchtung dieser sichergestellt wird. Dies ist aber aufgrund der geringen Größe des verwendeten Tracers bei jedem Versuchsaufbau erfüllt. Dementsprechend kam bei der PIV zur Lichtschnitt-erzeugung dieselbe vorhandene Baugruppe wie bei der Lichtschnittvisualisierung bestehend aus Argon-Ionen-Laser, Zylinderlinse und Sammellinse zum Einsatz.

Zusätzlich ist es für PIV erforderlich, dass der Lichtschnitt gepulst wird. Dies kann grundsätzlich auch durch Verwendung eines Pulslasers erreicht werden, der aber nicht zur Verfügung stand und für die Aufgabenstellung nicht unbedingt erforderlich ist. Generell sollte für PIV die Lichtintensität der Pulse gleich und die Pulslänge und der Abstand zwischen den Pulsen möglichst in einem weiten Bereich frei einstellbar sein. Dies kann, bei Verwendung eines Dauerlasers, mit Hilfe eines teilweise abgeklebten rotierenden Polygonspiegels, einer rotierenden Lochscheibe oder Modulatoren, wie einer Pockels- oder einer Bragg-Zelle erreicht werden. Bei der Verwendung einer Zylinderlinse zur Lichtschnitt-erzeugung sind Modulatoren besonders geeignet, da sie bei sonst ähnlich guten Eigenschaften bezüglich der Pulsung insbesondere über komfortable Einstellmöglichkeiten verfügen. Folglich wurde eine vorhandene Bragg-Zelle, auch als akusto-optischer Modulator bezeichnet, mit im Strahlengang folgender Irisblende verwendet. Das Prinzip einer Bragg-Zelle besteht darin, dass durch das Aufbringen einer hochfrequenten Spannung an einem piezoelektrischen Transducer eine akustische Welle in einem Kristall erzeugt wird. Trifft der Laserstrahl auf den so veränderten Kristall, wird er u.a. gebeugt, wodurch hinter der Zelle zusätzlich zu dem durchgehenden Strahl Nebenmaxima zu beobachten sind. Durch Verkippen der Zelle gegen den einfallenden Strahl kann die Intensität der Nebenmaxima beeinflusst werden. Zur Erzeugung des Lichtschnitts wird das dementsprechend optimierte erste Nebenmaximum verwendet, wobei alle übrigen Strahlen mit der Irisblende geblockt werden. Der Nachteil einer solchen Zelle besteht darin, dass ein nicht unerheblicher Teil der Lichtintensität auf den Hauptstrahl und die weiteren Nebenmaxima entfällt und somit für die Lichtschnitt-erzeugung verloren geht. Dies ist jedoch aufgrund der Leistungsstärke des verwendeten Argon-Ionen-Lasers nur von untergeordneter Bedeutung.

Das gesamte System zur Lichtschnitt-erzeugung wurde so justiert, dass der Lichtschnitt horizontal vorlag, also in der jeweiligen Strömungsanordnung einen Schnitt in r - ϕ -Richtung beleuchtete. Die Einstellung der Pulslänge und der Abstände zwischen den Pulsen erfolgte mit speziell erstellten elektronischen Steuerungen, die Einstellmöglichkeiten von 0,01 (Doppeltbelichtung) bzw. 0,1 (Einfachbelichtung) bis 100 ms bieten, wobei diese Zeiten mit denen der Bildaufzeichnung zu synchronisieren sind, worauf weiter unten noch eingegangen wird.

Während es beim Couette-System ausreicht die Geschwindigkeiten nur an einer Umfangsposition zu vermessen, sind beim gekrümmten Kanal Messungen an unterschiedlichen Winkelpositionen erforderlich, da sich, wie in Kap. 2.2.2 beschrieben, das Geschwindigkeitsfeld mit der Position verändert.

Ausgewählt wurde deshalb je eine Messstelle im geraden Ein- und Auslaufbereich der Krümmung, bezeichnet als 0° und 180° , und weitere an den Bogenpositionen 45° , 90° und 135° . Um den Lichtschnitt an die gewünschte Position zu bringen, wurde der Messaufbau zur Lichtschnitterzeugung beim gekrümmten Kanal um eine Anordnung aus 2 Oberflächenspiegeln ergänzt. Der sich somit ergebende Versuchsaufbau für den gekrümmten Kanal ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt.

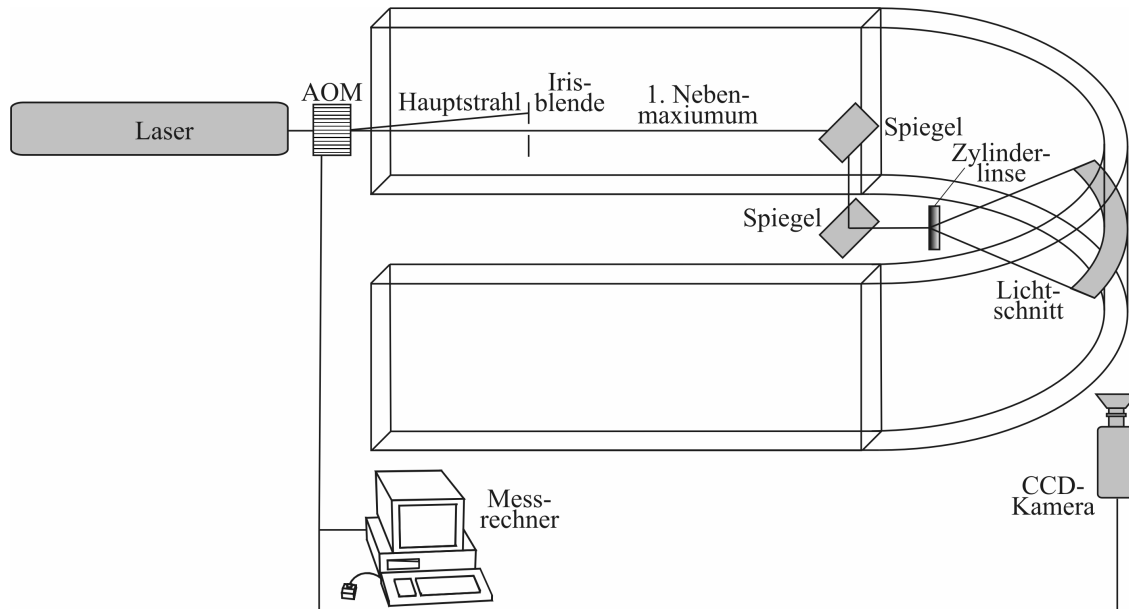


Abbildung 3.10: PIV-Versuchsaufbau am gekrümmten Kanal

Wie bei der Umgebungslichtvisualisierung ist die Auswahl eines geeigneten Tracers für PIV von besonderer Bedeutung, wobei hier die Anforderungen restriktiver sind, da mit PIV neben einem qualitativen Eindruck von der Strömung auch quantitative Informationen gewonnen werden sollen. Grundsätzlich ist es erforderlich, dass die Partikel zum einen der Strömung gut folgen und zum anderen zu hellen, gleichartigen Abbildungen führen.

Das Folgevermögen wird von der Partikelgröße und dem Dichteunterschied zwischen Fluid und Tracer bestimmt. Insbesondere bei der Untersuchung von Gasströmungen ist die Tracerauswahl dementsprechend schwierig. Vereinfacht kann jedoch angenommen werden, dass der Tracer bei Gasströmungen im Unterschallbereich der Strömung ausreichend folgt, wenn sein Durchmesser weniger als $1 \mu\text{m}$ beträgt [Bro99]. Demgegenüber nimmt die Streuleistung von Partikeln tendenziell mit dem Durchmesser zu. Ferner kommt es nur zur Streuung, wenn zwischen Tracer und umgebendem Medium ein Brechzahlunterschied besteht, der wiederum an den Dichteunterschied gekoppelt ist. Inwiefern gleichartige Abbildungen entstehen, ist durch die Partikelgrößenverteilung und die Partikelform bestimmt. Da bei unterschiedlich großen Partikeln, die größeren, die der Strömung entsprechend schlechter folgen, die PIV-Auswertung dominieren, sollte eine enge Größenverteilung vorliegen. Ist der Tracer, wie bei der Umgebungslichtvisualisierung gewünscht, plättchenförmig, richtet er sich im Strömungsfeld aus und es kommt je nach abgebildeter Ausrichtung zu unterschiedlichen Abbildungsformen, die ebenfalls die Auswertung stören. Folglich verfügen geeignete Partikel über etwa gleiche Längen ihrer Kanten, sind also würfel- oder kugelförmig.

Diesen Anforderungen entsprechend wurden als Tracer TiO_2 - und Al_2O_3 -Partikel ausgewählt. Das Titandioxid ist würfel- bzw. leicht stäbchenförmig mit Abmessungen im Bereich einiger Zehntel Mikrometer ($0,3 - 0,5 \mu\text{m}$) und wurde im Couette-System eingesetzt. Im gekrümmten Kanal, der gegenüber dem Couette-System eine größere Spaltweite besitzt und somit mittels eines kleineren Vergrößerungsmaßstabes abgebildet wurde, ist hauptsächlich Al_2O_3 verwendet worden, das bei Abmessungen, die kleiner als $5 \mu\text{m}$ sind, eine etwas ungleichmäßigere, im weitesten Sinne kugelartige Gestalt hat.

Bei der an Tracerpartikeln auftretenden elastischen Lichtstreuung unterscheidet man 3 Arten je nach Größenverhältnis der Partikel zur Lichtwellenlänge. Die Rayleigh-Streuung, bei der nach einer Anregung von Elektronen in Molekülen Licht mit der Wellenlänge des einfallenden Lichtes emittiert wird, tritt auf, wenn die Partikel deutlich kleiner als die Lichtwellenlänge sind. Sie ist für PIV folglich nur von untergeordneter Bedeutung. Sind die Partikel sehr viel größer als die Wellenlänge, sind die

Gesetzmäßigkeiten der geometrischen Optik anzuwenden. Im für PIV relevanten Zwischenbereich, also bei Partikelgrößen zwischen ca. 0,5 und 10 μm , die etwa der Lichtwellenlänge entsprechen bzw. nur etwas größer sind, tritt Mie-Streuung auf. Neben dem Brechzahlunterschied und der Partikelgröße ist die Streuintensität in diesem Bereich von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes und dem Streuwinkel abhängig, wodurch es zur Ausbildung von exemplarisch in Abbildung 3.11 dargestellten Streukeulen kommt. Obwohl die höchste Lichtintensität hier in Vorwärtsrichtung auftritt, findet die Aufnahme mittels PIV generell unter einem Winkel von 90° statt, da die verwendeten Kameras zumeist eine sehr begrenzte Tiefenschärfe haben und das Bild unter diesem Winkel verzerrungsfrei ist.

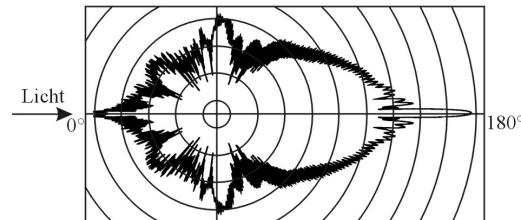


Abbildung 3.11: Mie-Streuung an einer 10 μm Glaskugel in Wasser bei einer Lichtwellenlänge von 532 nm nach [RWK98]

Die Abbildungsgröße von sehr kleinem Tracer ergibt sich in der Regel nicht direkt aus der Partikelgröße, d_p , und der Vergrößerung, M . Dies liegt daran, dass eine punktförmige Lichtquelle auch bei idealer Abbildung nicht als Punkt abgebildet wird, sondern als Fraunhofer'sches Beugungsmuster, das auch als Airy-Scheibe bezeichnet und durch die Airy-Funktion beschrieben wird [RWK98]. Hieraus ergibt sich mit der Blendenzahl, $f_\#$, und der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, λ , eine minimale Abbildungsgröße von:

$$d_{\min} = 2,44 \cdot f_\# \cdot (M + 1) \cdot \lambda . \quad (\text{Gl. 3.6})$$

Der Durchmesser einer Abbildung beliebiger Partikel, d_I , lässt sich hierauf aufbauend berechnen zu:

$$d_I = \sqrt{(M^2 \cdot d_p^2) + d_{\min}^2} . \quad (\text{Gl. 3.7})$$

Diese Vergrößerung der Partikelabbildungen, die bei dem in dieser Arbeit verwendeten Aufbau hauptsächlich bei einer Tracerung mit TiO_2 von Bedeutung war, ist grundsätzlich vorteilhaft für die Durchführung von PIV-Messungen, da hierdurch auch bei der Verwendung von sehr kleinen Tracerpartikeln und einer nur mäßigen Vergrößerung genügend große Abbildungen erzielt werden können.

Die in dieser Arbeit eingesetzten Elemente der Bildaufnahme bestanden aus einer CCD-Kamera und einem Messrechner mit Frame Grabber Karte. Hierbei ist die Kamera an den zu vermessenden Winkelposition jeweils unterhalb der Strömungssysteme in einem Winkel von 90° zum Lichtschnitt angebracht worden, wie in Abbildung 3.9 und Abbildung 3.10 dargestellt. Die Verwendung einer CCD-Kamera ist, trotz der verringerten Auflösung im Vergleich zur fotografischen Aufzeichnung, bei der rein rechnergestützten Auswertung von Vorteil, da direkt digitale Bilder erzeugt werden und weder eine zeitintensive Filmentwicklung noch eine Digitalisierung von Fotos erfolgen muss. Der Sensor einer solchen Kamera setzt sich aus einem Array einzelner Halbleiter-Bildelemente, sogenannter Pixel, zusammen. Treffen Photonen auf eines dieser Elemente, werden Elektronen freigesetzt, die zunächst im Element gespeichert und später ausgelesen werden. Grundsätzlich ist zu beachten, dass in jedem Pixel nur eine maximale Menge an Elektronen gespeichert werden kann, es ansonsten überbelichtet wird und dadurch umliegende Zellen beeinflusst werden können. Zusätzlich können aufgrund von Temperatureffekten Elektronen in den Zellen erzeugt werden, die unabhängig von der Belichtung sind und zu einem Hintergrundrauschen auf den Bildern führen. Das Auslesen der Pixel erfolgt prinzipiell so, dass die Ladungen in Spannungswerte überführt, mit einem AD-Wandler in diskrete Zahlenwerte umgewandelt und mittels einer Frame Grabber Karte, mit der ebenfalls die Steuerung der Kamera erfolgt, an einen Messrechner übergeben werden, auf dem das Abspeichern als Bildmatrix stattfindet. Wie das Auslesen konkret erfolgt, ist vom Kameratyp abhängig, der auch

bestimmt, wie der Gesamtsensor aufgebaut ist und wie viel Prozent der Fläche photosensitiv ist. Zu näheren Ausführungen hierzu sei auf Spezialliteratur z.B. [RWK98, Gro02] verwiesen.

Im Versuchsaufbau wurde als Kamera die Dalsa CA-D4 verwendet, mit der bis zu 40 Vollbilder pro Sekunde bei einer Datentiefe von 8 bit, d.h. mit 256 Graustufen, aufgezeichnet werden können. Sie hat einen Frame-Transfer-CCD-Sensor, bestehend aus 1024×1024 Pixeln mit je einer Größe von $12 \times 12 \mu\text{m}$. Zur möglichst bildfüllenden Darstellung der Spalte wurde ein 75 mm-Objektiv mit einer maximalen Lichtstärke von 1:1,4 und ein Zwischenring verwendet, der bei den Untersuchungen am Couette-System eine Höhe von 30 mm und beim gekrümmten Kanal eine von ca. 23 mm hatte. Hierdurch konnte ein Abbildungsmaßstab beim Couette-System von ca. 35 Pixel/mm und beim gekrümmten Kanal von ca. 25 Pixel/mm erreicht werden. Der Frame Graber, eine PC-Karte vom Typ IC-PCI der Firma ITI Imaging Technology Incorporated, verfügt über das Aufnahmemodul AM-DIG-16D mit einem integrierten Speicher von 2 MByte. Ferner ist zu beachten, dass die Übertragung der Bilddaten in den Arbeitsspeicher des Messrechners, ein PC mit AMD-K6.2/400 Prozessor und 256 bzw. 320 MByte Arbeitsspeicher, mit maximal 20 MHz erfolgen kann.

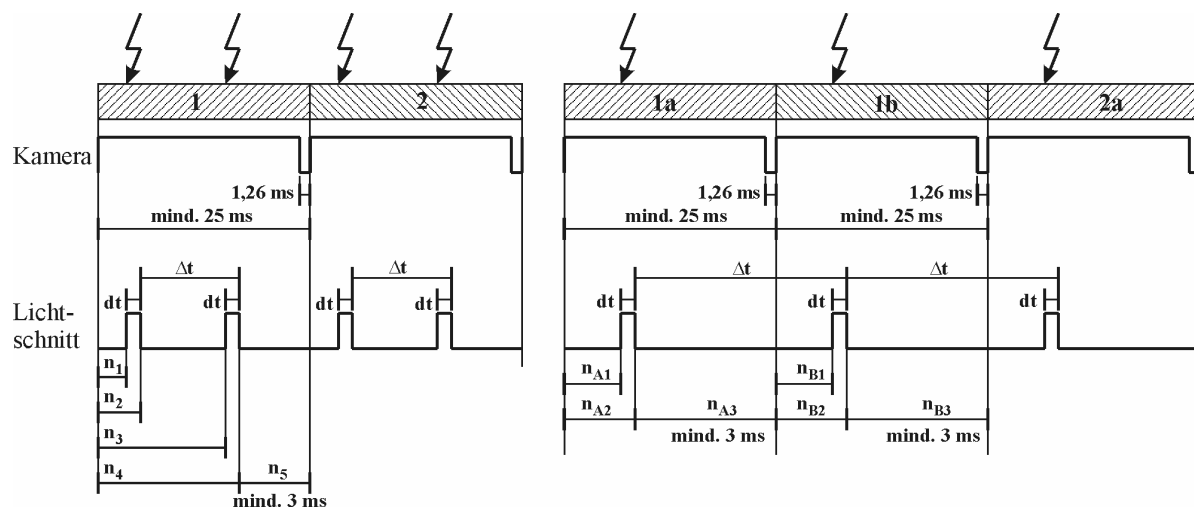


Abbildung 3.12: Timing-Schema, links: Doppelbelichtung, rechts: Einfachbelichtung

Wie bereits bei der Erläuterung der Elemente zur Lichtschnittzeugung erwähnt, ist die Synchronisierung der Beleuchtung durch den Lichtschnitt mit den Bildaufzeichnungszeiten der Kamera von besonderer Bedeutung. Abbildung 3.12 zeigt hierzu die verwendeten Timing-Schemata für die Doppelt- und Einfachbeleuchtung, wobei in der oberen Zeile das grundsätzliche Vorgehen bei den beiden Beleuchtungsverfahren dargestellt ist. Die minimale Dauer der Bildaufnahme ergibt sich aus der vorgegebenen maximalen Aufzeichnungsfrequenz zu 25 ms, die eine Zeit zum Reset der Kamera von etwa 1,26 ms beinhalten. Die wichtigen Zeitparameter bezüglich der Beleuchtung sind die Lichtpulslänge, dt , und der zur Bestimmung der Geschwindigkeit zu berücksichtigende Abstand zwischen den beiden Pulsen, Δt .

Bei der Doppelbelichtung werden Serien von Einzelbildern aufgenommen, auf denen je 2 Beleuchtungen festgehalten werden. Die Einstellung der entsprechenden Zeiten für die Beleuchtung erfolgte mit Hilfe von 5 Zeitelementen, n_1 - n_5 , einer bereits erwähnten elektronischen Schaltung, wobei folgende Bedingungen erfüllt werden mussten:

- | | |
|---------------------------|-----------------------------|
| 1) minimale Bilddauer | $n_4 + n_5 > 25 \text{ ms}$ |
| 2) gleiche Pulslänge | $n_2 - n_1 = n_4 - n_3$ |
| 3) Reset der Zeitelemente | $n_5 > 3 \text{ ms}$ |

Bei der Einfachbelichtung werden Bildserien mit je einer Beleuchtung pro Bild aufgenommen. Die verwendete elektronische Schaltung verfügt für diesen Fall über 6 Zeitelemente, n_{A1} - n_{A3} und n_{B1} - n_{B3} , mit denen die entsprechenden Zeiten eines Doppelbildes, also zweier Einzelbilder, eingestellt werden können.

Die bei der Aufzeichnung jeweils gleich langer Bilder zu beachtenden Bedingungen waren hier:

- | | |
|---------------------------|---|
| 1) minimale Bilddauer | $n_{A2} + n_{A3} = n_{B2} + n_{B3} > 25 \text{ ms}$ |
| 2) gleiche Pulslänge | $n_{A2} - n_{A1} = n_{B2} - n_{B1}$ |
| 3) Reset der Zeitelemente | $n_{A3}, n_{B3} > 3 \text{ ms}$ |
| 4) gleicher Pulsabstand | $n_{A3} + n_{B2} = n_{B3} + n_{A2}$ |

Die vierte Bedingung ist darauf zurückzuführen, dass zur Verminderung des in Kap. 3.3.2.1 beschriebenen Zeitnachteils bei der Einfachbelichtungen die Auswertung nicht nur für zusammengehörende Bildpaare, z.B. 1a und 1b, erfolgt, sondern für alle jeweils aufeinander folgenden Paare, d.h. auch für z.B. 1b und 2a. Dies führt dazu, dass die Aufnahmezeiten für eine bestimmte Menge von Vektorfeldern bei der Einfach- und der Doppelbelichtung nahezu identisch werden. Allerdings bedeutet dies ebenfalls, dass die ausgewählten Zeiten für das A-Bild denen des B-Bildes entsprechen müssen und der minimale Pulsabstand 25 ms beträgt. Folglich eignet sich die Einfachbelichtung hier nur bei sehr langsamen Geschwindigkeiten und, wie in Kap. 3.3.2.1 beschrieben, wurden somit die meisten Bildaufnahmen als Doppelbelichtungen ausgeführt.

Grundsätzlich zeigte sich bei Vorversuchen, dass für die Pulslänge, dt, Werte zwischen 2 und 4 ms zu Bildern guter Qualität führen. Zur Bestimmung eines geeigneten Pulsabstandes wurde, wie in Kap. 3.3.2.1 beschrieben, die Bedingung für den ‚in plane loss of pairs‘, ergänzt um Vorversuche in Wasser, verwendet.

Zur Untersuchung der Geschwindigkeitsfelder wurden für die beiden Strömungsgeometrien größtenteils dieselben Werte für die Drehzahlen des Innenzylinders bzw. für die Pumpendrehzahl wie bei der Lichtschnittvisualisierung verwendet, siehe Tabelle 3.4. Dabei wurden zu jedem Messzeitpunkt Serien mit 200 direkt aufeinander folgenden Bildern und einer Auflösung von 512 x 1024 Pixeln aufgezeichnet. Hierdurch konnte einerseits eine ausreichende zeitliche und örtliche Auflösung sichergestellt werden. Andererseits wurde die Datenmenge so klein gehalten, dass selbst bei der üblichen Aufzeichnung von 200 Doppelbildern der vorhandene Arbeitsspeicher deutlich ausreichte, um die Bilder dort zwischenspeichern. Wie viele Serien jeweils aufgezeichnet wurden, war abhängig von der erwarteten bzw. aus vorherigen Versuchen bekannten vorliegenden Strömungsform. War sie deutlich zeitabhängig, wurden im Abstand von einigen Minuten mehrere Serien aufgezeichnet, um die Ergebnisse bezüglich einer schnellen zeitlichen Änderung bestätigen bzw. langsamere Veränderungen aufdecken zu können. Lag demgegenüber eine deutliche Abhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes von der Höhenposition im Spalt, wie z.B. bei Taylorwirbeln, vor, erfolgten Serienaufnahmen an 11 Höhen, zwischen denen jeweils ein Abstand von 2 mm bestand. Um die entsprechende Ebene zu beleuchten, kann das Couette-System mit Hilfe einer elektronischen Steuerung in der Höhe verfahren werden. Beim gekrümmten Kanal ist demgegenüber der Lichtschnitt, wiederum unter Verwendung einer Steuerung, in der Höhe verstellbar, indem der untere Spiegel zur Umlenkung des Laserstrahls, siehe Abbildung 3.10, vertikal verschoben wird.

Die Auswertung kann in 3 Schritte gegliedert werden. Zunächst fand eine Vorbereitung der Bilder für die Auswertung mit der PIV-Software statt, worauf die Berechnung der Verschiebungsfelder mit dieser folgte. Anschließend wurden die Daten nach der bereits in Kap. 3.3.2.2 beschriebenen Datenvalidierung mittels unter *matlab* erstellter Routinen weiter analysiert, um aggregierte Kennzahlen zur Charakterisierung der Strömungsformen ableiten zu können.

Im ersten Schritt wurde zur Verkleinerung der Datenmenge aus den Bildern der Bereich des Spaltes ausgeschnitten. Hierbei erfolgte bei einem gekrümmten Spalt, also im Couette-System und im Bogenbereich des Kanals, eine Umrechnung der Bilddaten auf rechtwinklige Koordinaten, da in der PIV-Software rechtwinklige Auswertefenster verwendet werden. Zur späteren Untersuchung einer zeitlichen Veränderung während der Aufnahmezeit einer Serie wurden die 200 Bilder, wie in Tabelle 3.5 dargestellt, auf Gruppen verteilt. Ferner wurde jedes Bild zusätzlich in 4 Teilbilder aufgespalten, um wie in Kap. 3.3.2.2 beschrieben die Ensemble-Korrelation sowohl zeitlich als auch räumlich für jede Gruppe anwenden zu können.

Anzahl der Gruppen	1	2	4	8^C	10^K	20
Bilder pro Gruppe	200	100	50	25^C	20^K	10

Tabelle 3.5: Aufteilung der 200 Bilder in Gruppen; ^C: nur im Couette-System, ^K: nur im Kanal

Im Anschluss an die Auswertung mittels der PIV-Software und die Datenvalidierung wurden als erstes aus den Verschiebungsfeldern mit dem Pulsabstand und dem Vergrößerungsmaßstab die Geschwindigkeiten mit jeweils Tangential- und Radialkomponente berechnet. Durch eine Mittelung in Hauptströmungsrichtung über alle erhaltenen Vektoren wurden daraus die Geschwindigkeitsprofile der Tangential- und Radialgeschwindigkeit im Spalt bestimmt. Diese wurden für alle Gruppen einer Serie und bei Aufnahmen an unterschiedlichen Höhen zusätzlich für ausgewählte Gruppen an allen Höhenpositionen über der normierten Spaltbreite aufgetragen. Hierdurch ist es möglich einen Eindruck davon zu erhalten, ob bzw. in wie weit eine Zeit- und/oder Höhenabhängigkeit der Geschwindigkeiten vorliegt.

Für detailliertere Auswertungen wurden zur Erzielung einer möglichst großen zeitlichen Auflösung beim Couette-System die Ergebnisse der Gruppen mit 10 Bildern und beim gekrümmten Kanal die der 20er Gruppen näher betrachtet, da beginnend mit diesen die Ensemble-Korrelation Verschiebungsfelder mit ausreichender Qualität lieferte. Aus den Profilen dieser Gruppen wurde der Extremwert der Radialgeschwindigkeit, als Maß für die Ausprägung etwaiger Wirbel, und bei Messungen am gekrümmten Kanal zusätzlich der Maximalwert der Tangentialgeschwindigkeit ermittelt. Anhand einer Auftragung dieser Werte für die jeweils aufgenommenen Serien über einer dimensionslosen Zeit, die hier der Nummer der Gruppe entsprach, ließ sich dann sicher entscheiden, welche Strömungsform vorlag. Bestärkt wurden diese Erkenntnisse durch eine Auftragung der zeitlichen Mittelwerte der Extremgeschwindigkeiten inklusive ihrer Schwankungsbreiten gegen die Seriennummer bzw. Höhenposition. Lag diesen Ergebnissen zufolge eine den stationären oder instationären Wirbeln ähnliche Veränderung der Geschwindigkeiten vor, wurden die jeweiligen Verläufe durch eine Sinus-Funktion angenähert, wodurch die Frequenz der zeitlichen Veränderung bzw. die Wirbelhöhe bestimmt werden konnte. Für einen Vergleich der einzelnen Strömungsformen der unterschiedlichen Flüssigkeiten eigneten sich insbesondere die Extremwerte der Radialgeschwindigkeit der Einzelserien, die beim Couette-System in Abhängigkeit von der Drehzahl des Innenzylinders und beim gekrümmten Kanal in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition dargestellt werden können.

Zusätzlich wurden die Tangentialgeschwindigkeitsprofile der ausgewählten Gruppen beim gekrümmten Kanal durch ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil mit dem Druckverlust als freiem Parameter angenähert. Der daraufhin berechnete Mittelwert aus den Beträgen der Differenzen zwischen den gemessenen und angenäherten Werten der Geschwindigkeitsprofile ist ein Maß für die Entsprechung der beiden Kurven. Er beschreibt folglich, wie ähnlich der Geschwindigkeitsverlauf dem einer laminaren Wasserströmung in einem geraden Kanal ist, und stellt für den gekrümmten Kanal neben den Extremwerten der Radialgeschwindigkeit eine Kenngröße zum Vergleich der unterschiedlichen Strömungsmuster dar.

Eine abschließende Gegenüberstellung der Ergebnisse für alle Geschwindigkeiten und Versuchsflüssigkeiten lieferte schließlich die Bereiche der entsprechend charakterisierten Strömungsformen.

4 Messergebnisse

4.1 Ergebnisse für die Searle-Geometrie

4.1.1 Versuchsflüssigkeit: Wasser

Anhand der Ergebnisse der Versuche mit Wasser soll zum einen gezeigt werden, dass die aufgebauten Messmethoden Ergebnisse guter Qualität liefern. Zum anderen sollen sie als newtonsche Vergleichsdaten für die Strömungen der beiden Tensidlösungen dienen.

4.1.1.1 Visualisierungsergebnisse

Mit der Umgebungslichtvisualisierung lässt sich die erwartete und in Kap. 2.2.1.1 beschriebene Sequenz von Strömungszuständen, bestehend aus Couette-Strömung, Taylorwirbeln, Schwingenden Wirbeln und Höheren Instabilitäten, mit den entsprechenden Charakteristika, wie in Abbildung 4.1 und Tabelle 4.1 dargestellt, finden.

Strömungsform	Couette-Strömung	Taylorwirbel	Schwingende Wirbel	Höhere Instabilitäten
Drehzahl [U/min]	bis 3	ab 5	ab 44	ab 60

Tabelle 4.1: Strömungsformen für Wasser mittels Umgebungslichtvisualisierung

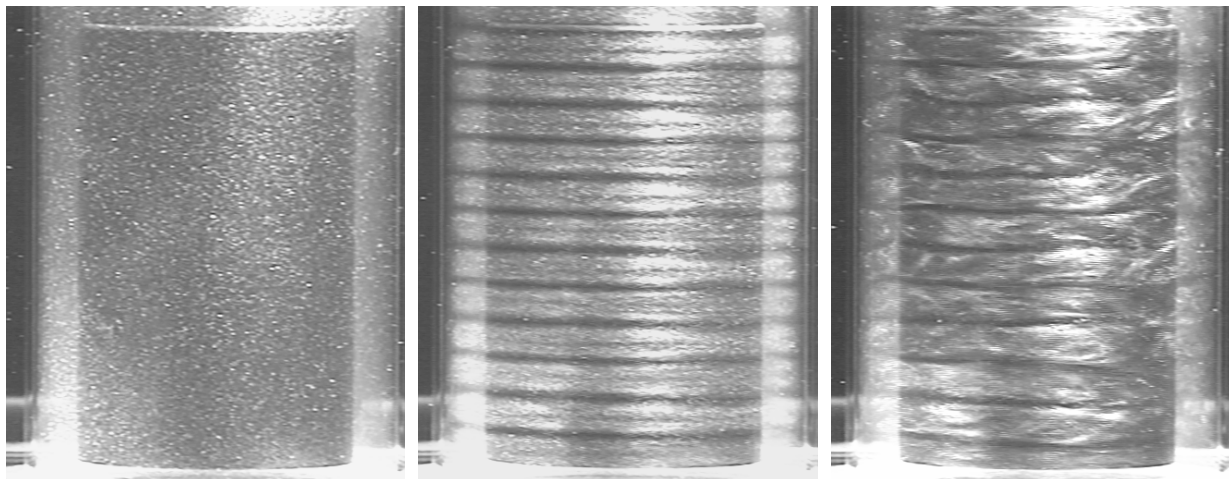


Abbildung 4.1: Exemplarische Strömungsmuster für Wasser in der Umgebungslichtvisualisierung; links: Couette-Strömung bei 2 U/min, Mitte: Taylorwirbel bei 20 U/min, rechts: Höhere Instabilität bei 80 U/min

Bis ca. 3 U/min zeigt sich keine Veränderung der Strukturierung im Vergleich zu Bildern bei Stillstand des Innenzylinders und alle Partikel scheinen gleich ausgerichtet zu sein. Folglich liegt eine einfache Schichtenströmung, die Couette-Strömung, vor. Ab 5 U/min entwickelt sich von beiden Enden des Zylindersystems zur Mitte eine Strukturierung aus glatten, sich weder in Umfangsrichtung noch mit der Zeit verändernden Streifen. Dies ist typisch für Taylorwirbel und mit zunehmender Drehzahl immer deutlicher zu erkennen, da mit zunehmender Zentrifugalkraft auch die Zirkulation in den Wirbeln ansteigt und eine stärkere Ausrichtung der Partikel stattfindet. Ein Ausmessen der Streifen liefert eine Wirbelhöhe, die, wie zu erwarten, etwa der Spaltbreite entspricht. Eine zeitliche Veränderung des Wirbelmusters ist ab etwa 44 U/min zu beobachten. Wie bereits in Kap. 2.2.1.1 beschrieben, treten bei breiten Spalten Schwingende Wirbel auch mit einer anderen Gestalt als bei schmalen Spalten auf. Hier liegt eine Strömungsform mit nur einer Azimutalwelle vor. Allerdings schwingen die Wirbel nicht als ganzes, sondern ändern periodisch ihre Breite, während bei den Randwirbeln die entsprechenden Bewegungen durch Endeffekte gestört sind. Insgesamt lassen sich die zeitlichen Veränderungen nur schwer feststellen und sind zu schwach, um sie als Einzelbild darstellen zu können. Ab ca. 60 U/min werden die Grenzflächen zwischen den Wirbeln in ungeordneter Weise wellig und Störungen in den Wirbeln selbst sind zu beobachten, wie es auch in Abbildung 4.1 rechts zu erkennen ist.

Mit weiter zunehmender Drehzahl werden die Störungen, die die hier vorliegenden Höheren Instabilitäten kennzeichnen, immer stärker, wobei ab ca. 120 U/min die Grenzflächen zwischen den Wirbeln wieder etwas glatter erscheinen. Ab ca. 160 U/min ist schließlich für das Auge kein einheitliches Strömungsmuster mehr zu erkennen.

Gemäß diesen Ergebnissen sind Geschwindigkeiten aus den unterschiedlichen Bereichen für die Experimente mit den weiteren Messmethoden ausgewählt worden, siehe Tabelle 3.4, wobei der Schwerpunkt der Versuche, auch aufgrund der ungeordneteren Bewegungen vor allem bei den Höheren Instabilitäten, bei niedrigeren Geschwindigkeiten bis ca. 40 U/min lag.

Mit der Lichtschnittvisualisierung ergeben sich für Wasser erwartungsgemäß keinerlei Erkenntnisse. Da sich hier keine Strukturen bilden und sich somit keine Brechzahlunterschiede einstellen, bleibt das Bild ohne die Verwendung von Tracer für alle Drehzahlen gleichmäßig dunkel.

4.1.1.2 PIV-Ergebnisse

Wie schon in der Umgebungslichtvisualisierung lassen sich mittels PIV 4 unterschiedliche Strömungsformen mit der in Tabelle 4.2 gezeigten Abhängigkeit von der Drehzahl des Innenzylinders feststellen. Grundsätzlich liegt mit steigender Rotationsgeschwindigkeit, wie in Kap. 2.2.1.1 beschrieben, zunächst eine Couette-Strömung vor; darauf Taylorwirbel, die bei weiterer Erhöhung der Geschwindigkeit Schwingungen ausführen. Abschließend ist eine Strömungsform zu beobachten, bei der eine ungleichmäßige zeitliche Veränderung erfolgt und die deshalb den Höheren Instabilitäten zugeordnet wird. Die im Vergleich zur Umgebungslichtvisualisierung veränderten Drehzahlgrenzwerte für die unterschiedlichen Strömungsformen sind für die Taylorwirbel auf eine veränderte Drehzahlschrittweite bei den Versuchen zurückzuführen. Bei den Schwingenden Wirbeln, die mit der Umgebungslichtvisualisierung etwas schwieriger festzustellen sind, ist demgegenüber die Verminderung der Übergangsdrehzahl mit der erhöhten Empfindlichkeit von PIV gegenüber dem Auftreten von zeitlichen Veränderungen zu begründen.

Strömungsform	Couette-Strömung	Taylorwirbel	Schwingende Wirbel	Höhere Instabilitäten
Drehzahl [U/min]	bis 3	ab 4	ab 30	ab 60

Tabelle 4.2: Strömungsformen für Wasser mittels PIV

Eine Gegenüberstellung von mittels PIV gemessenen und aus der Literatur entnommenen Daten für den Übergang zu den einzelnen Strömungsformen liefert Tabelle 4.3. Zur besseren Vergleichbarkeit sind für den kritischen Wert der Taylorwirbel die angegebenen Taylor- bzw. Reynoldszahlen gemäß der jeweilig verwendeten Definition in die Drehzahl umgerechnet worden. In Anlehnung an die Literaturangaben werden für die übrigen Bereiche die Verhältnisse zwischen Übergangswert und kritischem Wert der Taylorwirbel dargestellt.

Taylorwirbel		Schwingende Wirbel		Höhere Instabilitäten	
Quelle	n_{krit} [U/min]	Quelle	n/n_{krit} [-]	Quelle	n/n_{krit} [-]
gemessen $\eta = 0,76$	4	gemessen $\eta = 0,76$	7,5	gemessen $\eta = 0,76$	15
nach (Gl. 2.4) [Kir61]	3,9	gemäß [DS85] $\eta = 0,95$	1,05 – 1,1	gemäß [DS85] $\eta = 0,875$	12
gemäß [DS85] $\eta = 0,75$	3,9	gemäß [DS85] $\eta = 0,5$	10	gemäß [Kos93] $\eta = 0,896$	10
gemäß [CSB04] $\eta = 0,75$	3,8	gemäß [CSB04] $\eta = 0,75$	> 5		
gemäß [SMC99] $\eta = 0,627$	4,3	gemäß [DS85] $\eta = 0,636$	13		

Tabelle 4.3: Übergangswerte für die unterschiedlichen Strömungsformen

Der ermittelte Wert für die Stabilitätsgrenze der Couette-Strömung stimmt mit den Literaturwerten, die alle für einen ähnlich breiten Spalt bestimmt wurden, sehr gut überein und entspricht nach der Definition in (Gl. 2.3) einer kritischen Taylorzahl von 2212. Grundsätzlich kann jedoch nicht abschließend geklärt werden, ob bei 4 U/min, wie angenommen, wirklich erste Taylorwirbel vorhanden sind oder nur sehr gleichmäßige ‚Geisterwirbel‘ vorliegen. Wäre letzteres der Fall, müsste die kritische Drehzahl leicht erhöht werden, wodurch die nachfolgenden Übergangswerte entsprechend geringer ausfielen. Bei den Schwingenden Wirbeln liegt der bestimmte Wert ebenfalls in dem aus den Literaturdaten zu entnehmenden Bereich, wobei der Vergleich aufgrund der starken Abhängigkeit vom Radienverhältnis und den nicht so häufig dokumentierten Grenzwerten erschwert wird. Lediglich bei den Höheren Instabilitäten ist der gemessene Wert gegenüber den in der Literatur zu findenden leicht erhöht, allerdings basieren die Literaturdaten auf anderen Radienverhältnissen, weshalb auch hier noch von einer guten Übereinstimmung ausgegangen werden kann.

Grundsätzlich entsprechen die gemessenen Übergangswerte für alle Strömungsformen recht gut den in der Literatur angegebenen, wodurch die Qualität des aufgebauten Systems deutlich wird. Im Folgenden werden die einzelnen Strömungsformen mittels ausgewählter Geschwindigkeitsprofile näher charakterisiert.

Bei der Couette-Strömung nimmt die Tangentialgeschwindigkeit monoton vom Innen- zum Außenzyylinder ab und die Radialgeschwindigkeiten sind nahe null, wobei die Profile weder eine Abhängigkeit von der Höhenkoordinate noch von der Zeit besitzen.

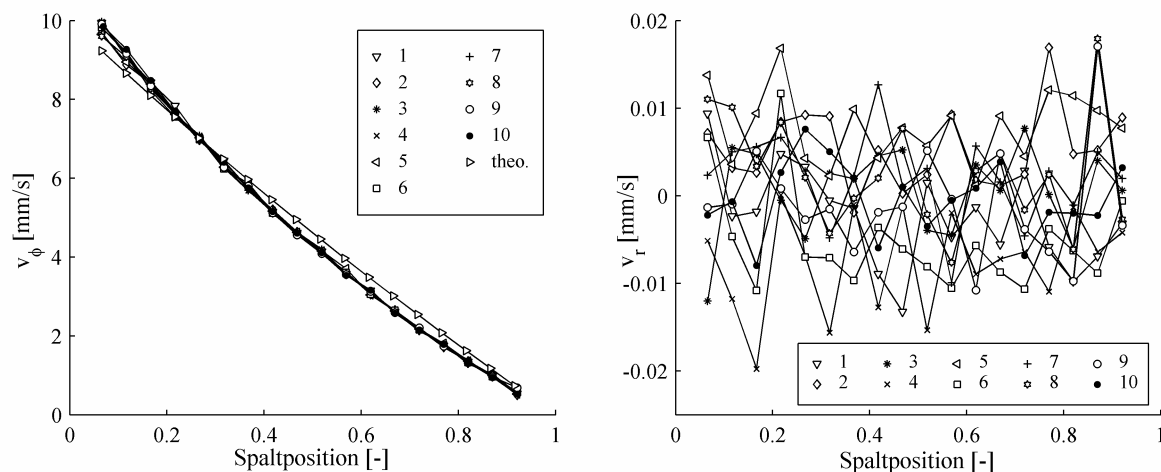


Abbildung 4.2: Geschwindigkeitsprofile für die Couette-Strömung zu aufeinander folgenden Zeiten bei 3 U/min; links: Tangentialgeschwindigkeit, rechts: Radialgeschwindigkeit

Abbildung 4.2 zeigt entsprechende Profile für die Couette-Strömung, bei denen die Geschwindigkeit über der dimensionslosen Spaltweite, mit dem Innenzylinder bei null und dem Außenzylinder bei eins, aufgetragen sind. Dargestellt sind in beiden Bildern Ergebnisse von je 10 zeitlich nacheinander aufgenommenen Gruppen mit je 10 Bildern, bezeichnet als 1 – 10.

Im linken Teil der Abbildung 4.2 ist deutlich der Abfall der Tangentialgeschwindigkeit von innen nach außen und die sehr gute zeitliche Übereinstimmung der Kurven, die den stationären Charakter der Strömung verdeutlicht, zu erkennen. Die nur geringfügigen Abweichungen zwischen den einzelnen Profilen treten in der Nähe der Wände bzw. insbesondere am Innenzylinder auf. Sie sind zum einen auf geringe Schwankungen des Innenzylinders, die im Bereich von 1/100 mm liegen, zurückzuführen. Zum anderen ist es mittels PIV, z.B. wegen des gleichzeitigen Vorliegens von Wand- und Strömungsbereichen in den äußeren Auswertefenstern, generell schwierig in unmittelbarer Wandnähe zu messen. Eine genauere Betrachtung der Profilform zeigt darüber hinaus eine etwas deutlichere Krümmung der Kurve im Vergleich zu der aus der Theorie erwarteten. Eine mögliche Ursache hierfür bilden die bereits bei dieser Drehzahl mittels der Radialgeschwindigkeitsprofile an einigen Positionen festzustellenden wirbelartigen Bewegungen, die auf das Vorliegen der in Kap. 2.2.1.1 beschriebenen ‚Geisterwirbel‘ zurückzuführen sind. Ferner ist die gemessene maximale Tangentialgeschwindigkeit etwas höher als die für 3 U/min zu berechnende, die ca. 8,5 mm/s beträgt. Dies ist jedoch im Wesentlichen auf Einstellungsunauigkeiten bzw. einen geringen Unterschied

zwischen eingestellter und tatsächlich vorliegender Drehzahl zurückzuführen, der bei nahezu allen Messungen in gleicher Weise zu verzeichnen war, aber keinen weiteren Einfluss hat.

Bei den in Abbildung 4.2 *rechts* dargestellten Radialgeschwindigkeitsprofilen fallen zunächst deren ungeordnete Schwankungen über die Spaltweite auf. Berücksichtigt man jedoch die Achsenkalibrierung und die Tatsache, dass für diese Drehzahl eine Geschwindigkeit von 0,1 mm/s einer Verschiebung auf dem Originalbild von etwa 0,3 Pixeln entspricht, wird deutlich, wie klein die Geschwindigkeiten hier sind bzw. dass sie unterhalb der Messgenauigkeit liegen. Nimmt man das Verhältnis der Maxima von Radial- und Tangentialgeschwindigkeit als Maß für die Genauigkeit ergibt sich für diese Messungen ein sehr kleiner Fehler von etwa 0,7%.

Werden stationäre Taylorwirbel beobachtet, liegt wie bei der Couette-Strömung keine Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeitsprofile vor. Allerdings ist hier eine charakteristische Variation der Tangential- und Radialgeschwindigkeiten mit der Höhenkoordinate und eine im Vergleich zu niedrigeren Drehzahlen veränderte Profilform festzustellen.

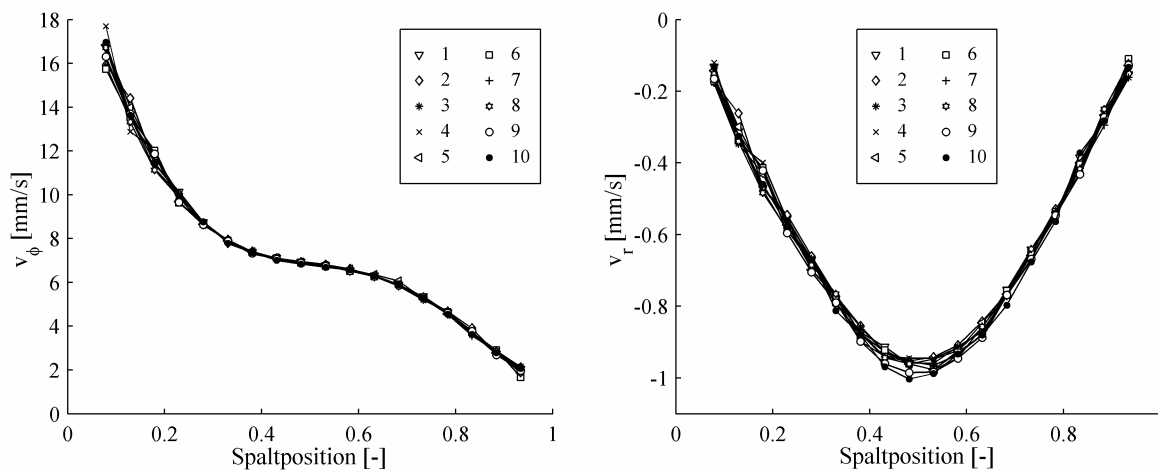


Abbildung 4.3: Exemplarische Geschwindigkeitsprofile bei Taylorwirbeln zu aufeinander folgenden Zeiten für 6 U/min, links: Tangentialgeschwindigkeit, rechts: Radialgeschwindigkeit

Die in Abbildung 4.3 *links* dargestellten Tangentialgeschwindigkeitsprofile, die wie die Profile in Abbildung 4.2 die Ergebnisse für 10 nacheinander aufgenommene Bildgruppen sind, unterscheiden sich deutlich von denen der Couette-Strömung, indem jetzt kein einheitlicher Abfall mehr vorliegt, sondern 2 Außenbereiche mit größerer Steigung einen mittleren flacheren Bereich einschließen. Bei einer Variation der Höhenkoordinate verändern sich, unter schwacher Abwandlung der Kurvenform, die Größen der Geschwindigkeiten im mittleren Teil, wodurch in dieser Darstellungsform eine Verschiebung nach oben bzw. unten erfolgt. Dieser Wandel der Tangentialgeschwindigkeit mit der Höhe ist genauso charakteristisch wie die im Folgenden diskutierte Veränderung der Radialgeschwindigkeiten, wird in der Literatur jedoch nur vereinzelt, z.B. in [SMC99], beschrieben. Darüber hinaus zeigen die Profile eine sehr gute zeitliche Übereinstimmung, mit nur geringen Abweichungen, die wie bereits bei der Couette-Strömung hauptsächlich im wandnahen Bereich auftreten.

Auch die in Abbildung 4.3 *rechts* zu sehenden Radialgeschwindigkeitsprofile zeigen den stationären Charakter der Strömung. Die hier auftretenden Abweichungen erscheinen zwar etwas größer als bei der Couette-Strömung, liegen aber mit Bezug auf die maximale Tangentialgeschwindigkeit unter 1%. Die Form der Profile zeichnet sich, im Gegensatz zu denen in Abbildung 4.2 *rechts*, durch die Ausbildung von Extremstellen aus, die zumeist in der Spaltmitte liegen. Die charakteristische Veränderung dieser Profile mit der Höhenkoordinate wird vielfach in der Literatur als Kennzeichen für Taylorwirbel diskutiert und soll im Weiteren näher dargestellt werden.

Werden die Radialgeschwindigkeitsprofile für unterschiedliche Höhenkoordinaten in eine gemeinsame Höhenkoordinate eingetragen, gelangt man zu einer Darstellung wie in Abbildung 4.4. Hierin sind die auf der Grundlage von 50 Bildern berechneten Profile mit den entsprechenden Höhenpositionen, die sich um je 2 mm unterscheiden und von einer Höhe '0' in der Mitte des Zylindersystems ausgehen, gekennzeichnet worden. Mittels einer solchen Auftragung kann ein guter Eindruck bezüglich der Wirbel erhalten werden und eine erste Abschätzung der Wirbelhöhe erfolgen. Außerdem ist bereits hier eine schwache Asymmetrie in den Wirbeln zu erkennen, auf die in Kap. 2.2.1.1 eingegangen wurde und die

sich in tendenziell betragsmäßig höheren Maxima als Minima äußert. Mit steigender Drehzahl werden die Profile grundsätzlich etwas stärker gestört und es findet, wie auch im Vergleich von Abbildung 4.4 mit Abbildung 4.3 zu sehen, teilweise eine Verschiebung der Extremstellen aus der Spaltmitte statt, auf die in [Wit99] näher eingegangen wird.

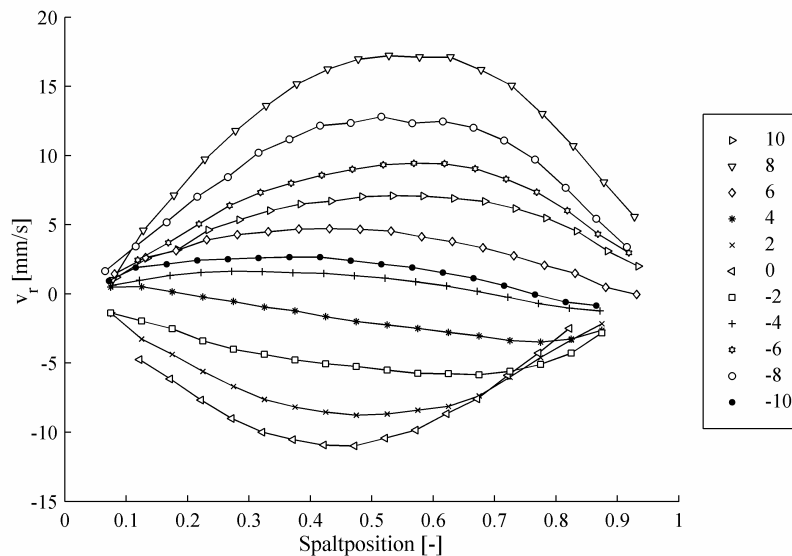


Abbildung 4.4: Radialgeschwindigkeitsprofile der Taylorwirbel für 11 unterschiedliche Höhen basierend auf je 50 Einzelbildern bei 26 U/min

Detaillierte Informationen über die Wirbel lassen sich aus einer genaueren Untersuchung der Extremwerte der Radialgeschwindigkeit ableiten. Hierzu sind in Abbildung 4.5 die über alle, an einer Höhenposition aufgenommenen, Bildgruppen gemittelten Extremwerte inklusive ihrer zeitlichen Schwankungsbreite in Abhängigkeit von der Höhe aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist zum einen der die Wirbel kennzeichnende wellenförmige Verlauf der Werte und zum anderen die geringe Schwankungsbreite an jeder Höhenposition, die nochmals den stationären Charakter der Taylorwirbel verdeutlicht. Ferner wird die bereits erwähnte Asymmetrie sichtbar. Hierbei ist festzustellen, dass sich, wie erwartet, der Bereich, in dem die Strömung vom Innen- zum Außenzyylinder gerichtet ist, nicht nur durch eine betragsmäßig höhere Radialgeschwindigkeit auszeichnet, sondern räumlich gesehen auch einen etwas schmaleren Bereich einnimmt als die Strömung in die entgegengesetzte Richtung. Durch eine Regression der Daten mit einer Sinusschwingung wurden für alle untersuchten Drehzahlen in diesem Strömungsbereich die Wirbelhöhen bestimmt. Diese schwanken bei einem Mittelwert von 8,3 mm zwischen 7,2 und 9,3 mm und entsprechen also in etwa der Spaltweite von 8,5 mm.

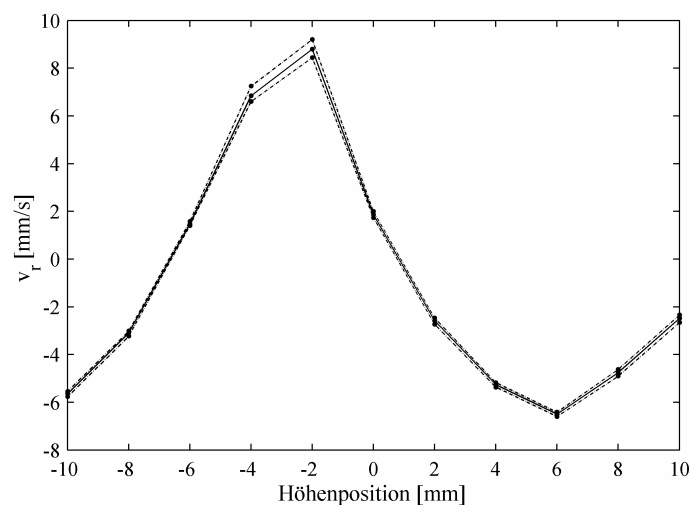


Abbildung 4.5: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive der Schwankungsbreite in Abhängigkeit von der Höhenkoordinate für 18 U/min

Ab dem Strömungsbereich der Schwingenden Wirbel erfolgt eine Veränderung der Profile mit der Zeit. Dies ist für typische Radialgeschwindigkeitsprofile von 10 zeitlich aufeinander folgenden Bildgruppen mit je 10 Bildern in Abbildung 4.6 und anhand der gemittelten zeitlichen Extremwerte in Abbildung 4.7 dargestellt. Deutlich zu erkennen sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven der Radialgeschwindigkeit, die sich auch in einer zeitlichen Änderung des Extremwertes zeigen und insgesamt der Variation ähneln, die bei einer leichten Höhenänderung im Falle der Taylorwirbel zu beobachten wäre. Dabei ist die grundsätzliche Kurvenform der Geschwindigkeitsprofile an einer Höhenposition zu allen aufgezeichneten Zeiten in etwa gleich. Gleichzeitig sind im Gegensatz zu den in Kap. 4.2.1.2 dargestellten Ergebnissen für den gekrümmten Kanal die an einer Höhe gemessenen Geschwindigkeitswerte auf einen Teilbereich der bei einer Drehzahl und der Betrachtung aller Höhenpositionen möglichen Radialgeschwindigkeiten begrenzt. Folglich ist auch in Abbildung 4.7 noch die von den Taylorwirbeln bekannte wellenförmige Veränderung der Extremwerte mit der Höhenposition zu beobachten und die zeitliche Variation manifestiert sich ausschließlich in einer größeren Schwankungsbreite der Werte an einer Höhenposition. Die einzelnen Profile in Abbildung 4.6 sind dabei tendenziell etwas stärker gestört als die zuvor dargestellten. Dies ist darauf zurückzuführen, dass auch während der Aufnahmezeit der zugehörigen 10 Bilder zeitliche Veränderungen der Geschwindigkeiten stattfinden, die nicht aufgelöst werden können.

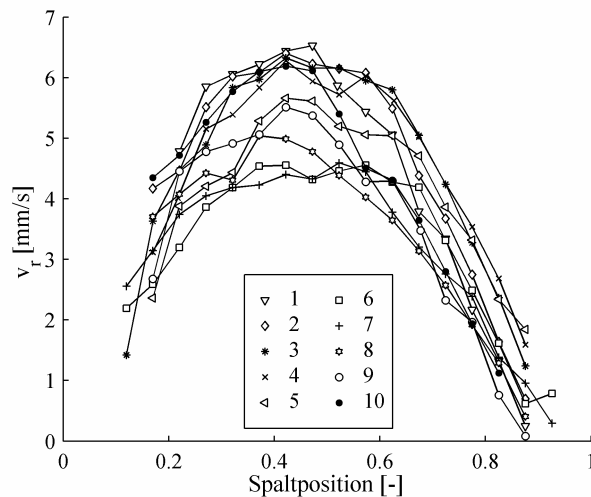


Abbildung 4.6: Radialgeschwindigkeitsprofile für aufeinander folgende Zeiten bei 30 U/min

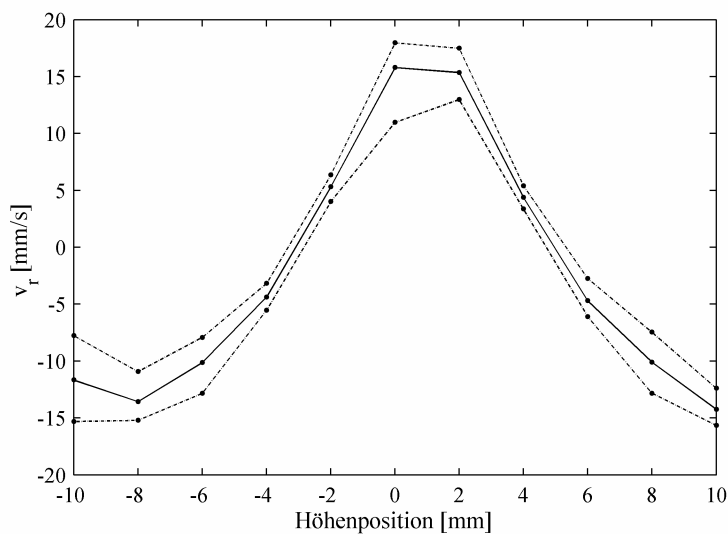


Abbildung 4.7: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive der Schwankungsbreite in Abhängigkeit von der Höhenposition für 40 U/min

Um die zeitliche Variation dem Strömungsbereich der Schwingenden Wirbel im engeren Sinne zuordnen zu können, wurde untersucht, inwieweit die Veränderung der Extremwerte an allen Höhenpositionen mit einer annähernd einheitlichen Frequenz erfolgt. Hierbei zeigten sich gleichmäßige Schwingungen bei den Messdrehzahlen 30, 40 und 50 U/min. Bei 35 U/min sind die Schwankungen der Werte jedoch reduziert und eine Frequenz kann nicht festgestellt werden. Ähnliche Effekte sind auch in Kap. 2.2.1.1 angedeutet wurden und kennzeichnen ‚Inseln‘ stationärer Wirbel im Bereich der Schwingenden Wirbel. Bei der höchsten untersuchten Drehzahl von 60 U/min wird keine deutliche Schwingung mehr beobachtet, stattdessen erfolgen die zu verzeichnenden Schwankungen der Extremwerte zunehmend ungeordnet. Folglich wird für diese und höhere Drehzahlen, in Anlehnung an die Ergebnisse der Umgebungslichtvisualisierung, auf das Vorliegen Höherer Instabilitäten geschlossen. Auf die Untersuchungen weiterer Drehzahl wurde jedoch aufgrund der zunehmenden zeitlichen Veränderung auch innerhalb der Aufnahmezeit der zur Auswertung verwendeten Bildgruppen verzichtet.

Eine charakteristische Kenngröße zum vereinfachten Vergleich der unterschiedlichen Flüssigkeiten sind die bei den einzelnen Drehzahlen zu messenden Extremwerte der Radialgeschwindigkeit, die ein Maß für die Ausprägung des wirbelartigen Charakters der Strömung darstellen. Im Bereich der Couette-Strömung sind für Wasser die Radialgeschwindigkeiten und damit auch deren Extremwerte nahe Null. Bei den anderen Strömungsformen, unabhängig davon, ob Taylorwirbel, Schwingende Wirbel oder beginnende Höhere Instabilitäten vorliegen, ist eine durchgängige lineare Zunahme der Beträge der Radialgeschwindigkeitextrema und folglich der Wirbelstärke in Abhängigkeit von der Drehzahl festzustellen, die im Kap. 4.1.2.2 in Abbildung 4.19 dargestellt ist. Wird für die entsprechenden Ausgleichsgeraden der Schnittpunkt mit der Drehzahlachse, der als kritische Rotationsgeschwindigkeit der Innenzylinders für die Ausbildung von Taylorwirbeln gedeutet werden kann, berechnet, ergeben sich Werte von 4,65 und 4,84 U/min, die eine gute Übereinstimmung mit den anderen Messergebnissen und damit auch mit der theoretischen Übergangsdrehzahl zeigen.

Grundsätzlich verdeutlichen die Ergebnisse der PIV-Messungen für Wasser, dass sowohl die Strömungsanordnung als auch der Messaufbau in hohem Maße geeignet für die vergleichenden quantitativen Untersuchungen mit den beiden Tensidlösungen ist. Zusätzlich konnten einige, in der Literatur nur vereinzelt betrachtete Besonderheiten in den Strömungsfeldern, die z.T. mit einer wie hier gewählten großen Spaltweite in Zusammenhang stehen, aufgezeigt werden.

4.1.2 Versuchsflüssigkeit: TTASal-Lösung

4.1.2.1 Visualisierungsergebnisse

Bereits die Umgebungslichtvisualisierung zeigt, dass für diese Flüssigkeit grundsätzlich 2 Bereiche zu unterscheiden sind. Für niedrige Drehzahlen zeigen sich die von Wasser bekannten Strömungsmuster, Couette-Strömung und Taylorwirbel, während oberhalb eines kritischen Drehzahlbereiches die Strömung umschlägt und eine Scherinduzierte Strömungsform (SISF) zu beobachten ist, siehe Tabelle 4.4 und Abbildung 4.8.

Strömungsform	Couette-Strömung	Taylorwirbel	SISF
Drehzahl [U/min]	bis 3	ab 5	ab ca. 14

Tabelle 4.4: Strömungsformen für die TTASal-Lösung mittels Umgebungslichtvisualisierung

Bis ca. 3 U/min ist keinerlei Strukturierung zu beobachten, und es liegt folglich eine Couette-Strömung vor. Taylorwirbel, gekennzeichnet durch das gerade, stationäre Streifenmuster, finden sich ab 5 U/min und werden mit steigender Drehzahl deutlicher zu erkennen. Zu beachten ist, dass sowohl die kritische Drehzahl als auch die Wirbelhöhe, die etwa der Spaltweite entspricht, dieselben Werte wie bei der Strömung von Wasser hat. Ferner fällt auf, dass die kritische Drehzahl nicht von der Versuchsführung beeinflusst wird, d.h. unabhängig davon ist, ob die Drehzahl schrittweise erhöht oder verringert wird. Dies zeigt, dass diese Veränderung des Strömungsmusters unabhängig von den scherinduzierten Eigenschaften der Tensidlösung ist, da sonst in Anlehnung an die Ausführungen in Kap. 2.1.1 bei verschiedenen Vorbelastungen Unterschiede in den Übergangsdrehzahlen auftreten sollten.

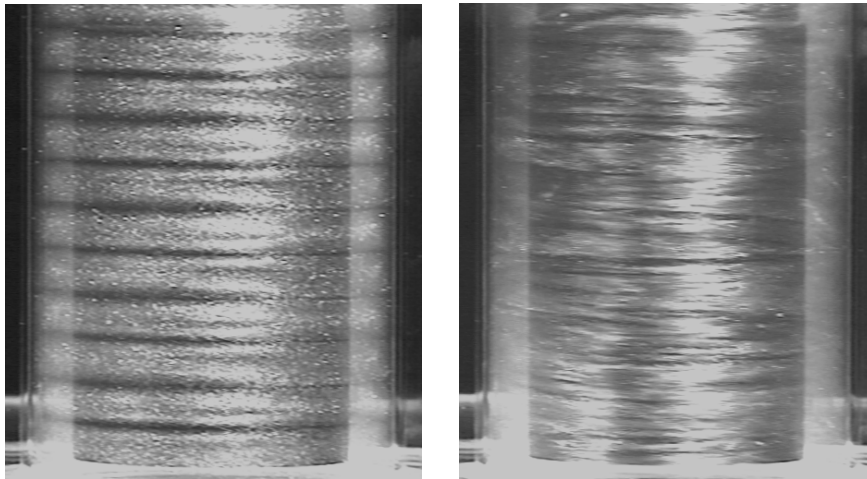


Abbildung 4.8: Exemplarische Strömungsmuster für die TTASal-Lösung, links: Taylorwirbel bei 10 U/min, rechts: Scherinduzierte Strömungsform bei 80 U/min

Ab ca. 14 U/min findet ein Umschlag des Strömungsmusters statt, die geraden Streifen verschwinden und ein instationäres Muster mit einer feinen axialen Strukturierung wird sichtbar. In Abhängigkeit von der Versuchsführung sind hier leicht unterschiedliche kritische Drehzahlen im Bereich zwischen 14 und 18 U/min zu finden. Diese Beeinflussung durch die Vorgeschichte und der schlagartige Wandel erinnern an den in Kap. 2.1.1 beschriebenen Scherinduzierten Zustand, weshalb das Strömungsmuster als Scherinduzierte Strömungsform bezeichnet wird. Wird die Drehzahl weiter erhöht, ist keine auffällige Veränderung des Musters mehr zu beobachten, die Strukturierung wird lediglich feiner bis schließlich bei Drehzahlen größer als 300 U/min mit dem Auge keine einheitliche Struktur mehr zu erkennen ist.

Diesen Ergebnissen gemäß wurden die zunächst auf der Basis der Umgebungslichtresultate für Wasser ausgewählten Drehzahlen für die anderen Messmethoden so angepasst, dass der Bereich der gerade einsetzenden Scherinduzierten Strömungsform feiner aufgelöst wurde, wie es auch in Tabelle 3.4 dargestellt ist.

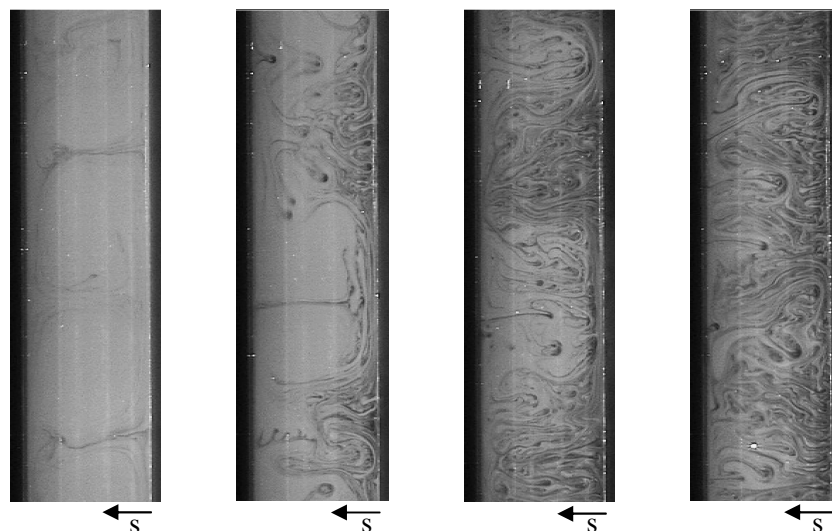


Abbildung 4.9: Typische zeitliche Strukturentwicklung anhand von Einzelbildern bei 30 U/min mit dem rotierenden Innenzylinder jeweils am rechten Bildrand

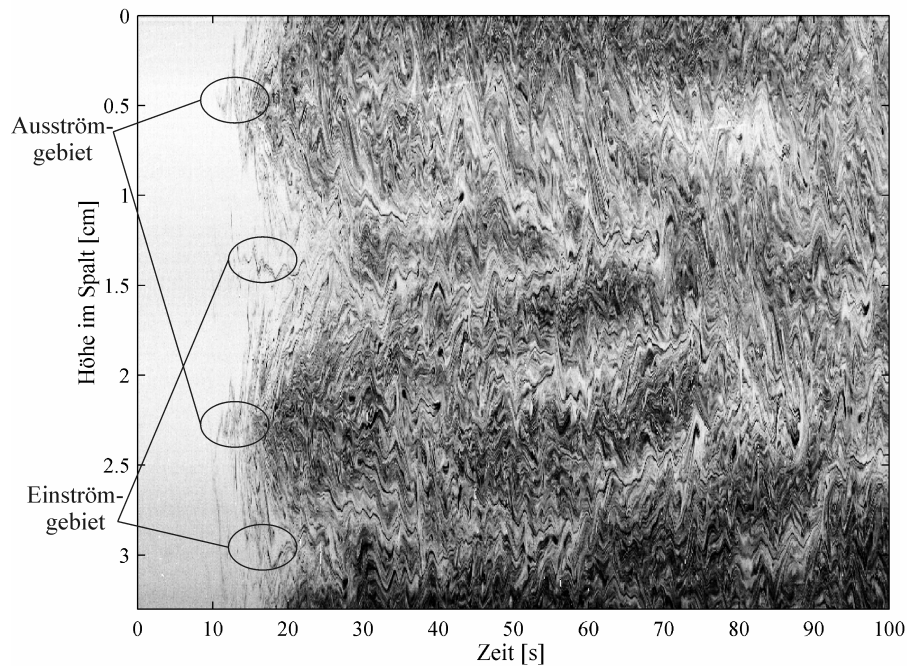


Abbildung 4.10: Zeitliche Entwicklung des Strukturmusters anhand einer Zeile aus der Spaltmitte bei 40 U/min

Auch die Lichtschnittvisualisierung zeigt dieselben 2 unterschiedlichen Bereiche für das Strömungsverhalten, indem erst oberhalb einer kritischen Drehzahl von etwa 14 U/min Strukturen zu erkennen sind. Die vergleichsweise schnell ablaufende zeitliche Entwicklung, die in Abbildung 4.10 anhand einer Bildzeile aus der Spaltmitte für die ersten 1,5 Versuchsminuten aufgezeigt ist, erfolgt für alle höheren Geschwindigkeiten in den immer gleichen, im Folgenden beschriebenen Schritten, von denen einige exemplarisch in Abbildung 4.9 dargestellt sind.

Nach Beginn der Rotation des Innenzylinders ist zunächst, wie im Stillstand, ein gleichmäßig heller Spalt zu erkennen. Kurz darauf setzen Wirbel ein, deren Ränder mittels erster dunkler Strukturen festzustellen sind. Anschließend kommt es in den Ausströmgebieten, in denen die Strömung vom Innen zum Außenzylinder gerichtet ist, zu einer stärkeren Ausbildung von Strukturen. Diese werden zuerst scheinbar von den Wirbeln mitgeführt, bevor sie die Wirbel bereits nach wenigen Sekunden deutlich deformieren. Mit der Zeit nimmt die Anzahl an Strukturen in den Ausströmgebieten merklich zu, wohingegen in den Einströmgebieten zunächst weniger Strukturen zu beobachten sind, bis nach etwa 30 s keine abgegrenzten Gebiete mehr zu erkennen sind und der Spalt an allen Positionen mit Strukturen ausgefüllt ist. Diese fadenartigen Gebilde, die sich sowohl von innen nach außen als auch in umgekehrter Richtung entwickeln, unterliegen grundsätzlich ständigen zeitlichen Veränderungen. Zum einen führen die Strukturen selbst Bewegungen, vor allem in der Richtung der Höhenkoordinate, aus, wie es in Abbildung 4.10 anhand der schwingenden Entwicklung einiger dunkler Linien zu erkennen ist. Zum anderen werden immer wieder neue Fäden gebildet bzw. andere verschwinden, wodurch entsprechende Linien hinzukommen bzw. enden.

Betrachtet man gedanklich die sich ständig verändernde Struktur aus der Richtung des äußeren Zylinders, ohne in den Spalt hineinsehen zu können, kann man sich als Ergebnis eine feine axiale, sich ständig ändernde Strukturierung vorstellen, wie sie bei der Umgebungslichtvisualisierung beobachtet wird. Folglich zeigen beide Visualisierungsmethoden gut übereinstimmende Bilder von der Scherinduzierten Strömungsform aus unterschiedlichen Blickwinkeln. Weitergehende Erkenntnisse liefert die folgende Betrachtung statistischer Größen der Helligkeitsverteilung der Lichtschnittbilder.

Wesentliche Kenngrößen sind die in Abbildung 4.11 dargestellten Mittelwerte der Helligkeitsverteilungen der in Kap. 3.3.1.2 beschriebenen Differenzbilder, die jeweils auf die mittlere Helligkeit des Referenzbildes bezogen und für die TTASal-Lösung zusätzlich über alle Messzeitpunkte im Endzustand gemittelt wurden. Ausgehend von dem in der Visualisierung beobachteten Strukturmuster sind die relativen Helligkeiten als ein Maß für die Strukturmenge zu deuten, wobei ein Anstieg der Werte einer Strukturmengenzunahme entspricht.

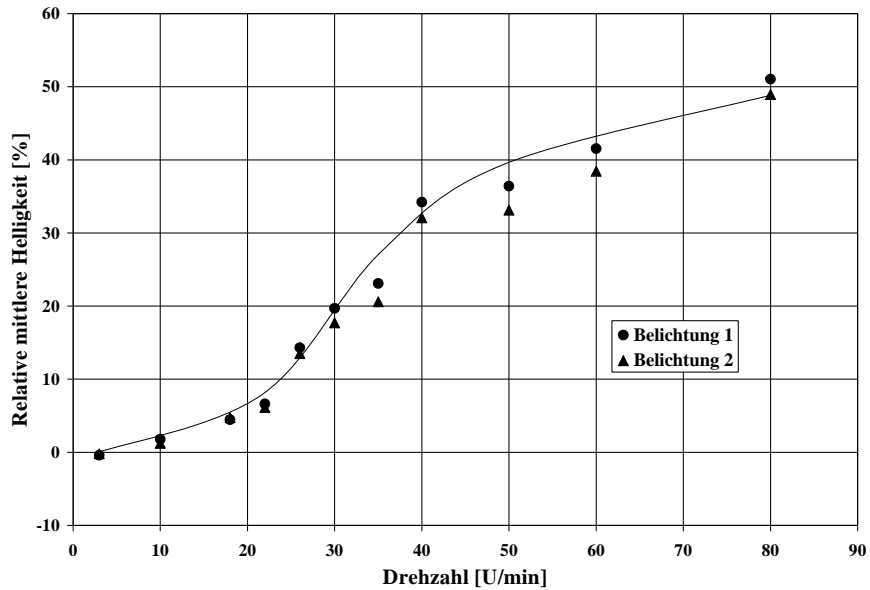


Abbildung 4.11: Relative Mittelwerte der Helligkeit in Abhängigkeit von der Drehzahl bei 2 Belichtungseinstellungen der Videokamera

Für die niedrigsten untersuchten Drehzahlen, bei denen gemäß der Visualisierung noch keine Struktur zu sehen ist, liegen die Werte in Abbildung 4.11 erwartungsgemäß nahe bei Null. Ist dagegen Struktur vorhanden, sind sie deutlich von Null verschieden und eine klare Zunahme mit der Drehzahl ist zu erkennen, wobei die Steigung nach anfänglich größer werdenden Werten wieder etwas abflacht. Dies deutet darauf hin, dass die mittleren Helligkeiten bei sehr hohen Drehzahlen gegen einen Endwert streben, d.h. es gibt eine maximale Menge an Struktur, die im Spalt gebildet werden kann. Diese Erkenntnis bestätigt auch eine, hier nicht dargestellte, Betrachtung der Varianzen der Helligkeitsverteilung der Differenzbilder.

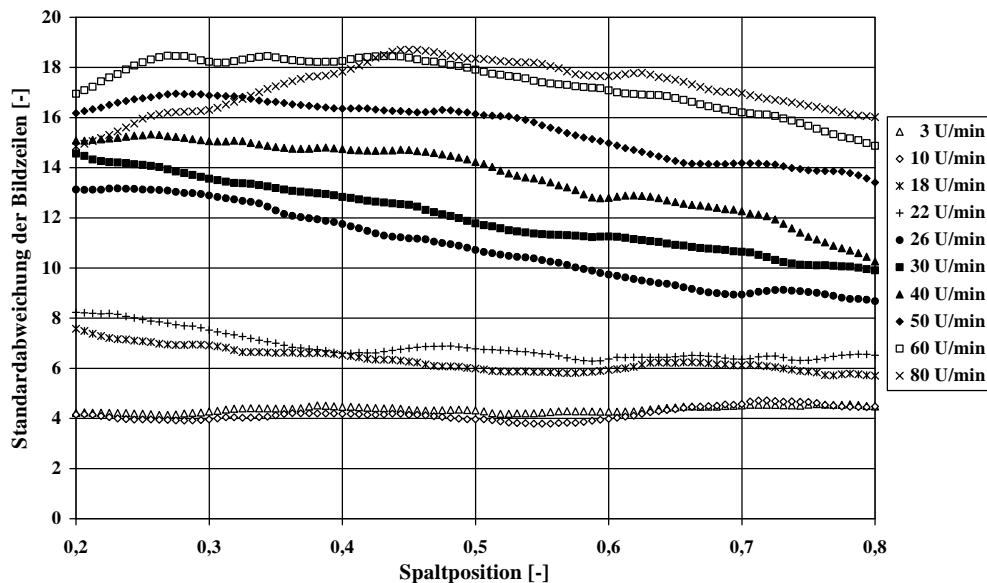


Abbildung 4.12: Standardabweichungen der Bildzeilen parallel zu den Spaltbegrenzungen für unterschiedliche Drehzahlen

Aussagen darüber, wie sich die Strukturmenge über den Spalt verteilt, ergeben sich aus den in Abbildung 4.12 dargestellten Standardabweichungen der Bildzeilen parallel zu den den Spalt begrenzenden Zylindern. Diese sind ein Maß dafür, wie gleichmäßig die Helligkeit in einzelnen Zeilen ist, wobei zunächst tendenziell mit steigenden Werten die Strukturmenge in der Bildzeile zunimmt.

Für Drehzahlen, bei denen noch keine Struktur zu beobachten ist, finden sich erwartungsgemäß kleine Werte, die keine Abhängigkeit von der Position im Spalt zeigen. Ist dagegen Struktur zu sehen, ist auch die Standardabweichung von Null verschieden, wobei sie grundsätzlich vom Innen- zum Außenzylinder abnimmt. Bei weiterer Erhöhung der Rotationsgeschwindigkeit steigen die Werte zunächst unter Beibehaltung der Kurvenform, d.h. die Strukturmenge nimmt grundsätzlich mit der Drehzahl zu und der Entfernung vom Innenzylinder ab. Ab 40 U/min ist ein Abflachen und damit eine gleichmäßigere Strukturverteilung im inneren Spaltbereich festzustellen. Bei den drei höchsten untersuchten Geschwindigkeiten sind die Kurven deutlich gebogen und zeigen somit, unter Berücksichtigung der Ergebnisse der mittleren Helligkeit, dass in der Nähe des Innenzylinders jetzt so viel Struktur vorliegt, dass sie nicht mehr als fadenförmig zu erkennen ist, sondern immer mehr eine durchgängige Phase darstellt.

Somit liefern die Visualisierungsmethoden für die TTASal-Lösung neben dem Strömungsmuster und sowohl der Gestalt als auch der zeitlichen Entwicklung der Scherinduzierten Strukturen Informationen über die Verteilung der Struktur im Spalt und die Abhängigkeit der Strukturmenge von der Drehzahl.

4.1.2.2 PIV-Ergebnisse

In Übereinstimmung mit den Visualisierungsergebnissen sind mittels PIV, wie in Tabelle 4.5 dargestellt, 3 unterschiedliche Strömungsformen in Abhängigkeit von der Drehzahl festzustellen. Grundsätzlich sind mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit des Innenzylinders zuerst eine Couette-Strömung und darauf Taylorwirbel zu beobachten. Bei etwas erhöhten Drehzahlen findet ein Übergang zur Scherinduzierten Strömungsform (SISF) statt. Die im Vergleich zur Umgebungslichtvisualisierung auftretenden Unterschiede in den Grenzdrehzahlen sind ähnlich wie bei Wasser lediglich auf eine veränderte Drehzahlschrittweite bei der Durchführung der Versuche zurückzuführen. Beim Übergang zur Scherinduzierten Strömungsform ist jedoch, wie schon bei den Visualisierungen, zu beobachten, dass vereinzelt auch Versuche oberhalb der Grenze noch Taylorwirbel zeigen bzw. unterhalb Anzeichen für die SISF auftreten. Folglich wurde dieser Übergangswert entsprechend der Mehrzahl der Versuchsergebnisse festgelegt.

Strömungsform	Couette-Strömung	Taylorwirbel	SISF
Drehzahl [U/min]	bis 3	ab 6	ab ca. 18

Tabelle 4.5: Strömungsformen für die TTASal-Lösung mittels PIV

Analog zu der Ergebnisdarstellung für Wasser werden im Folgenden die einzelnen Strömungsformen anhand ausgewählter Geschwindigkeitsprofile detaillierter erläutert.

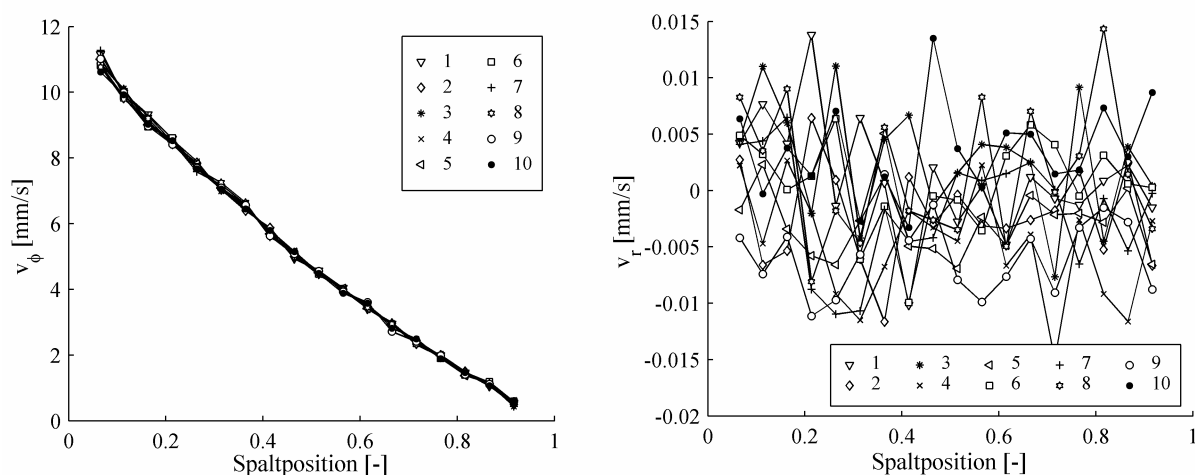


Abbildung 4.13: Geschwindigkeitsprofile für die Couette-Strömung zu aufeinander folgenden Zeiten bei 3 U/min; links: Tangentialgeschwindigkeit, rechts: Radialgeschwindigkeit

Unabhängig von der Zeit und der Höhenkoordinate nimmt bei der Couette-Strömung die Tangentialgeschwindigkeit monoton vom Innen- zum Außenzylinder ab und die Radialgeschwindigkeiten sind nahe Null. Dies verdeutlichen die Grafiken in Abbildung 4.13, bei denen in bekannter Darstellungsweise für 10 aufeinander folgende Bildgruppen die Geschwindigkeiten über der dimensionslosen Spaltweite aufgetragen sind. Besonders auffällig ist die sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse mit denen für Wasser, die in Abbildung 4.2 zu sehen sind. Neben den typischen Charakteristika der Strömungsform zeigen sich für beide Versuchsflüssigkeiten auch dieselben Schwächen in den Bildern, die in stärkeren Abweichungen in der Nähe des Innenzylinders, einer etwas zu starken Krümmung des Tangentialgeschwindigkeitsprofils und einer erhöhten maximalen Tangentialgeschwindigkeit bestehen. Die Erklärungen für die einzelnen Punkte sind ebenfalls entsprechend. Berechnet man wiederum als Maß für den Fehler das Verhältnis der Maxima von Radial- zu Tangentialgeschwindigkeit, ergibt sich ein im Vergleich zu Wasser nochmals kleinerer Wert von etwa 0,2%.

Bei den stationären Taylorwirbeln, bei denen eine charakteristische Variation der im Vergleich zur Couette-Strömung veränderten Geschwindigkeitsprofile in Abhängigkeit von der Höhe stattfindet, sind die Ergebnisse der TTASal-Lösung ebenfalls analog zu denen von Wasser. Typische Profile für aufeinander folgende Zeiten sind in Abbildung 4.14 für die Tangential- und die Radialgeschwindigkeit dargestellt. Exakt wie bei den Profilen in Wasser sind die entsprechenden Kurvenformen und die gute zeitliche Übereinstimmung, mit geringfügigen Abweichungen in Wandnähe, zu erkennen.

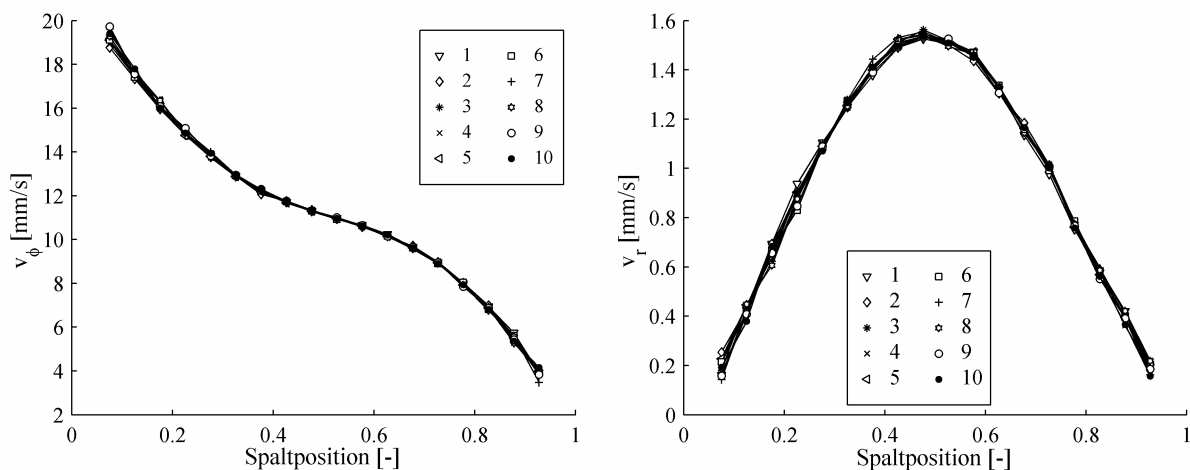


Abbildung 4.14: Exemplarische Geschwindigkeitsprofile bei Taylorwirbeln zu aufeinander folgenden Zeiten für 6 U/min, links: Tangentialgeschwindigkeit, rechts: Radialgeschwindigkeit

Werden die auf der Grundlage von 50 Bildern berechneten Radialgeschwindigkeitsprofile für alle untersuchten Positionen in Abbildung 4.15 in eine Grafik eingetragen, zeigt sich wiederum die charakteristische Veränderung dieser Profile mit der Höhenkoordinate und die schwache Asymmetrie bezüglich der Ausprägung der Maxima und Minima.

Abschließend sind in Abbildung 4.16 im Vergleich zu Abbildung 4.5 die gemittelten Extremwerte der Radialgeschwindigkeit mit ihrer zeitlichen Schwankungsbreite dargestellt. Wie bei Wasser zeigt sich ein wellenförmiger Verlauf der Werte und anhand der geringen Schwankungsbreite der stationäre Charakter der Taylorwirbel. Auch die unterschiedlich ausgeprägten räumlichen Bereiche der Ein- und Ausströmgebiete der Wirbel sind zu erkennen. Die Berechnung der Wirbelhöhe mittels einer Regression der Messpunkte mit einer Schwingung liefert Werte von 7,2 bis 8,7 mm bei einem Mittelwert von 7,7 mm. Dieser Unterschied zu den im Fall von Wasser etwas höheren Werten wird jedoch als nicht signifikant bewertet und auf die im Vergleich zu Wasser geringere Versuchsanzahl aufgrund des eingeschränkten Drehzahlbereichs zurückgeführt. Folglich ist entsprechend den PIV-Ergebnissen sowohl die Couette- als auch die Taylorwirbel-Strömung in der TTASal-Lösung mit der in Wasser identisch.

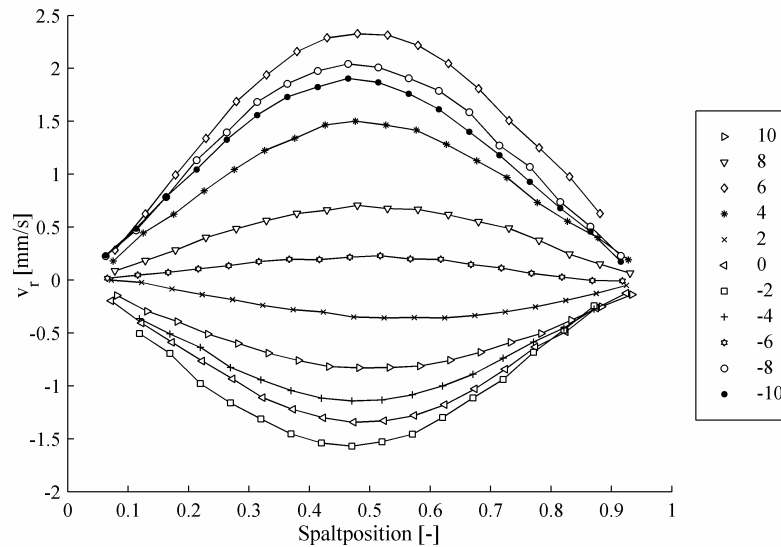


Abbildung 4.15: Radialgeschwindigkeitsprofile der Taylorwirbel für unterschiedliche Höhen basierend auf je 50 Einzelbildern bei 6 U/min

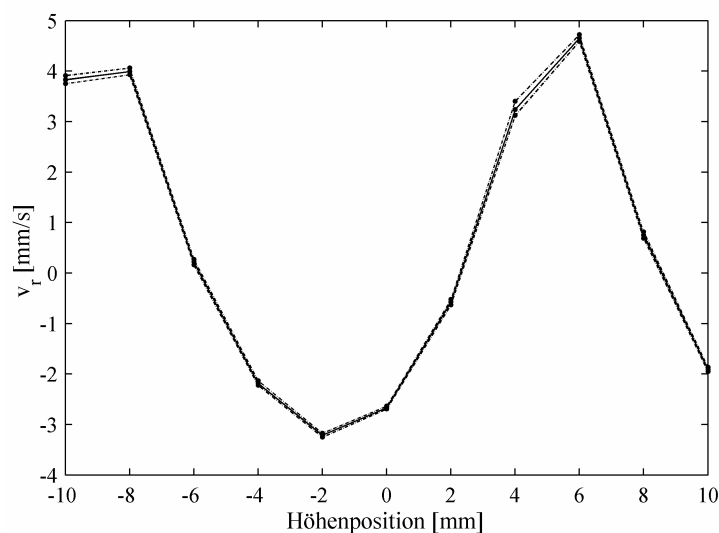


Abbildung 4.16: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive ihrer Schwankungsbreite in Abhängigkeit von der Höhenkoordinate für 10 U/min

Im Bereich der Scherinduzierten Strömungsform findet eine Veränderung der Profile mit der Zeit statt, die im Folgenden anhand der Radialgeschwindigkeiten erläutert wird. Für jeweils eine niedrige und eine hohe Drehzahl sind typische Radialgeschwindigkeitsprofile von 10 aufeinander folgenden Bildgruppen a je 10 Bildern in Abbildung 4.17 und gemittelte zeitliche Extremwerte mit der Schwankungsbreite in Abbildung 4.18 dargestellt. Grundsätzlich ist festzustellen, dass die in Abbildung 4.17 vorhandenen Profile gemäß ihrer Form an die einer wirbelartigen Strömung erinnern. Ihre zeitliche Veränderung erfolgt relativ geordnet und ähnelt damit der der Taylorwirbel bei einer Variation der Höhe bzw. der der Schwingenden Wirbel in Wasser. Analog zu Wasser sind auch die Störungen in den Profilen für diese zeitabhängige Strömung größer als bei den stationären Strömungsformen, wobei aufgrund zunehmender zeitlicher Veränderung innerhalb der Aufnahmezeit der Bildserien dieser Effekt mit steigender Drehzahl stärker wird. Bereits bei der Betrachtung der Radialgeschwindigkeitsprofile wird deutlich, dass die Veränderung an einer Höhenposition innerhalb der 10 Gruppen deutlicher ausfällt als bei den Schwingenden Wirbeln. Zusätzlich zeigt die Entwicklung der Extremwerte über die Höhenkoordinate in Abbildung 4.18, dass im Gegensatz zu den Schwingenden Wirbeln kein wellenförmiger Verlauf mehr auftritt und somit keine eindeutige Abhängigkeit von der Höhe und keine ausgeprägte Wirbelströmung mehr vorliegt. Eine detaillierte Analyse der zeitlichen Variation

ergibt als weiteres Unterscheidungsmerkmal keine einheitliche Frequenz der Veränderung. Folglich erfolgen die Schwankungen der Profile zwar augenscheinlich relativ geordnet, aber dennoch zeitlich uneinheitlich und ohne Abhängigkeit von der Höhenposition.

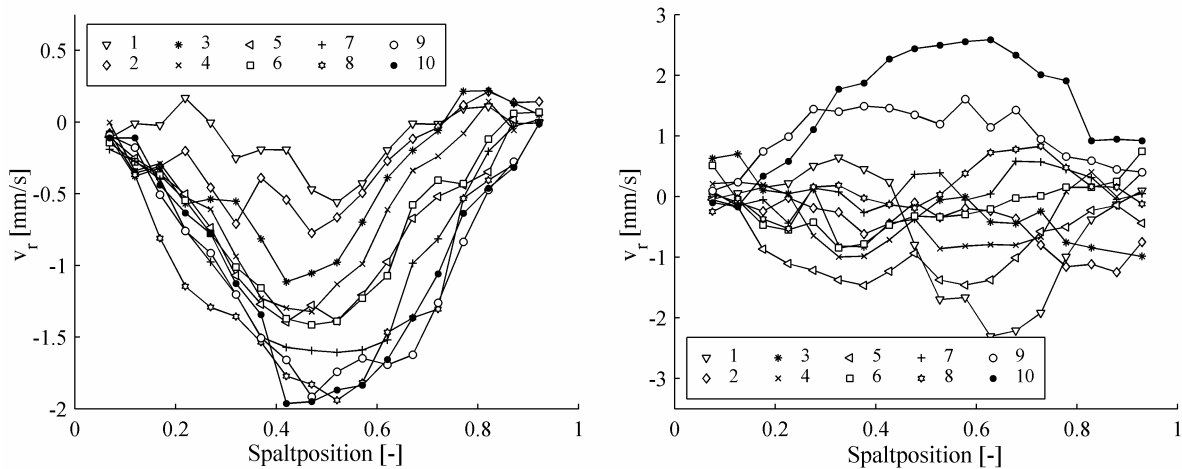


Abbildung 4.17: Radialgeschwindigkeitsprofile für aufeinander folgende Zeiten; links: 18 U/min, rechts: 50 U/min

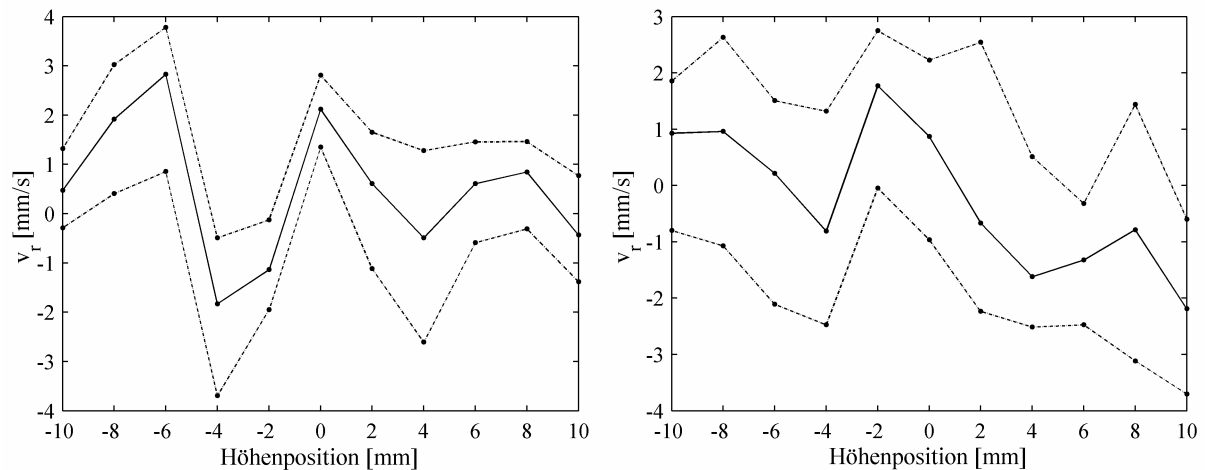


Abbildung 4.18: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive der Schwankungsbreite aufgetragen über die Höhenkoordinate; links: 18 U/min, rechts: 50 U/min

Bei einer Erhöhung der Drehzahl im Bereich der Scherinduzierten Strömungsform finden keine grundsätzlichen Änderungen in den Geschwindigkeitsprofilen mehr statt. Es ist allerdings zu beobachten, dass die zeitliche Schwankung mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit schneller erfolgt. Dies zeigt sich zum einen in Abbildung 4.17 an einer größeren Variationsbreite der Radialgeschwindigkeiten bei der höheren Drehzahl und zum anderen beim Vergleich der beiden Grafiken in Abbildung 4.18. Bei 50 U/min wirkt der gesamte Verlauf etwas glatter, da der mittlere Extremwert weniger deutlichen Veränderungen unterworfen ist und die Schwankungsbreite an allen Positionen etwa denselben Wertebereich einnimmt. Dies bedeutet unter der Annahme keiner Abhängigkeit der Extremwerte von der Höhenposition, dass bei 50 U/min die Aufnahmezeit der verwendeten Bildfolgen nahezu lang genug ist, damit alle für die Drehzahlen möglichen Radialgeschwindigkeiten auftreten können, während hierfür die Zeit bei 18 U/min nicht ausreicht. Dies ist gleichbedeutend mit einer verstärkten bzw. schnelleren Schwankung der Geschwindigkeitsprofile bei erhöhter Drehzahl, wobei eine aufgrund der Messmethode verringerte Zeit der Bildaufnahme mit steigender Drehzahl dies noch unterstreicht.

Einen abschließenden Vergleich mit den anderen Versuchsflüssigkeiten liefert die Untersuchung der Extremwerte der Radialgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Drehzahl, die in Abbildung 4.19

dargestellt sind. Wie bei den Strömungsformen lassen sich für die TTASal-Lösung 2 Bereiche unterscheiden. Sind mit der Couette-Strömung und den Taylorwirbeln Strömungsformen zu beobachten, die ebenfalls bei Wasser auftreten, entsprechen die maximalen und minimalen Radialgeschwindigkeiten bei den zugehörigen Drehzahlen denen von Wasser. Im Bereich der Scherinduzierten Strömungsform ist demgegenüber keine lineare Ab- bzw. Zunahme mit der Drehzahl festzustellen. Die Radialgeschwindigkeiten sind hier für die TTASal-Lösung im Vergleich zu Wasser deutlich verringert und bleiben nahezu konstant für alle untersuchten Drehzahlen. Dies verdeutlicht, dass es sich bei der SISF nicht um eine ausgeprägt wirbelartige Strömung handelt und Bewegungen in radialer Richtung unterdrückt werden.

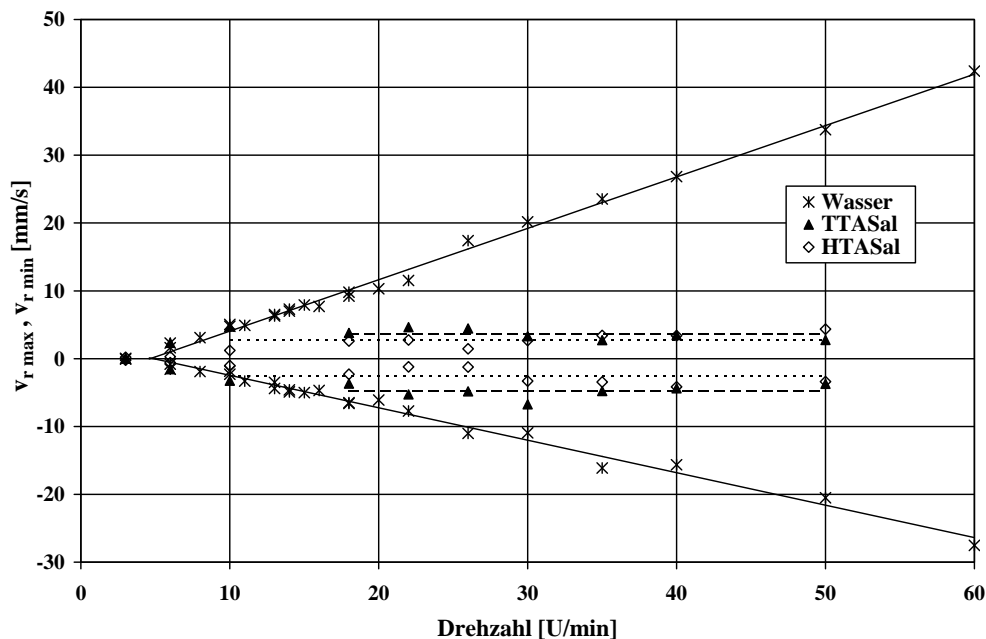


Abbildung 4.19: Extremwerte der Radialgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Drehzahl für alle untersuchten Flüssigkeiten

Grundsätzlich untermauern die PIV-Ergebnisse für die TTASal-Lösung die Erkenntnisse aus den Visualisierungen und ergänzen sie um quantitative Informationen über die einzelnen Strömungsformen. Zusammengefasst wurde festgestellt, dass im Searle-System in einem niedrigen Drehzahlbereich die Strömung in der TTASal-Lösung der in Wasser entspricht. Bei höheren Drehzahlen ist jedoch die Scherinduzierte Strömungsform zu beobachten, bei der eine zeitlich ungeordnete Veränderung der insgesamt aber noch wasserähnlichen Geschwindigkeitsprofile und eine Verminderung der Bewegungen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung erfolgt.

4.1.3 Versuchsflüssigkeit: HTASal-Lösung

4.1.3.1 Visualisierungsergebnisse

Im Gegensatz zu den Ergebnissen der TTASal-Lösung zeigt die Umgebungslichtvisualisierung für die HTASal-Lösung nur ein einziges Strömungsmuster, das dem von Wasser bei keiner eingestellten Drehzahl ähnelt, siehe Abbildung 4.20.

Ab der niedrigsten Drehzahl von 2 U/min ist ein sehr feines instationäres, axiales Muster zu sehen, wie es im Rahmen der Scherinduzierten Strömungsform für die TTASal-Lösung bei hohen Rotationsgeschwindigkeiten des Innenzylinders zu beobachten ist. Eine Erhöhung der Drehzahl führt zu keiner deutlichen Veränderung dieses Musters, der instationäre Charakter nimmt lediglich zu, indem einige Störungen sichtbar werden und schwache, zunehmend ungeordnete, axiale Bewegungen der Strukturierung stattfinden. Eine Besonderheit der Strömungsform ist, dass durch einige Linien bandartiger Bereiche abgegrenzt werden, die sich scheinbar mit deutlich unterschiedlicher Tangentialgeschwin-

digkeit bewegen. Wird die Drehzahl weiter gesteigert, ist schließlich ab etwa 250 U/min mit dem Auge kein Strömungsmuster mehr zu erkennen.

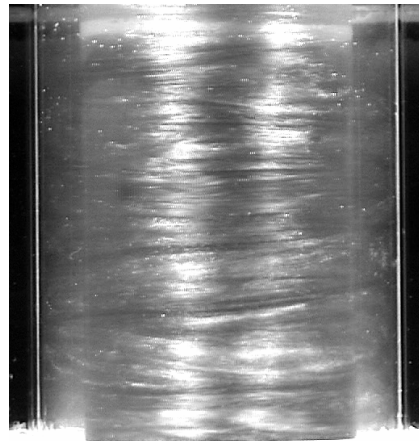


Abbildung 4.20: Scherinduzierte Strömungsform der HTASal-Lösung bei 30 U/min

Folglich ist mit der Umgebungslichtvisualisierung für die HTASal-Lösung, wie für die TTASal-Lösung, eine Scherinduzierte Strömungsform zu beobachten, wobei bereits diese Methode auch Unterschiede in den Eigenschaften dieser Strömungsmuster der beiden Tensidlösungen zeigt.

Auch die Lichtschnittvisualisierung zeigt ab der ersten untersuchten Drehzahl ein nicht-wasserähnliches Verhalten, wobei jedoch bei einer von der Drehzahl abhängigen, deutlich längeren Entwicklungsdauer etwas andere Strukturen als bei der TTASal-Lösung beobachtet werden und 2 Drehzahlbereiche zu unterscheiden sind. Entsprechende Strukturmuster sind als Einzelbilder in Abbildung 4.21 dargestellt und die zeitliche Entwicklung bei höheren Drehzahlen kann mittels einer Bildzeile aus der Spaltmitte für 2 Drehzahlen anhand der Abbildung 4.22 nachvollzogen werden.

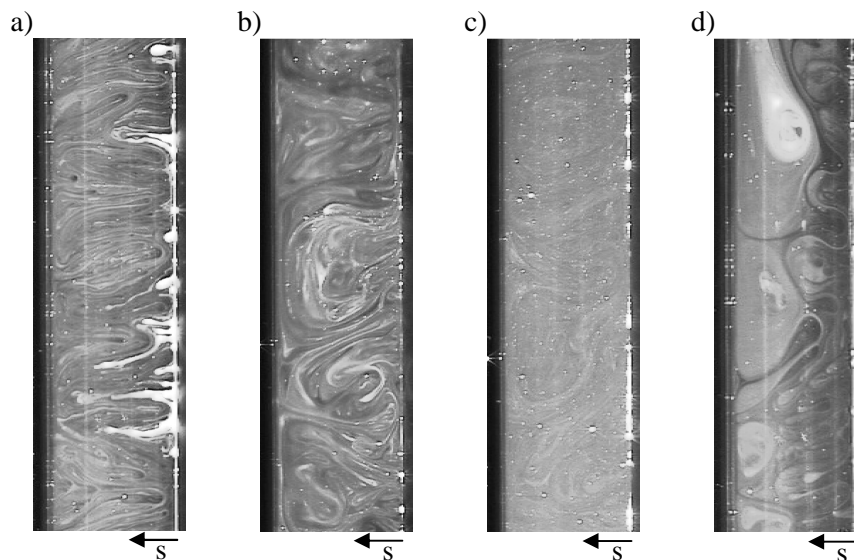


Abbildung 4.21: Ausgewählte Strukturmuster für die HTASal-Lösung mit dem rotierenden Innenzylinder am rechten Bildrand; a) bis c) Einzelbilder der üblichen zeitlichen Entwicklung ab 18 U/min, d) Strukturmuster bei niedrigen Drehzahlen bis 10 U/min

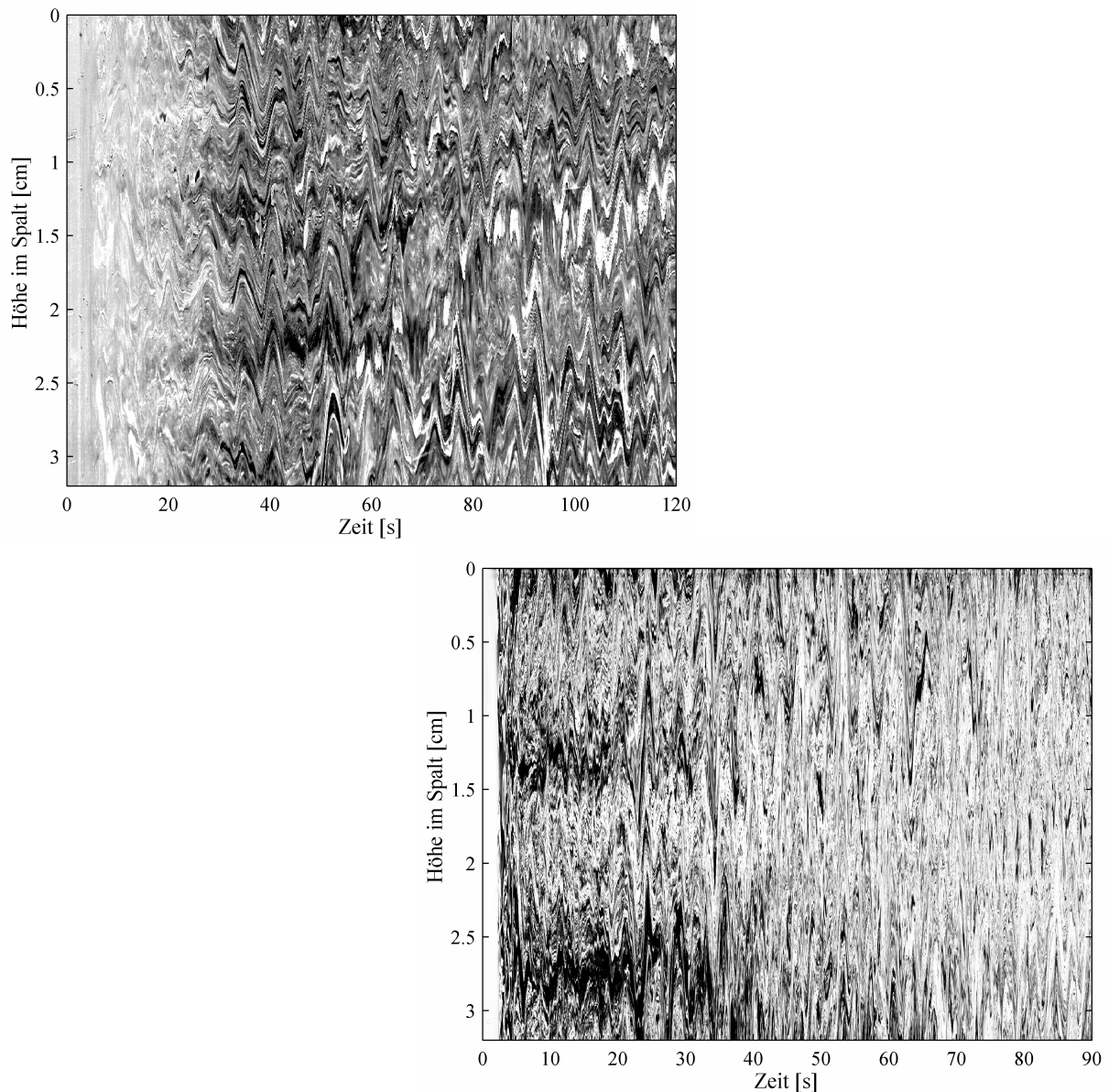


Abbildung 4.22: Zeitliche Strukturmusterentwicklung anhand einer Bildzeile aus der Spaltmitte; oben: 22 U/min für die ersten 2 Minuten, unten: 60 U/min für die ersten 1,5 Minuten

Für den höheren Drehzahlbereich ab etwa 18 U/min ist die im Folgenden beschriebene Abfolge der Strukturmuster charakteristisch. Vor Versuchsbeginn ist ein Großteil des Spaltbereichs, ähnlich wie bei der TTASal-Lösung, gleichmäßig hell. Allerdings ist auch nach mehrstündigem Warten nach dem Einfüllen, das zu einer möglichst vollständigen Relaxation etwaiger durch den Einfüllvorgang hervorgerufener Effekte eingehalten wird, zumeist ein heller Strukturstreifen in der Nähe des Innenzylinders noch zu beobachten. Eine entfernt ähnliche Besonderheit wurde auch von Pine et al. [HBP98] festgestellt und als ‚wetting‘ der Innenzylinderoberfläche durch Anfangsstruktur bezeichnet. Kurz nach Beginn der Rotation entstehen, wie bei der TTASal-Lösung, in den Ausströmgebieten sich ansatzweise bildender Wirbel Strukturen. Diese sind hier, vermutlich aufgrund des zuvor vorliegenden Strukturstreifens, hell und haben eine fingerartige Gestalt. Nach kurzer Zeit verschwinden sie wieder und es bilden sich weitere, jetzt aber ungleichmäßig über den Innenzylinder verteilte und mit der Zeit länger werdende wiederum fingerartige Strukturen, die in Abbildung 4.21 a) zu sehen sind, zu den hellen Linien im Anfangsbereich von Abbildung 4.22 oben führen und auch, wie in Kap. 2.2.1.2 erläutert, ähnlich in [LP96, BHM97] als Endzustand beschrieben werden. Zusätzlich sind analog zu den Mustern in der TTASal-Lösung schwach dunkle Strukturen im Spalt zu erkennen. Darauf findet nach 30-60 s eine Veränderung zu einem blasenartigen Strukturmuster statt. Diese in Abbildung 4.22 b) zu findenden Blasen beinhalten sowohl helle als auch dunkle Bereiche, haben ihren Ursprung vorwiegend

am Innenzylinder und füllen den Spalt in radialer Richtung vollständig aus, wobei sie klar voneinander abgegrenzt sind und ständigen Veränderungen bezüglich ihrer Größe und Position unterliegen. Dies zeigt sich besonders gut in den gewellten hellen und dunklen Linien in Abbildung 4.22 *oben*, aber auch anhand der eher dunklen Bereiche in Abbildung 4.22 *unten*. Ferner sind deutlich unterschiedliche Geschwindigkeiten in den einzelnen Gebilden zu beobachten. Nach spätestens 15 min ist dies blasenartige Muster, wie in Abbildung 4.21 c) zu sehen, jedoch nur noch schwach zu erkennen, da eine optische Homogenisierung stattfindet, wie sie gemäß den Erläuterungen in Kap. 2.2.1.2 auch in [HBP98] beobachtet wird. Sie wird hier mit steigender Drehzahl zum einen deutlicher und zum anderen früher sichtbar, weshalb sie innerhalb der ersten Versuchsminuten nur bei der höheren Drehzahl in Abbildung 4.22 *unten* festzustellen ist. Bei Drehzahlen kleiner als 18 U/min tritt eine Homogenisierung innerhalb der Beobachtungszeit von etwa 1 h nicht auf und auch das Strukturmuster, das in Abbildung 4.21 d) dargestellt ist, ist leicht verändert. Es sind ebenfalls blasenartige Strukturen zu erkennen, die jedoch den Spalt von innen beginnend nur noch etwa zu Hälfte füllen. Im äußeren Bereich sind zusätzlich sich langsam wirbelartig bewegende Domänen zu beobachten, die an rein elastische Instabilitäten erinnern.

Betrachtet man gedanklich, wie schon für die TTASal-Lösung beschrieben, die Strukturmuster durch die Wand des Außenzylinders, ohne das Spaltinnere zu sehen, kann man sich für beide mit der Lichtschnittmethode festgestellte Strukturmuster als Ergebnis einer axialen, sich verändernden Strukturierung vorstellen. Die fehlende Unterscheidung in 2 Bereiche in der Umgebungslichtvisualisierung ist somit wahrscheinlich auf eine geringere Empfindlichkeit dieser Methode zurückzuführen. Beachtenswert ist ferner, dass mit beiden Methoden Bereiche beobachtet wurden, die ohne geometrische Ursache deutlich unterschiedliche Geschwindigkeiten aufweisen.

Weitergehende Erkenntnisse liefert wiederum die folgende Betrachtung statistischer Größen der Helligkeitsverteilung der Lichtschnittbilder. Eine nähere Analyse des Endzustandes ist für die HTASal-Lösung aufgrund der bei fast allen Drehzahlen zu findenden abschließenden Homogenisierung nicht sinnvoll. Allerdings ergibt eine Betrachtung des zeitlichen Verlaufes der jeweiligen Kennwerte, dass bei der Auswertung der Bilder 2 Minuten nach Versuchsbeginn, also in etwa beim Auftreten der gut sichtbaren blasenartigen Struktur, bei fast allen berechneten Werten Peaks auftreten. Diese Bilder werden als Grundlage der weiteren Auswertung verwendet, wobei die Deutung der Ergebnisse aufgrund der beobachteten Strukturmusterabfolge nicht bezüglich der Strukturmenge erfolgt, sondern im Hinblick auf die zeitliche Entwicklung vorgenommen wird.

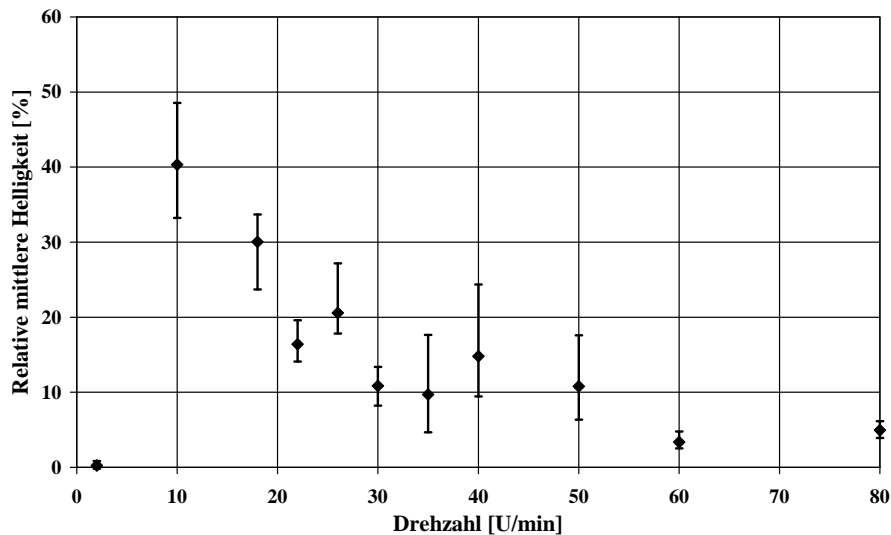


Abbildung 4.23: Relative Helligkeitsmittelwerte in Abhängigkeit von der Drehzahl für den Bereich der blasenartigen Struktur

Wie ähnlich für die TTASal-Lösung in Abbildung 4.11 gezeigt, sind in Abbildung 4.23 die auf die mittlere Helligkeit der Referenzbilder bezogenen Mittelwerte der Helligkeitsverteilungen der Differenzbilder mit ihren Schwankungsbreiten dargestellt, wobei ein zeitlich ausgedehnte Mittelung aufgrund des betrachteten Zeitintervalls nicht durchgeführt werden konnte.

Der Nullwert bei der niedrigsten Drehzahl zeigt, dass hier nach 2 Minuten noch keine Strukturentwicklung eingesetzt hat und somit noch das Ausgangsbild vorliegt. Bei 10 U/min ist demgegenüber deutlich Struktur vorhanden. Mit zunehmender Rotationsgeschwindigkeit werden die Mittelwerte tendenziell wieder kleiner, d.h. man nähert sich immer mehr den Bildern mit homogenisierten Helligkeiten an. Der Kurvenverlauf zeigt also, dass die zeitliche Strukturentwicklung bei zunehmender Drehzahl immer schneller erfolgt. Dies Ergebnis wird auch durch die, hier nicht dargestellte, Auswertung der anderen Kennwerte bestätigt.

Zusammenfassend liefern die Visualisierungsmethoden ähnlich wie bei der TTASal-Lösung für die HTASal-Lösung neben dem Strömungsmuster und den Entwicklungsstufen der Scherinduzierten Strukturen auch Informationen über die zeitliche Entwicklung.

4.1.3.2 PIV-Ergebnisse

Wie bereits aus den Visualisierungsergebnissen zu erwarten, werden mittels PIV für die HTASal-Lösung Geschwindigkeitsprofile gemessen, die deutlich von denen der anderen beiden Flüssigkeiten abweichen. Grundsätzlich ist nur eine Strömungsform, die SISF, festzustellen, deren Charakteristika in der HTASal-Lösung im Vergleich zur TTASal-Lösung verändert sind. Ferner findet keine deutliche Veränderung der Geschwindigkeitsprofile mit der Drehzahl statt. Es liegt immer eine instationäre Strömung mit denselben Eigenschaften vor, wobei die Schnelligkeit bzw. der Grad der Veränderung mit der Zeit mit zunehmender Drehzahl steigt.

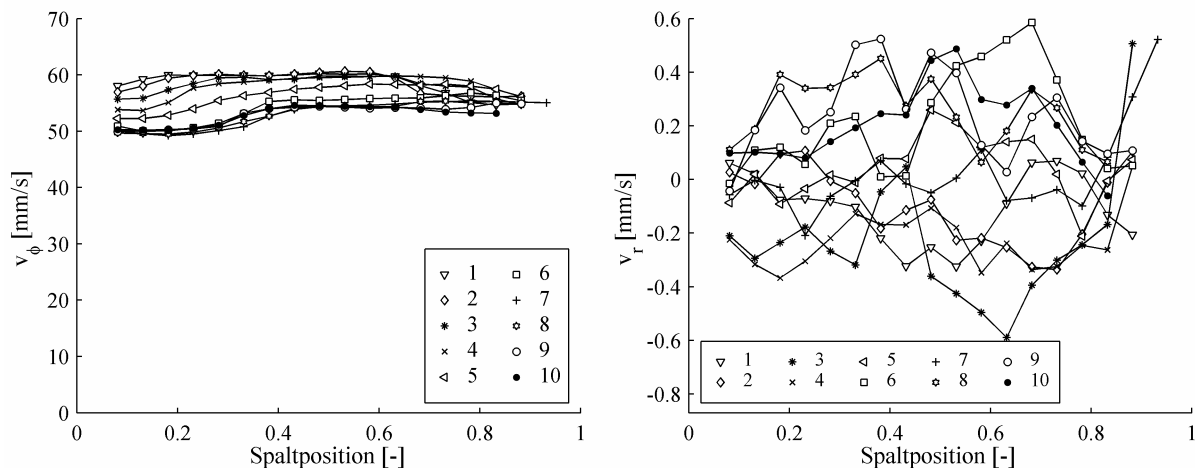


Abbildung 4.24: Exemplarische Geschwindigkeitsprofile zu aufeinander folgenden Zeiten bei 26 U/min; links: Tangentialgeschwindigkeit, rechts: Radialgeschwindigkeit

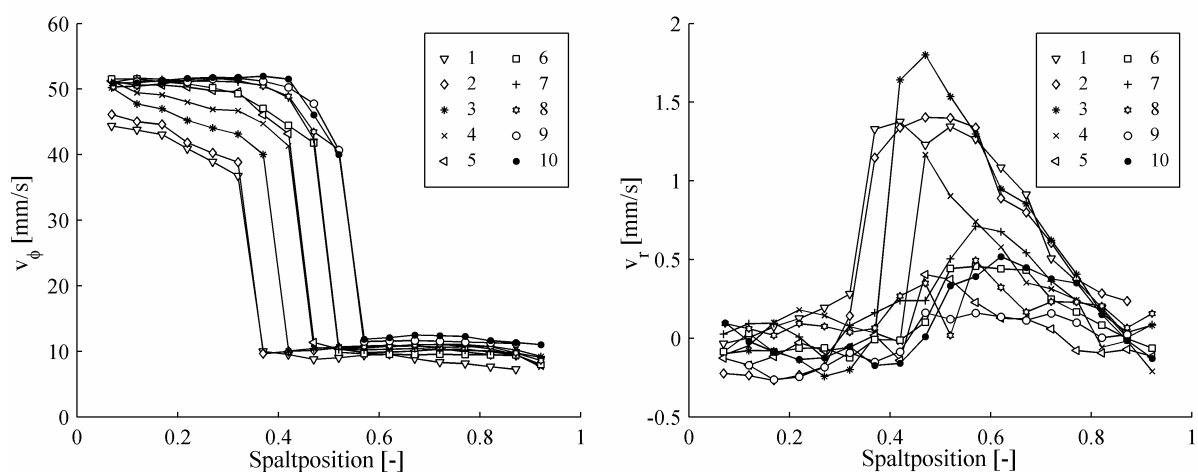


Abbildung 4.25: Exemplarische Geschwindigkeitsprofile zu aufeinander folgenden Zeiten bei 18 U/min; links: Tangentialgeschwindigkeit, rechts: Radialgeschwindigkeit

Beispielhafte Geschwindigkeitsprofile sind in den Abbildung 4.24 und Abbildung 4.25 in der bekannten Auftragungsweise für je 10 zeitlich aufeinander folgende Bildgruppen mit je 10 Einzelbildern dargestellt. Auf den ersten Blick wird die veränderte Profilform im Vergleich zu den anderen Flüssigkeiten deutlich. Für die Tangentialgeschwindigkeit wird kein kontinuierlicher Abfall vom Innen- zum Außenzylinder mehr festgestellt, sondern es zeigen sich Bereiche mit vergleichsweise konstanter Geschwindigkeit, die bei deutlichen Geschwindigkeitsunterschieden im Profil wie in Abbildung 4.25 durch sprunghafte Übergänge voneinander getrennt sind. Dies erinnert an einige im Kap. 2.2.1.2 dargestellte Tangentialgeschwindigkeitsprofile; so entsprechen die Profile in Abbildung 4.24 etwa denen von Hu et al. [HBM98] gemessenen aus Abbildung 2.5 und die in Abbildung 4.25 denen von Callaghan [FC01] aus Abbildung 2.4. In Anlehnung an den bei höheren Konzentrationen verwendeten Begriff der Scherbänder lassen sich die hier gemessenen Profile gut mit dem Ausdruck ‚Geschwindigkeitsbänder‘ beschreiben.

Ebenfalls anders als bei den zuvor dargestellten Ergebnissen der beiden anderen Versuchsflüssigkeiten verlaufen die Radialgeschwindigkeitsprofile. Findet wie in Abbildung 4.24 nur eine schwache zeitliche Veränderung statt, die sich wie weiter unten beschrieben in einer nur leichten Verschiebung der Plateaubereiche äußert, erfolgt eine ungeordnete Variation der Radialgeschwindigkeit über die Spaltweite und in Abhängigkeit von der Zeit, die an die entsprechenden Profile bei der Couette-Strömung entfernt erinnern. Ist demgegenüber eine stärkere zeitliche Variation wie in Abbildung 4.25 schon in der Tangentialgeschwindigkeit zu beobachten, sind in den Radialgeschwindigkeitsprofilen erhöhte Bewegungswerte festzustellen, die räumlich häufig in der Nähe eines Geschwindigkeitssprunges auftreten. Hierdurch wird deutlich, dass bei einer Veränderung in der Ausdehnung und Lage der Geschwindigkeitsbänder einer radialen Verschiebung eine besondere Bedeutung zukommt. Ein Vergleich der Profile mit denen der stationären Strömungsformen der anderen Flüssigkeiten zeigt ferner vermehrte Störungen in den Profilen, die besonders deutlich bei höheren Drehzahlen zu beobachten sind. Diese sind wie schon bei den anderen zeitabhängigen Strömungsformen auf Veränderungen im Geschwindigkeitsfeld während der Aufzeichnungszeit der zu einer Gruppe gehörenden Einzelbilder zurückzuführen.

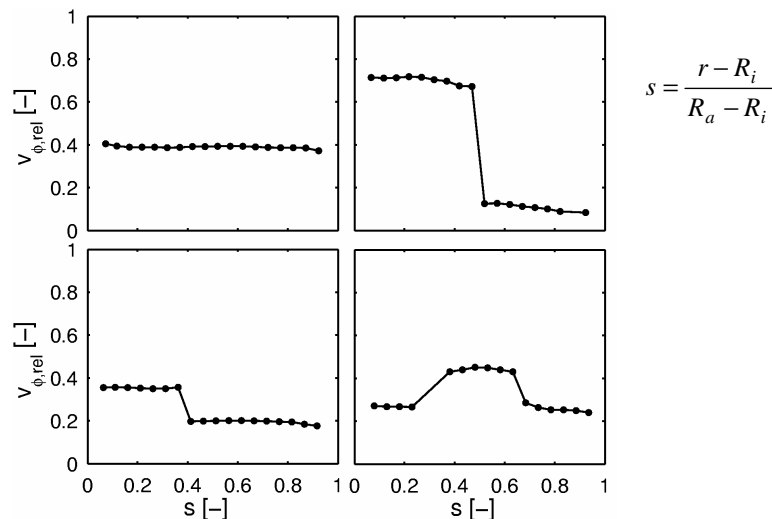


Abbildung 4.26: Charakteristische Tangentialgeschwindigkeitsprofile zu verschiedenen Zeiten für 30 U/min

Aufgrund der außergewöhnlichen Form der Tangentialgeschwindigkeitsprofile sollen einige diesbezügliche Charakteristika mittels der Abbildung 4.26 und Abbildung 4.27 näher erläutert werden. In der Abbildung 4.26 sind beispielhaft bei 30 U/min für unterschiedliche Zeiten die auf die Geschwindigkeit des Innenzylinders normierten Tangentialgeschwindigkeiten über die Spaltweite aufgetragen. Besonders deutlich wird hier die bandartige Strukturierung. Grundsätzlich treten die beiden oberen Profilformen, mit einem relativ langsamen Geschwindigkeitsband über die gesamte Spaltweite und mit einem Band höherer Geschwindigkeit in der Nähe des Innenzylinders und einem deutlich langsameren im übrigen Spalt, am häufigsten auf. Zusätzlich zu den hier dargestellten werden aber auch Profile mit mehr als 2 unterschiedlich schnellen Bändern oder mit schwachen Geschwindigkeitsgradienten in den einzelnen Bereichen beobachtet. Allen Formen ist jedoch gemeinsam, dass sie

nur normierte Geschwindigkeiten zwischen 0,1 und 0,8 enthalten. Dies bedeutet, dass nicht nur über den gesamten Spalt hinweg Geschwindigkeitssprünge auftreten, sondern auch im besonderen Maße in der Nähe des Innenzylinders zu finden sind, weshalb von einem Wandgleiten am Innenzylinder auszugehen ist.

In Abhängigkeit von der Zeit variiert die Bandstruktur im Spalt, wie in Abbildung 4.27 für 2 Drehzahlen dargestellt, worin die verwendeten Graustufen die Größe der Tangentialgeschwindigkeit unterstreichen. Es ändert sich einerseits die radiale Position, die Ausdehnung und z.T. auch der Plateauwert der einzelnen Bereiche. Andererseits entstehen und verschwinden fortlaufend Geschwindigkeitsbänder. Abbildung 4.27 zeigt auch, dass analog zu der Variation der Radialgeschwindigkeit in der TTASal-Lösung die Veränderung der Bandstruktur grundsätzlich geordnet erfolgt, wobei aber keine formelmäßige Zeitabhängigkeit festzustellen ist. Darüber hinaus ist zu beobachten, dass mit zunehmender Drehzahl die Anzahl der Bänder, die gleichzeitig im Spalt vorliegen, steigt und ihre Lebensdauer abnimmt, wodurch die Strömung zunehmend ungeordnet erscheint.

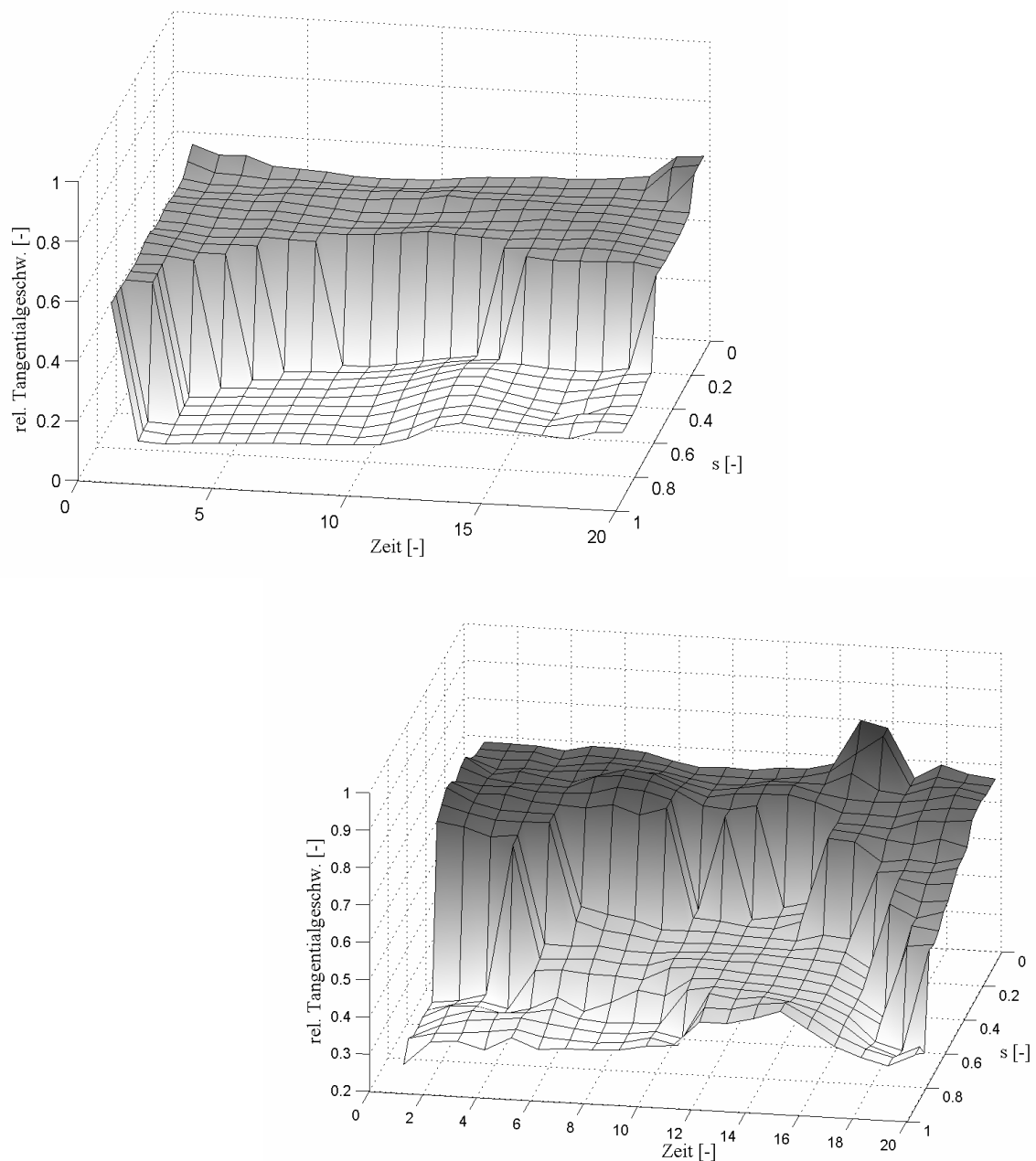


Abbildung 4.27: Zeitliche Entwicklung der Tangentialgeschwindigkeit; *oben:* 10 U/min, *unten:* 18 U/min

Eine nähere Analyse der aus den Radialgeschwindigkeitsprofilen abgeleiteten Größen zeigt im Gegensatz zu den Ergebnissen der Tangentialgeschwindigkeit deutliche Ähnlichkeiten zwischen den beiden Tensidlösungen. In Abbildung 4.28 sind im Vergleich zu Abbildung 4.18 die zeitlich gemittelten Extremwerte der Radialgeschwindigkeit wiederum mit ihrer Schwankungsbreite aufgetragen. Wie bei der TTASal-Lösung ist keine Abhängigkeit von der Höhenposition festzustellen und eine wirbelartige Strömung demnach auszuschließen. Insgesamt ist der Wertebereich, in dem die Schwankungen der Radialgeschwindigkeit auftreten, für alle vermessenen Höhenpositionen schon bei niedrigen Drehzahlen sehr ähnlich. Etwas deutlicher ausgeprägte Spitzen bei der Schwankungsbreite sind hierbei auf starke Änderungen in der Bandstruktur zurückzuführen. Analog zu den Ergebnissen der TTASal-Lösung wird mit zunehmender Drehzahl eine weitere Vergleichmäßigung in den Schwankungen an den einzelnen Positionen beobachtet, die wie dort eine schnellere Veränderung in den Geschwindigkeiten mit steigender Rotationsgeschwindigkeit des Innenzylinders aufzeigt.

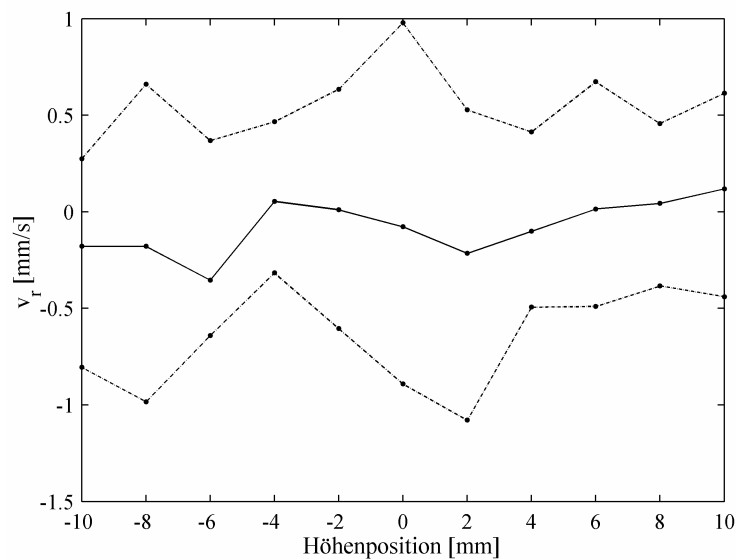


Abbildung 4.28: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive der Schwankungsbreite aufgetragen über die Höhenkoordinate bei 22 U/min

In Abbildung 4.28 fällt weiterhin der im Vergleich zu Abbildung 4.18 geringe mittlere Extremwert der Radialgeschwindigkeit auf, der sich auch in Abbildung 4.19 wieder findet. Grundsätzlich sind die maximalen und minimalen Radialgeschwindigkeiten für die HTASal-Lösung gegenüber denen von Wasser deutlich verringert und sogar noch etwas kleiner als die in der TTASal-Lösung. Da in Abbildung 4.19 nur die absoluten Maxima und Minima dargestellt sind, die bei der HTASal-Lösung häufig als einzelne Spitzen bei deutlichen Verschiebungen in der Bandstruktur auftreten, ist der Effekt der Verminderung von radialen Bewegungen sogar noch deutlicher, als er auf den ersten Blick eingeschätzt wird. Wird die Drehzahl erhöht, findet bis 10 U/min eine schwache betragsmäßige Zunahme der Extrema statt. Darauf bleiben die Werte, ähnlich wie bei der TTASal-Lösung, für alle Drehzahlen etwa konstant bei einem Wert von ca. 2,8 mm/s. Folglich ist von einer nahezu vollständigen Unterdrückung der Geschwindigkeiten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung bei allen untersuchten Drehzahlen auszugehen.

Durch diese PIV-Ergebnisse werden die Erkenntnisse aus den Visualisierungen in eindrucksvoller Weise ergänzt. Für die HTASal-Lösung wird eine vollständige Unterdrückung der in Wasser zu findenden Wirbel und eine bandartige Strukturierung in den Tangentialgeschwindigkeiten festgestellt. Die Ursache hierfür wird in Anlehnung an die in Kap. 2.2.1.2 erläuterte Theorie von Callaghan [FC01] in der Ausbildung und ständigen Veränderung einer Scherinduzierten Struktur gesehen. Durch die Belastung im Scherfeld wird Struktur gebildet, die zum einen wie bei der TTASal-Lösung Bewegungen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung unterbindet. Zum anderen wird die Viskosität in den Gebieten, die besonders reich an Scherinduzierten Strukturen ist, so weit erhöht, dass hier ein verringerter bzw. nahezu kein Geschwindigkeitsgradient mehr gemessen wird. Dies hat starke Gradienten in den struktur-ärmeren Bereichen zur Folge. Ferner findet mit der Zeit eine Auflösung von Struktur in den Gebieten ohne und eine Neubildung in den Bereichen mit hohen Geschwindigkeitsgradienten

statt. Dies bewirkt wiederum ständige Veränderungen und Verschiebungen in den Geschwindigkeitsbändern. Wie bei der TTASal-Lösung wird also im Searle-System eine deutliche Beeinflussung der Strömung durch scherinduzierte Prozesse festgestellt, wobei die in der HTASal-Lösung gebildete Struktur zu deutlich stärkeren Effekten führt.

4.2 Ergebnisse für den gekrümmten Kanal

4.2.1 Versuchsflüssigkeit: Wasser

4.2.1.1 Visualisierungsergebnisse

Mit der Umgebungslichtvisualisierung lässt sich im gekrümmten Kanal eine Sequenz an Strömungsmustern in Abhängigkeit vom Volumenstrom sichtbar machen, die in Tabelle 4.6 und Abbildung 4.29 dargestellt ist und mit den einzelnen Strömungsformen ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘, Deanwirbeln, Wirbeln mit Aufspaltungen und Vereinigungen und abschließend gestörten Wirbeln weitgehend der in Kap. 2.2.2.1 beschriebenen entspricht. Wie zu erwarten ist bei den Messungen eine deutliche Abhängigkeit von der Winkelposition zu beobachten, wodurch mit zunehmender Entfernung vom Eintritt in den Bogen die einzelnen Strömungsformen schon bei einer niedrigeren Pumpendrehzahl zu sehen sind. Die Veränderung der Strömungsform ist im gekrümmten Kanal jedoch nicht so deutlich wie im Couette-System und wiederholte Versuchsläufe führen, u.a. aufgrund von leicht veränderten Bedingungen wie einer etwas anderen Tracerkonzentration und den in Kap. 2.2.2 beschriebenen allgemeinen Schwierigkeiten bei der Untersuchung offener Systeme, zu etwas anderen Übergangsdrehzahlen. Im Folgenden wird deshalb nur die Abfolge der Muster bei 90° , also in der Mitte des Bogens, exemplarisch für alle Positionen beschrieben.

Strömungsform	Poiseuille-Strömung	Deanwirbel	Wirbel mit Aufspaltungen und Vereinigungen	Störungen in den Wirbeln
Pumpendrehzahl [U/min]	bis 130	ab 130	ab 210	ab 300

Tabelle 4.6: Strömungsformen für Wasser bei 90° mittels Umgebungslichtvisualisierung

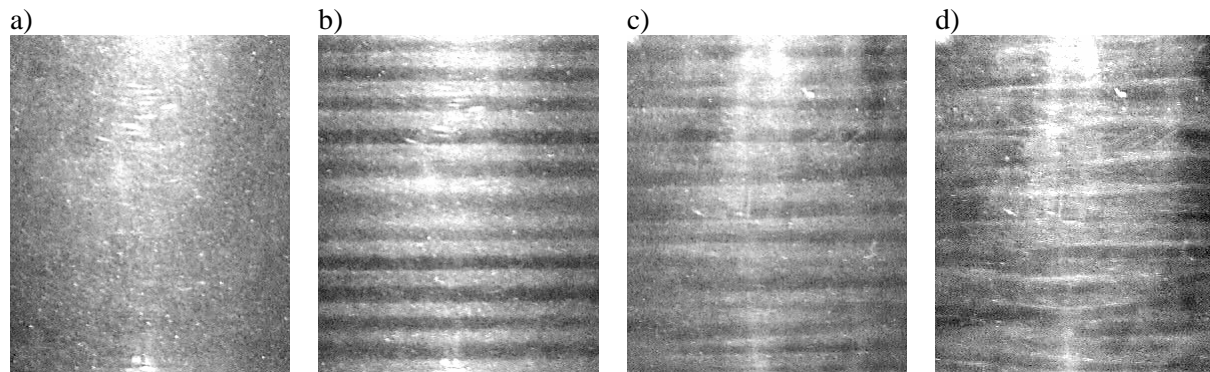


Abbildung 4.29: Strömungsformen für Wasser bei 90° ; a) Poiseuille-Strömung für den gekrümmten Kanal, b) Deanwirbel, c) Wirbel mit Aufspaltungen und Vereinigungen, d) Wirbel mit deutlichen Störungen

Bei geringen Volumenströmen bis zu einer Pumpendrehzahl von etwa 130 U/min ist keinerlei Strukturierung zu sehen. Folglich kann, wie schon im Couette-System, auf eine reine Schichtenströmung geschlossen werden, die hier der ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ entspricht. Oberhalb von 130 U/min sind gerade, gleichmäßige Streifen zu erkennen, die die Deanwirbel kennzeichnen. Mit steigender Drehzahl werden diese aufgrund der ebenfalls zunehmenden Wirbelstärke zunächst deutlicher sichtbar, wobei sie z.T. aufgrund leicht unterschiedlicher Breiten etwas ungleichmäßig erscheinen. Erste Aufspaltungen und Vereinigungen der Wirbel sind ab etwa 210 U/min zu beobachten und kennzeichnen den Beginn einer zunehmend instationären Strömung. Durch diese Aktivitäten wirken die Wirbel weniger gerade und scheinen unregelmäßig zu schwingen. Dies wird jedoch nicht als Anzeichen für Ondulierende Wellen oder Twists gesehen, die in der in Kap. 2.2.2.1 beschriebenen Art

hier nicht beobachtet werden. Weitere Erhöhungen der Drehzahl führen zu einem vermehrten Auftreten der Aufspaltungen und Vereinigungen bis die Linien der einzelnen Wirbel schließlich ineinander überzugehen scheinen und keine einzelnen Streifen mehr zu erkennen sind. Hiermit einhergehend nimmt der Eindruck einer schwingenden Bewegung der Wirbel wieder ab. Zusätzlich sind ab etwa 300 U/min Störungen in den Wirbeln zu beobachten. Diese nehmen wiederum mit steigender Drehzahl weiter zu bis bei den höchsten untersuchten Drehzahlen von etwa 500 U/min die Strömung stark gestört und ungeordnet wirkt, aber immer noch eine linienartige Strukturierung erkennen lässt.

Insgesamt zeigen diese Ergebnisse der Umgebungslichtvisualisierung, dass die konstruierte Versuchsanlage geeignet ist, die ganze Bandbreite an Strömungszuständen in einem gekrümmten Kanal zu untersuchen. Diesen Erkenntnissen folgend wurden die für die anderen Messmethoden ausgewählten Drehzahlen über einen weiten Bereich mit einer Schrittweite 50 U/min verteilt, wie es schon in Tabelle 3.4 dargestellt wurde. Bei weiteren Messungen stellte sich jedoch heraus, dass unterhalb von 150 U/min der Volumenstrom z.T. schwankt, weshalb bei 100 U/min nur vereinzelte Experimente durchgeführt werden konnten.

Mit der Lichtschnittvisualisierung ergeben sich für Wasser wiederum keinerlei Ergebnisse. Da hier keine Brechzahlunterschiede auftreten, bleibt das Bild für alle Drehzahlen gleichmäßig dunkel.

4.2.1.2 PIV-Ergebnisse

In Übereinstimmung mit der Umgebungslichtvisualisierung lassen sich mittels PIV 3 unterschiedliche Strömungsformen mit der in Tabelle 4.7 dargestellten Abhängigkeit von Pumpendrehzahl und Winkelposition feststellen. Grundsätzlich liegt bei steigender Drehzahl, ähnlich wie in Kap.2.2.2.1 beschrieben, wiederum zunächst eine Poiseuille-Strömung vor, darauf im Bogenbereich stabile Deanwirbel und schließlich eine zeitabhängige Strömung, bei der aber mittels PIV nicht näher bezüglich des Auftretens von Aufspaltungen und Vereinigungen und Störungen in den Wirbeln unterschieden werden kann. Die Veränderung von den Wirbeln zur zeitlichen Variation ist außerdem nicht immer deutlich, weshalb ein Übergangsbereich eingeführt wurde, in dem nur eine schwache Zeitabhängigkeit vorliegt bzw. an einigen Höhenpositionen noch stationäre Geschwindigkeitsfelder gemessen werden. Außerhalb des Bogens sind keine Deanwirbel zu beobachten, allerdings sind die Geschwindigkeitsfelder hinter dem Bogen bei hohen Drehzahlen wirbelartig. Ferner wird mit fortschreitender Winkelposition im Bogen die erforderliche Pumpendrehzahl für den Übergang in den nächsten Bereich wie erwartet geringer.

Position	Pumpendrehzahl							
		100	150	200	250	300	350	400
0°			P	P	P	P	Ü	Z
45°			P	P	DW	Z	Z	Z
90°		P	DW	Ü	Z	Z	Z	Z
135°			DW	Ü	Z	Z	Z	Z
180°		P	P	P	Ü	Z	Z	Z

Tabelle 4.7: Strömungsformen für Wasser; P - Poiseuille-Strömung (im gekrümmten Kanal), DW – Deanwirbel, Ü – Übergangsbereich, Z – zeitabhängige Strömungsform

Ein Vergleich der aus Tabelle 4.7 abzulesenden Übergangsdrehzahlen bei 90° mit denen aus Tabelle 4.6 ergibt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Messmethoden, wobei das erste Auftreten von Aufspaltungen und Vereinigungen als beginnende zeitabhängige Strömung identifiziert wird. Unterschiede in den einzelnen Werten sind lediglich auf verschiedene Schrittweiten bei der jeweiligen Versuchsdurchführung zurückzuführen. Eine Gegenüberstellung von gemessenen und aus der Literatur entnommenen Daten für den Übergang zu den einzelnen beobachteten Strömungsformen liefert Tabelle 4.8. Hierbei sind in Anlehnung an die Literaturangaben für den kritischen Wert der Deanwirbel die Deanzahl und für erste Aufspaltungen und Vereinigungen das Verhältnis zwischen Übergangswert und kritischem Wert der Deanwirbel, der hierfür wie in der Literatur üblich zu 36 angenommen wird, angegeben. Bei einem Vergleich der Werte ist jedoch zu beachten, dass in dieser Arbeit eine relativ große Schrittweite bei der Pumpendrehzahl gewählt wurde, da die Versuche der Charakterisierung der unterschiedlichen Strömungsformen und nicht der Ermittlung von Übergangsdrehzahlen dienen sollten.

Deanwirbel		Wirbel mit Aufspaltungen und Vereinigungen	
Quelle	De _{krit} [-]	Quelle	De/De _{krit} [-]
gemessen $\eta = 0,978$, bei 90°	56	gemessen $\eta = 0,978$, bei 135° $\eta = 0,978$, bei 90°	2,16 2,32
gemäß [Dea28] $\eta \rightarrow 1$	36	gemäß [Bot93] $\eta = 0,974$	2,43
gemäß [MA92] bei 90°	73	gemäß [MA92]	1,3
gemäß [LLK94] $\eta = 0,979$, bei 95°	75	gemäß [LLK94] $\eta = 0,979$	2,03
gemäß [LLK94] $\eta = 0,979$, bei $125^\circ/145^\circ$	64	gemäß [LN88] $\eta = 0,979$, bei 95°	2,78

Tabelle 4.8: Übergangswerte für die unterschiedlichen beobachteten Strömungsformen

Der ermittelte Wert für erste Deanwirbel ist wie gemäß Kap. 2.2.2.1 anzunehmen größer als der theoretisch berechnete, jedoch auch kleiner als die anderen experimentell bestimmten Übergangswerte. Letztes wird auf eine in dieser Arbeit vorliegende höhere Empfindlichkeit der Versuchsanlage zurückgeführt; somit liegt der gemessene kritische Wert etwa im erwarteten Rahmen. Bezüglich der zweiten beobachteten Strömungsform, bei der Aufspaltungen und Vereinigungen der Wirbel auftreten, zeigt sich im Vergleich zu den Literaturwerten eine gute Übereinstimmung. Wie schon im Kap. 4.2.1.1 beschrieben, werden Schwingende Wirbel in Form von Ondulierenden Wellen oder Twists in dieser Arbeit nicht festgestellt. Für die Ondulierenden Wellen ist aufgrund der in Kap. 2.2.2.1 erläuterten langen Entwicklungsstrecke eine Beobachtung im verwendeten Kanal auch nicht unbedingt zu erwarten. Bezüglich der Twists wird angenommen, dass die auftretenden Interaktionen zwischen den Wirbeln durch Aufspaltungen und Vereinigungen so stark sind, dass sie für die verwendeten Messmethoden jegliche schwingenden Bewegungen extrem verzerren und somit unsichtbar machen. Im Folgenden werden die einzelnen Strömungsformen anhand ausgewählter Geschwindigkeitsprofile näher charakterisiert.

Im Bereich der ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ ist das Profil der Tangentialgeschwindigkeit weitgehend parabelförmig und die Radialgeschwindigkeiten liegen nahe null, wobei weder eine Abhängigkeit der Profile von der Zeit noch von der Höhenkoordinate zu finden ist.

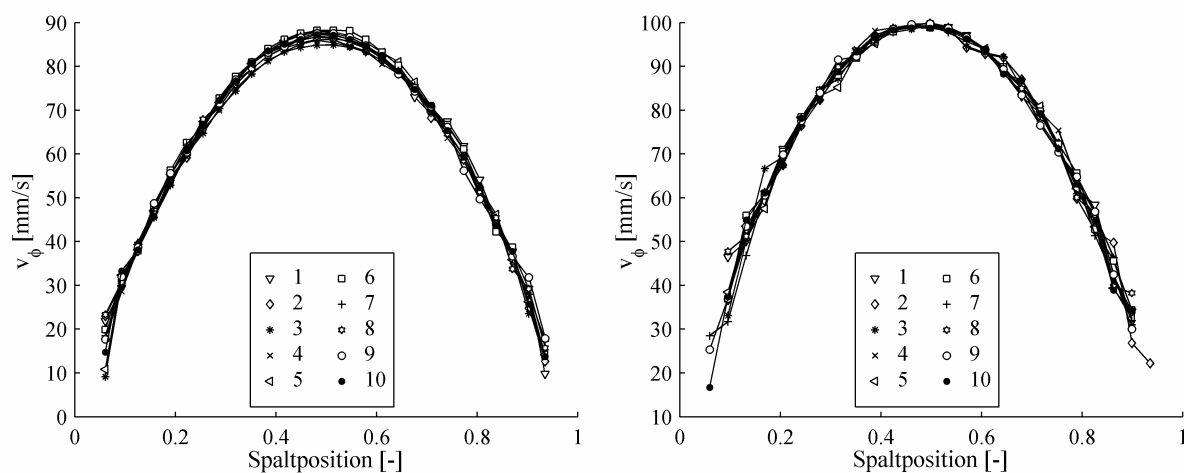


Abbildung 4.30: Tangentialgeschwindigkeitsprofile im Bereich der Poiseuille-Strömung für aufeinander folgende Zeiten; links: vor dem Bogen bei 250 U/min, rechts: im Bogen bei 45° und 200 U/min

Entsprechende Tangentialgeschwindigkeitsprofile sind in Abbildung 4.30 für 2 Bogenpositionen über der dimensionslosen Spaltweite, mit der konvexen Wand bei null und der konkaven Wand bei eins, aufgetragen. Hierbei sind jeweils die Kurven von 10 zeitlich aufeinander folgenden Gruppen mit 20 Bildern, bezeichnet als 1 – 10, dargestellt. Gut zu erkennen sind die Parabelform und die zeitliche Übereinstimmung. Leicht abweichende Werte einzelner Reihen treten hauptsächlich in der Nähe der Wände auf. Dies ist zum einen auf den hohen Gradienten an diesen Stellen zurückzuführen. Zum anderen gelangt die gemäß der mittleren Geschwindigkeit optimierte Gitter- und Parameterfestlegung hier an ihre Grenzen, da die Geschwindigkeiten sehr klein sind und die Bedingung für den Mindestabstand der Partikelabbildungen nicht immer erfüllt sein kann. Ein Vergleich der beiden Grafiken zeigt für diesen Strömungsbereich keine Abhängigkeit der Profile von der Bogenposition. Eine Verschiebung des Tangentialgeschwindigkeitsmaximums, wie sie in Kap. 2.2.2.1 beschrieben ist, wird hier demnach nicht beobachtet und ist gemäß Gl. 2.5 für eine wie in dieser Arbeit vorliegende geringe Krümmung auch nicht zu erwarten. Ferner ist das Geschwindigkeitsmaximum bei 250 U/min vor dem Bogen geringfügig kleiner als bei 200 U/min im Bogen. Die Ursache hierfür liegt in Fertigungsproblemen. Aufgrund der großen Kanalabmaße und des großen Krümmungsradius war es nicht möglich, überall die Spaltweite von exakt 11 mm zu erreichen, weshalb Spaltweitenunterschiede zu leicht veränderten Absolutwerten führen, deren Einfluss auf die grundlegenden Ergebnisse aber vernachlässigt werden kann.

Radialgeschwindigkeiten für Gruppen mit 50 Bildern an unterschiedlichen Höhenpositionen sind für diesen Strömungsbereich exemplarisch in Abbildung 4.31 wiederum über die normierte Spaltweite aufgetragen, wobei, wie bei den entsprechenden Darstellungen für das Searle-System, gemäß der Kennzeichnung, von 10 bis -10, zwischen den einzelnen Kurven je 2 mm liegen und insgesamt 2 cm abgedeckt werden. Gut zu erkennen sind die geringe Größe der Geschwindigkeiten und deren ungeordnete Veränderung über die Spaltweite. Berücksichtigt man ferner, dass eine Verschiebung der Partikelabbildungen um ein halbes Pixel in dieser Grafik einer Geschwindigkeit von 0,8 mm/s entspricht, wird deutlich, welche geringe Verschiebungen hier dargestellt sind und dass auch im Bogenbereich von einer, wie erwartet, verschwindenden Radialgeschwindigkeit ausgegangen werden kann.

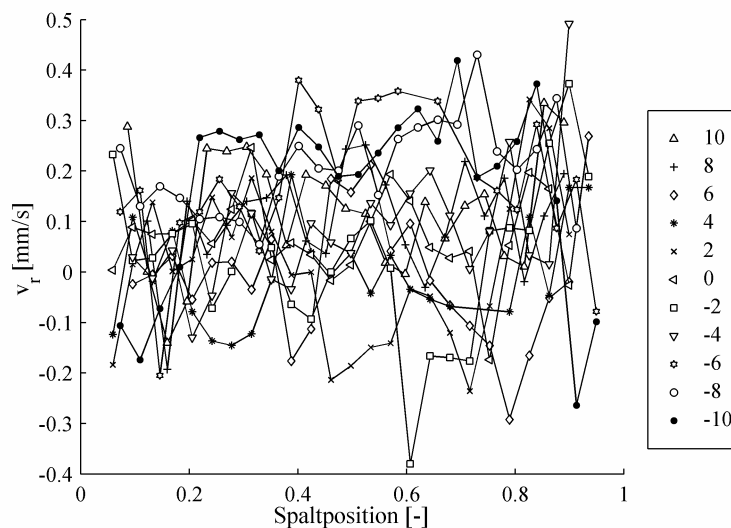


Abbildung 4.31: Radialgeschwindigkeitsprofile im Bereich der Poiseuille-Strömung für unterschiedliche Höhenpositionen bei 45° im Bogen und 200 U/min

Bei den Deanwirbeln handelt es sich wie bei der Poiseuille-Strömung um eine stationäre Strömungsform, allerdings ist hier eine charakteristische Veränderung der Tangential- und Radialgeschwindigkeiten mit der Höhe festzustellen.

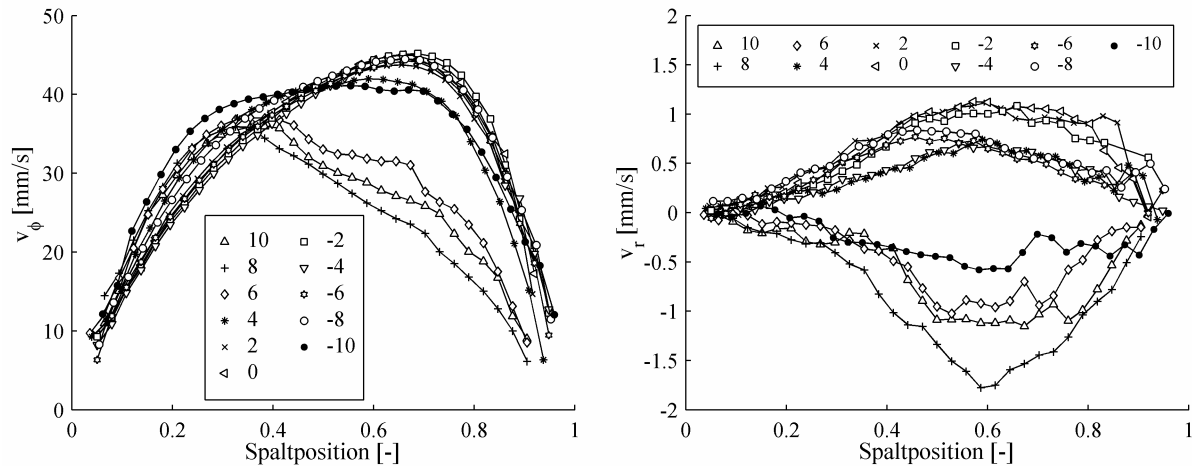


Abbildung 4.32: Tangential- und Radialgeschwindigkeitsprofile der Deanwirbel in Abhängigkeit von der Höhenposition bei 135° und 150 U/min für Gruppen mit je 50 Einzelbildern

Ein Vergleich der in Abbildung 4.32 *links* dargestellten Tangentialgeschwindigkeitsprofile mit denen der ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ in Abbildung 4.30 zeigt deutliche Unterschiede in den Profilformen. Ferner ist in Abbildung 4.32 die für Deanwirbel charakteristische Veränderung der Profile mit der Höhe zu erkennen. Beim Durchqueren des Wirbels verschiebt sich die Position des Maximums zwischen der konkaven und konvexen Wand, wobei betragsmäßig höhere Geschwindigkeiten bei einer Position in der Nähe der konkaven Wand gemessen werden. Eine gute Übereinstimmung dieser Ergebnisse mit den in Abbildung 2.7 dargestellten Profilen aus der Literatur besteht insbesondere bezüglich der Kurven im Einströmgebiet, das anhand der in Abbildung 4.32 *rechts* dargestellten, negativen Radialgeschwindigkeit identifiziert werden kann. Ein genauerer Vergleich, auch der Ausströmgebiete, ist aufgrund der nur für wenige Höhenkoordinaten in der Literatur berichteten Profile nicht möglich.

Die in Abbildung 4.32 *rechts* dargestellte Veränderung der Radialgeschwindigkeit mit der Höhenposition erinnert stark an die entsprechenden Bilder für die Taylorwirbel. Im Unterschied zu diesen wirken die einzelnen Kurven hier etwas weniger glatt. Die Ursache hierfür liegt hauptsächlich in den, vor allem im Vergleich zu den Tangentialgeschwindigkeiten, betragsmäßig kleinen Radialgeschwindigkeiten, die nur geringen Verschiebungen entsprechen und auf dem in Anlehnung an die Literatur [LN88, KFM80, LFF92] gewählten geringen Krümmungsradius beruhen. Ferner sind die Positionen der Maxima wie der Minima zur konkaven Wand verschoben, wodurch die in Kap. 2.2.2.1 beschriebene Verschiebung des Wirbelzentrums zur konkaven Wand deutlich wird. Analog zu den Taylorwirbeln ist auch in dieser Darstellung bereits eine Asymmetrie bei der Veränderung der Radialgeschwindigkeitsprofile mit der Höhenposition festzustellen. Wie in Kap. 2.2.2.1 erläutert sind in den Einströmgebieten, in denen die Geschwindigkeit von der konkaven zur konvexen Wand gerichtet ist, betragsmäßig stärkere radiale Bewegungen zu finden, die jedoch nur einen geringeren Höhenbereich einnehmen.

Nähere Informationen bezüglich der Wirbel können wie bei den Taylorwirbeln aus einer genaueren Analyse der radialen Bewegungen abgeleitet werden. Hierzu stellt Abbildung 4.33 die Extremwerte der Radialgeschwindigkeit mit den entsprechenden zeitlichen Schwankungsbreiten in Abhängigkeit von der Höhenposition dar. Deutlich zu erkennen ist der schon aus Kap. 4.1.1.2 bekannte wellenförmige Verlauf, der die Wirbel kennzeichnet. Ferner ist wiederum die Asymmetrie bezüglich der Ein- und Ausströmgebiete zu erkennen, die durch einen schmalen Bereich mit negativer Radialgeschwindigkeit deutlich wird. Im Vergleich zu den Taylorwirbeln treten darüber hinaus höhere zeitliche Schwankungen der Extremwerte auf, die darauf zurückgeführt werden, dass es sich, wie in Kap. 2.2.2 erläutert, bei dem gekrümmten Kanal um ein offenes System handelt. Die aus diesen Auftragungen für alle Messreihen mit Deanwirbeln bestimmten Wirbelhöhen liegen bei einem Mittelwert von 9,6 mm zwischen Einzelwerten von 6,7 und 13,2 mm und sind somit, ähnlich wie in Kap. 2.2.2.1 erläutert, zumeist etwas kleiner als die Spaltbreite. Die großen Höhenunterschiede, von ca. 6,5 mm, sind zum einen auf die fertigungsbedingt nicht exakt einheitliche Spaltweite zurückzuführen. Zum anderen sind

sie wiederum aufgrund des Vorliegens eines offenen Systems für einen gekrümmten Kanal nicht unerwartete.

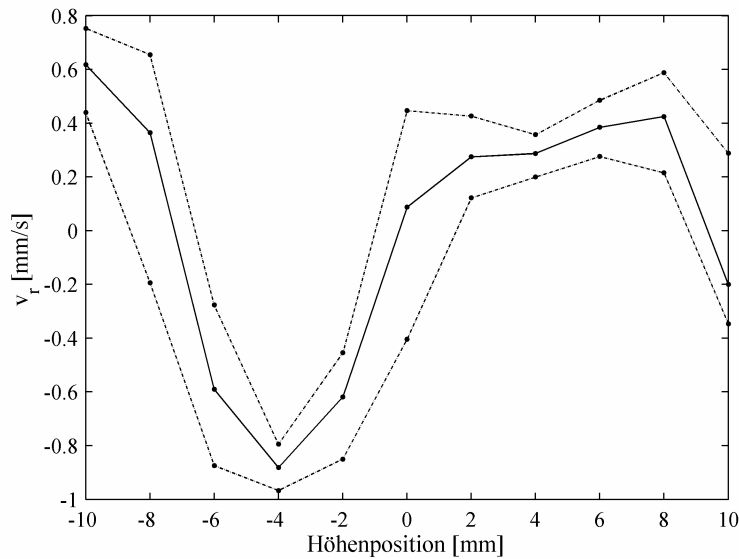


Abbildung 4.33: Extremwerte der Radialgeschwindigkeit und deren zeitliche Schwankungsbreite in Abhängigkeit von der Höhenposition für die Bogenmitte bei 150 U/min

Bei der zeitabhängigen Strömung ist zwischen der Position vor dem Bogen einerseits und allen anderen andererseits zu unterscheiden. Vor dem Bogen ist die zeitliche Veränderung auch bei sehr hohen Drehzahlen nur schwach ausgebildet und verläuft für die Tangentialgeschwindigkeit ungeordnet in Form von Schwankungen in der Spaltmitte. An allen anderen Positionen zeigen die Profile, wie aufgrund der in der Umgebungslichtvisualisierung zu beobachtenden Strömungsmuster zu erwarten, wirbelartige Charakteristika.

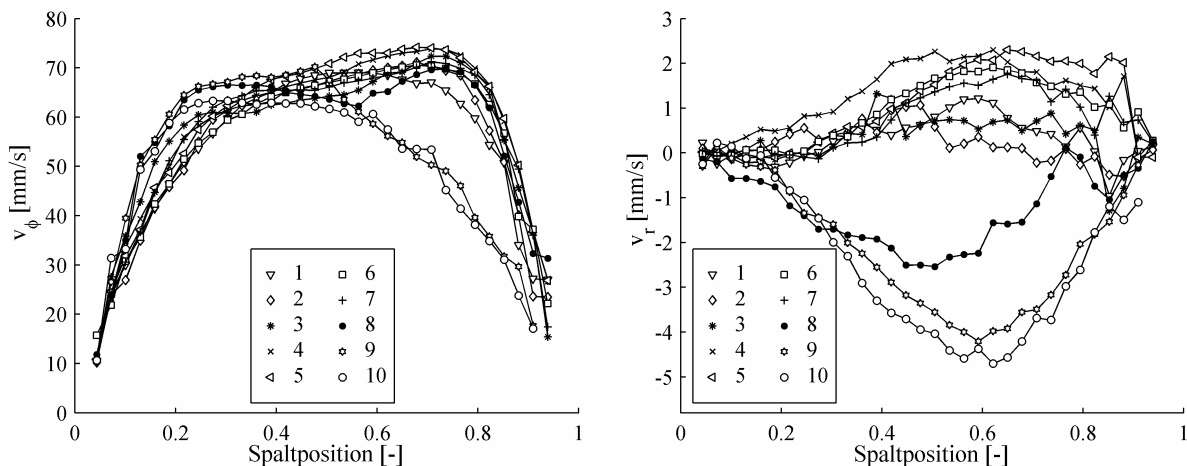


Abbildung 4.34: Tangential- und Radialgeschwindigkeitsprofile für aufeinander folgende Zeiten an einer Bogenposition von 135° bei 250 U/min

Die Veränderung der Geschwindigkeitsprofile mit der Zeit im Bogen, wie sie anhand von 10 nacheinander aufgezeichneten Bildgruppen in Abbildung 4.34 dargestellt ist, erinnert an die in Abbildung 4.32 gezeigte Variation mit der Höhenposition im Bereich der Deanwirbel. Sie erfolgt somit relativ geordnet, aber dennoch, wie aus den unregelmäßig auftretenden Vereinigungen und Aufspaltungen der Wirbel anzunehmen, zeitlich ungleichmäßig. Dabei sind die Kurven, da sie aus 20 Einzelbildern berechnet sind, hier etwas weniger glatt als die in Abbildung 4.32, die auf 50 Bildern beruhen. Im Vergleich zu den Ergebnissen für die Searle-Anordnung fällt auf, dass die zeitliche Veränderung der Radialgeschwindigkeit für Wasser im Kanal bezüglich der Profilform deutlich stärker ist. Dies zeigt auch die Darstellung der Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive ihrer Schwankungsbreite in Abbildung 4.35. Es ist keinerlei wellenförmiger Verlauf, wie er in Abbildung 4.7 zu finden ist,

mehr zu beobachten. Bei einer nahezu an allen Positionen gleichen, relativ großen Schwankungsbreite liegt der Extremwert im zeitlichen Mittel nahe Null und kennzeichnet somit eine ähnliche und ausgeprägte Veränderung der Radialgeschwindigkeitsprofile an allen Höhenpositionen.

Mit zunehmendem Volumenstrom finden die Veränderungen der Profile grundsätzlich schneller statt. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten erreicht z.T. das zeitliche Auflösungsvermögen bei der Verwendung der Gruppen mit 20 Bildern seine Grenzen, da dann vermehrt auch während der Aufzeichnungszeit einer Bildgruppe eine Umbildung der Geschwindigkeitsprofile stattfindet, wie sie in Abbildung 4.34 *links* mit der Reihe 8 einmal für diese Drehzahl anhand einer Profiform mit 2 Maxima zu beobachten ist. Qualitativ fällt bei einem Vergleich der Ergebnisse an unterschiedlichen Positionen zusätzlich auf, dass mit fortschreitendem Winkel die Profile der Tangentialgeschwindigkeit tendenziell flacher werden.

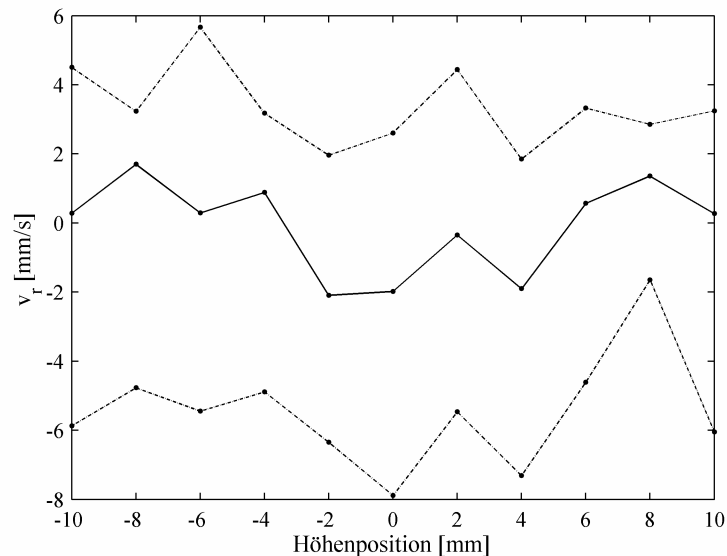


Abbildung 4.35: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit und deren Schwankungsbreite an unterschiedlichen Höhen für eine Bogenposition von 135° bei 350 U/min

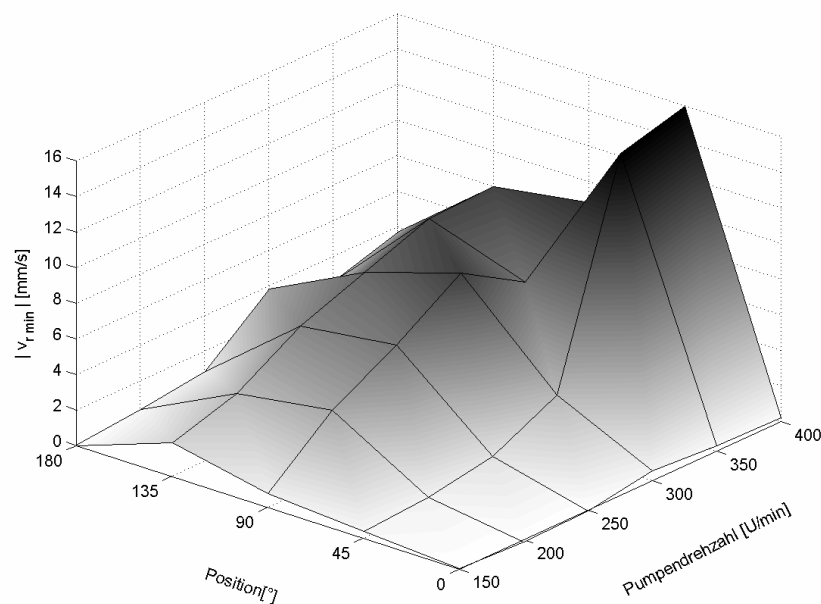


Abbildung 4.36: Betrag der minimalen Radialgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition

In Abbildung 4.36 und Abbildung 4.37 sind abschließend 2 charakteristische Größen in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition aufgetragen. Die verwendeten Graustufen sollen hierbei die betragsmäßige Höhe der einzelnen Messpunkte unterstreichen.

Als Maß für den wirbelartigen Charakter der Strömung ist in Abbildung 4.36 der Betrag der minimalen Radialgeschwindigkeit dargestellt. Gut zu erkennen sind die deutlichen radialen Bewegungen im Bogenbereich von 45° bis 135° . Tendenziell erfolgt dabei eine Zunahme sowohl mit der Pumpendrehzahl als auch, vor allem im vorderen Bogenbereich, mit steigendem Winkel. Die beiden Werte bei 45° und 350 bzw. 400 U/min stellen diesbezüglich klare Ausreißer da, die schon bei einer Analyse der einzelnen Geschwindigkeitsprofile durch extrem asymmetrisch verteilte Radialgeschwindigkeiten auffallen und nicht zur Ableitung grundlegender Aussagen berücksichtigt werden. Auch die zumeist etwas geringeren Werte bei 135° im Vergleich zu 90° werden nicht als Trend interpretiert, sondern auf Störungen durch die nicht einheitliche Spaltweite zurückgeführt. Sowohl vor als auch hinter dem Bogen gibt es deutlich weniger radiale Bewegung. Dies bedeutet zum einen, dass wie erwartet und weiter oben bereits erläutert bei 0° eine Poiseuille-Strömung vorliegt. Zum anderen haben sich zuvor entstandene Wirbel bis zur Messposition von etwa 30 cm hinter dem Bogen bereits zum Großteil zurückgebildet.

Vergleichbare Ergebnisse liefert auch Abbildung 4.37 in der die in Kap. 3.3.2.3 erläuterte, auf die mittlere Geschwindigkeit bezogene mittlere Abweichung der Tangentialgeschwindigkeitsprofile von einer an sie angenäherten Parabel dargestellt ist. Diese ist ein Maß dafür, wie stark das gemessene Profil dem einer einfachen Poiseuille-Strömung entspricht. Unter Berücksichtigung der bereits bei der Abbildung 4.36 diskutierten Ausnahmen ergibt sich wiederum eine Zunahme mit steigender Drehzahl und fortschreitender Bogenposition. Sowohl vor als auch hinter dem Bogen finden sich geringere Werte, wobei im Vergleich zu Abbildung 4.36 bei 180° noch klar erhöhte Abweichungen gemessen werden. Dies zeigt, dass die radiale Bewegung hier zwar schon weitgehend verschwunden ist, sich das Tangentialgeschwindigkeitsprofil jedoch noch nicht vollständig zurückgebildet hat. Generell ist die Ähnlichkeit zu einem Parabelprofil jedoch an allen Positionen und bei allen Drehzahlen stark ausgeprägt, da die Abweichung, außer bei den beiden erhöhten Werten bei 45° , immer kleiner als 16% ist.

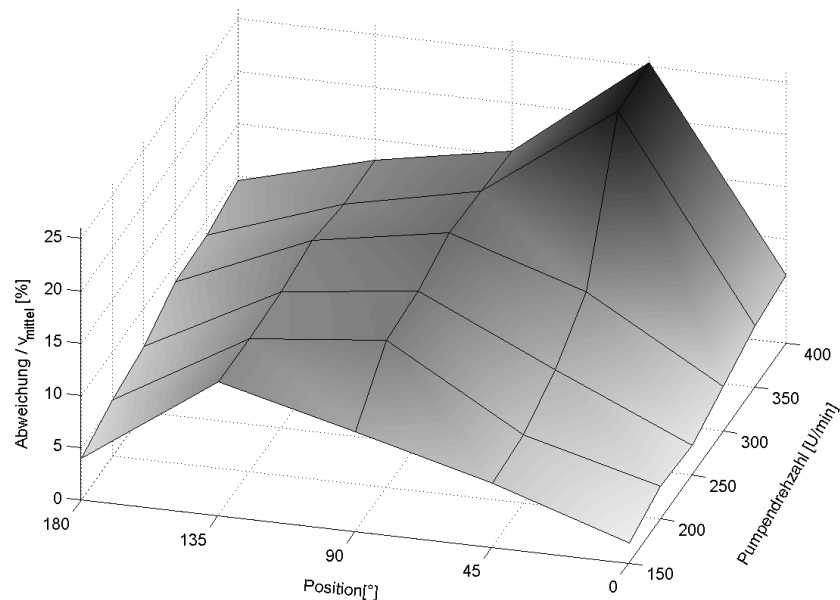


Abbildung 4.37: Abweichung zwischen den Tangentialgeschwindigkeitsprofilen und einem an sie angenäherten Parabelprofil bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition

Grundsätzlich zeigen die mittels PIV erhaltenen Ergebnisse zu den Geschwindigkeiten der Wasserströmung zum einen eine gute Übereinstimmung mit den in der Literatur berichteten und in Kap. 2.2.2.1 erläuterten Erkenntnissen, wodurch die Eignung des aufgebauten Strömungs- und Messsystems für die vergleichenden Untersuchungen mit den Tensidlösungen deutlich wird. Zum anderen konnten

aber auch detaillierte Informationen über das Strömungsverhalten gewonnen werden, die z.T. in der Literatur bisher nicht diskutiert wurden.

4.2.2 Versuchsflüssigkeit: TTASal-Lösung

4.2.2.1 Visualisierungsergebnisse

Im Gegensatz zu den Ergebnissen für das Couette-System zeigt die Umgebungslichtvisualisierung im gekrümmten Kanal für die TTASal-Lösung keine deutlich anderen Strömungsmuster als für Wasser, siehe Tabelle 4.9 und Abbildung 4.38. Ebenfalls ist eine ähnliche Abhängigkeit der Strömungsform von der Winkelposition festzustellen. Zum Vergleich wird im Folgenden wiederum die Sequenz der Strömungsformen bei 90° beschrieben, wobei auch hier unterschiedliche Versuchsreihen zu leicht verschiedenen Übergangsdrehzahlen führten.

Strömungsform	Poiseuille-Strömung	Wirbel mit Aufspaltungen und Vereinigungen	Störungen in den Wirbeln
Pumpendrehzahl [U/min]	bis 110	ab 110	ab 200

Tabelle 4.9: Strömungsformen für die TTASal-Lösung bei 90°

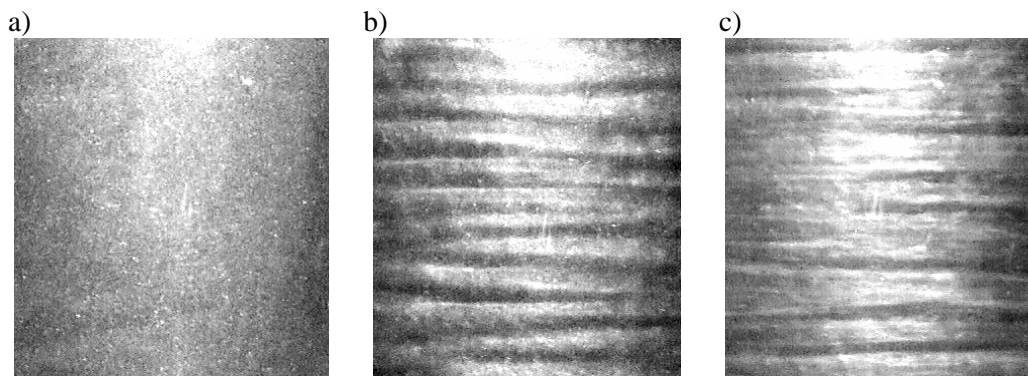


Abbildung 4.38: Strömungsformen für die TTASal-Lösung mittels Umgebungslichtvisualisierung, a) Poiseuille-Strömungen für den gekrümmten Kanal, b) Wirbel mit Aufspaltungen und Vereinigungen, c) Zeitabhängige, gestörte Wirbel bzw. SISF

Bis ca. 110 U/min ist wie bei Wasser keine Strukturierung zu erkennen, weshalb auf das Vorliegen der entsprechenden Poiseuille-Strömung geschlossen wird. Wirbel, in Form eines streifigen Musters, treten oberhalb von 110 U/min auf. Sofort mit den ersten Wirbeln werden zusätzlich auch Aufspaltungen und Vereinigungen dieser beobachtet. Ferner sind die Streifen nicht so ‚glatt‘ wie bei Wasser, sondern es treten leichte Ungleichmäßigkeiten auf, die bei allen folgenden Mustern erhalten bleiben. Mit steigender Drehzahl werden zum einen die Wirbel zunächst deutlicher. Zum anderen erhöht sich die Häufigkeit der Aufspaltungen und Vereinigungen der Wirbel bis schließlich die einzelnen Linien ständig ineinander übergehen. Dieses Bild, das ähnlich ebenfalls für Wasser bei höheren Drehzahlen beobachtet wird, erinnert an die im Couette-System beobachtete Scherinduzierte Strömungsform. Ferner werden ab etwa 200 U/min zusätzliche Störungen sichtbar, die mit steigender Drehzahl wiederum zunehmen, bis bei der höchsten untersuchten Drehzahl von 500 U/min eine nur noch entfernt linienartige, ungeordnete Strukturierung mit starken Störungen festzustellen ist.

Es gibt zwei mögliche Ursachen dafür, dass in diesem System kein eindeutiger Umschlag der Strömungsform festgestellt wird. Zum einen ist es möglich, dass die nötige Belastung zur Bildung einer Scherinduzierten Strömungsform im Bogen nicht erreicht wird. Zum anderen besteht auch die Möglichkeit, dass ein Umschlag im oberen Drehzahlbereich stattfindet, aber nicht beobachtet werden kann, weil das Muster der Scherinduzierten Strömungsform dem der bereits in Wasser zu beobachtenden zu ähnlich ist. Beide Ideen erklären jedoch nicht die Veränderung des Strömungsmusters bei niedrigeren Drehzahlen. Im Gegensatz zum Couette-System besteht der gekrümmte Kanal neben der eigentlichen Strömungsgeometrie aus weiteren Elementen wie Pumpe und Rohrleitungen. Deshalb ist davon auszugehen, dass zumindest an Orten mit höherer Belastung ein Umschlag der Strömung statt-

findet, der durch die Ausbildung von Scherinduzierten Strukturen hervorgerufen wird. Da diese relativ lange Relaxationszeiten besitzen, wird weiter angenommen, dass sie bei der Durchströmung des Bogenbereiches noch existieren und dort die Strömung beeinflussen. Dies geschieht gemäß den Ergebnissen ab etwa 110 U/min und führt im Vergleich zu Wasser zu einer Destabilisierung der Strömung, wodurch ähnliche Muster wie bei Wasser, jedoch bei geringeren Drehzahlen zu beobachten sind. Folglich kann nicht sicher geklärt werden, ob ein Strömungsumschlag im Bogen erfolgt, aber es ist eindeutig, dass im Kanal zumindest die Auswirkung bereits gebildeter Scherinduzierter Struktur auf die Strömung untersucht werden kann.

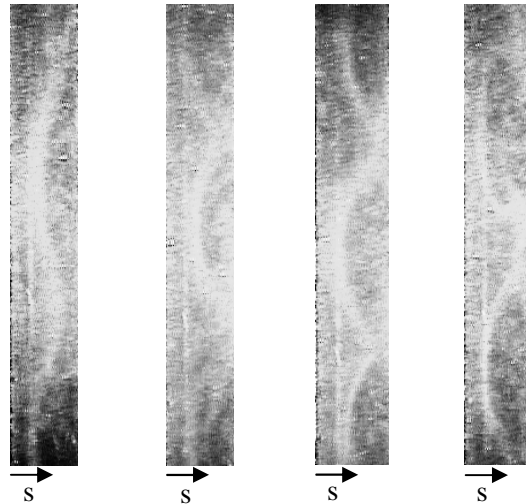


Abbildung 4.39: Exemplarische Strukturmuster der Scherinduzierten Strömungsform bei der TTASal-Lösung bei 500 U/min mit der konvexen Wand am linken Bildrand

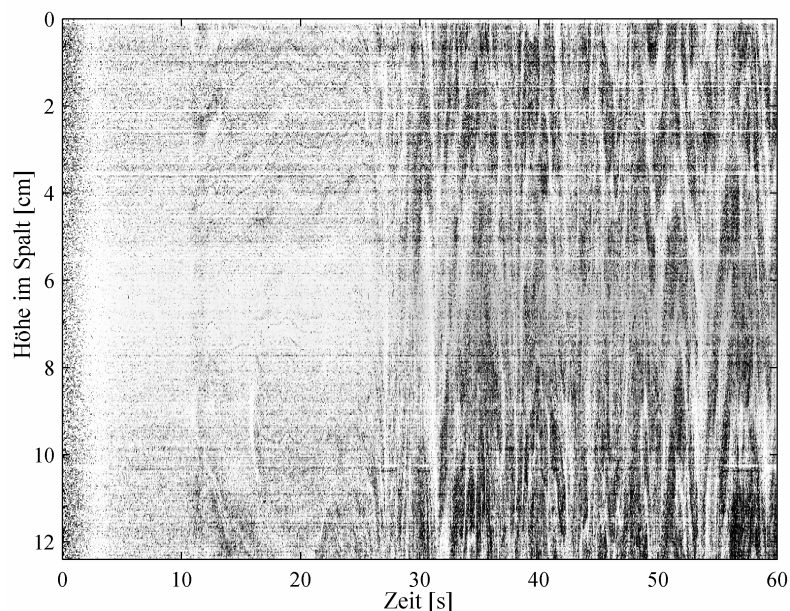


Abbildung 4.40: Zeitliche Entwicklung des Strukturmusters anhand einer Bildzeile aus der Spaltmitte bei 500 U/min

Mittels der Lichtschnittvisualisierung lässt sich für alle Pumpendrehzahlen, ab der kleinsten hier untersuchbaren von 175 U/min bis zur größten von 500 U/min, dieselbe zeitliche Abfolge an Strukturmustern beobachten. Ferner sind sie mit zunehmendem Volumenstrom deutlicher zu erkennen, weshalb, wie im Searle-System, von einer verstärkten Bildung von Struktur bei höheren Geschwindigkeiten auszugehen ist. Exemplarisch zeigt Abbildung 4.39 das Scherinduzierte Strömungsmuster als Einzelbilder und Abbildung 4.40 die zeitliche Entwicklung anhand einer Bildzeile aus der Spaltmitte für die erste Versuchsminute.

Nach der anfänglichen Beschleunigung erscheint das Bild gleichmäßig hell, wobei sich nach kurzer Zeit eine nur schwach erkennbare helle Linie in der Spaltmitte bildet. Diese verformt sich nach einigen Sekunden wellenartig und stellt dadurch die Entstehung von Wirbeln dar. Kurz darauf zeigen sich, ähnlich wie im Searle-System, dunkle Strukturen, die sich hier jedoch von der konkaven Wand nach innen entwickeln, wodurch das in Kap. 2.2.2.1 beschriebene Pilzmuster der Deanwirbel auf den Einzelbildern schwach erkennbar wird und auch die mittlere Bildzeile dunkle Anteile erhält. Die Wirbel bleiben zunächst unverändert, wobei das Muster nicht so deutlich ist, dass in Abbildung 4.40 einzelne ‚Pilzstämme‘ zu verfolgen oder sie als Einzelbilder darstellbar sind. Schließlich schlägt das Bild plötzlich um und als letzter Schritt in der zeitlichen Entwicklung können helle und dunkle Bereiche im Spalt beobachtet werden. Vor allem die hellen Strukturbereiche sind hauptsächlich in der axialen Richtung ausgedehnt, erinnern demzufolge an den hellen Streifen zu Beginn, sind jedoch deutlicher und unterliegen ständigen Veränderungen, die zu dem streifigen Zickzack-Muster in Abbildung 4.40 führen. Hierbei treten zum einen axiale Verschiebungen auf. Zum anderen sind, wie in Abbildung 4.39 anhand der Bögen im mittleren hellen Bereich zu sehen, immer wieder dunkle pilzartige Strukturen zu beobachten, die sich von der konkaven Wand entwickeln, in der Strömung verformt werden und schließlich wieder verschwinden.

Dies letzte je nach eingestellter Drehzahl nach 30 – 90 Sekunden vorliegende Muster bestätigt die Ergebnisse der Umgebungslichtvisualisierung, da gerade die immer wieder aufkeimenden Wirbel zu einem wasserähnlichen Bild im Umgebungslicht führen. Ferner unterstützt die Beobachtung eines plötzlichen Umschlags im Strukturmuster, im Gegensatz zu einer langsamen, aufeinander aufbauenden Entwicklung, die Idee, dass im Kanal hauptsächlich die Auswirkungen bereits in vorhergehenden Anlagenteilen gebildeter Scherinduzierter Struktur auf die Strömung untersucht werden. Hierauf wird in Kap. 4.2.3.1 näher eingegangen.

4.2.2.2 PIV-Ergebnisse

In Übereinstimmung mit den Visualisierungsergebnissen lassen sich für die TTASal-Lösung mittels PIV 2 unterschiedliche Strömungsformen mit der in Tabelle 4.10 dargestellten Abhängigkeit von Pumpendrehzahl und Winkelposition feststellen. Mit zunehmender Drehzahl liegt grundsätzlich zunächst eine ‚Poiseuille-Strömung für den gekrümmten Kanal‘ und darauf eine zeitabhängige Strömung vor, wobei mittels PIV bei letzter, wie in Wasser, nicht näher bezüglich des Auftretens von Aufspaltungen und Vereinigungen und Störungen in Wirbeln unterschieden werden kann. Die Veränderung zur zeitlichen Variation ist, ebenfalls wie bei der Wasserströmung, nicht immer gut sichtbar, weshalb wiederum ein Übergangsbereich eingeführt wurde. Ferner wird auch hier die erforderliche Drehzahl für den Wechsel der Strömungsformen tendenziell mit fortschreitender Position im Bogen geringer. Im Vergleich zu den Ergebnissen für Wasser fällt auf, dass für die TTASal-Lösung, wie schon aus der Umgebungslichtvisualisierung zu erkennen, keine stationären Deanwirbel beobachtet werden. Darüber hinaus ist ebenfalls analog zu den Visualisierungsergebnissen eine schwache Tendenz zur Destabilisierung durch das Tensid zu finden. Dies zeigt sich zum einen darin, dass der Bereich der Poiseuille-Strömung im Vergleich zu Wasser z.T. auf niedrigere Pumpendrehzahlen beschränkt ist. Zum anderen treten vereinzelt bereits bei dieser Strömungsform erste schwache zeitliche Veränderungen auf, die auch die Zuordnung zu den unterschiedlichen Bereichen erschweren. Grundsätzlich ist außerdem eine gute Übereinstimmung der Übergangswerte mit den in Tabelle 4.9 für die Umgebungslichtvisualisierung bei 90° dargestellten zu erkennen, wobei Abweichungen wiederum auf eine andere Schrittweite bei den beiden Messmethoden zurückzuführen ist.

Position	Pumpendrehzahl							
		100	150	200	250	300	350	400
0°			P	Ü	Ü	Z	Z	Z
45°			P/Ü	Z	Z	Z	Z	Z
90°		P/Ü	Z	Z	Z	Z	Z	Z
135°		P/Ü	Z	Z	Z	Z	Z	Z
180°			P	P	Ü	Z	Z	Z

Tabelle 4.10: Strömungsformen für die TTASal-Lösung; P - Poiseuille-Strömung (für den gekrümmten Kanal), Ü – Übergangsbereich, Z – zeitabhängige Strömungsform

Im Folgenden werden wie bei den Ergebnissen für Wasser die Charakteristika der einzelnen Strömungsformen anhand von Geschwindigkeitsprofilen näher erläutert.

Bei der bei niedrigen Volumenströmen vorliegenden ‚Poiseuille-Strömung für den gekrümmten Kanal‘ ist, unabhängig von der Höhenkoordinate und der Zeit, das Tangentialgeschwindigkeitsprofil parabelförmig und die Radialgeschwindigkeit nahe null.

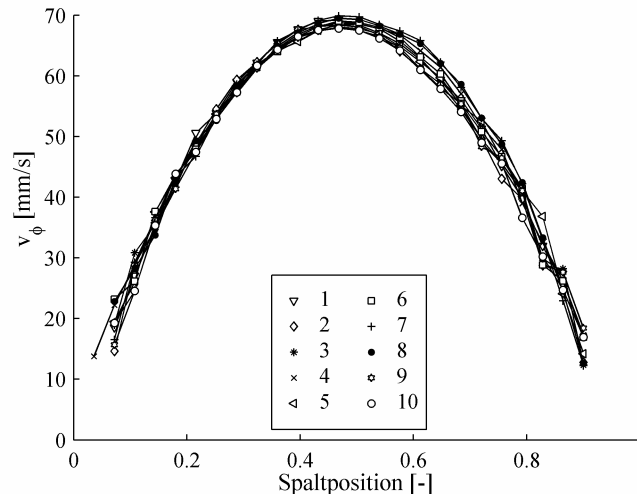


Abbildung 4.41: Tangentialgeschwindigkeitsprofile im Bereich der ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ im Bogen bei 45° und 150 U/min für aufeinander folgende Bildgruppen

Exemplarisch sind in Abbildung 4.41 Tangentialgeschwindigkeitsprofile über der dimensionslosen Spaltweite für 10 zeitlich nacheinander aufgezeichnete Gruppen mit je 20 Bildern aufgetragen. Gut zu erkennen sind die Parabelform und die zeitliche Übereinstimmung, die den stationären Charakter der Strömung verdeutlicht. Neben den schon in Kap. 4.2.1.2 erläuterten Abweichungen einzelner Werte vor allem im Randbereich sind hier zusätzlich im Vergleich zu den Profilen in Wasser etwas größere Unterschiede zwischen den einzelnen Kurven zu bemerken. Diese sind erste Anzeichen für eine Destabilisierung, werden jedoch aufgrund ihrer sehr geringen Ausprägung bei niedrigen Pumpendrehzahlen vernachlässigt.

Analog zu den Ergebnissen für Wasser unterscheiden sich die jeweiligen Profile nicht in Abhängigkeit von der Bogenposition und somit wird an keiner Position eine Verschiebung des Geschwindigkeitsmaximums aus der Spaltmitte beobachtet. Zusammen mit den hier ebenfalls vernachlässigbaren Radialgeschwindigkeiten führt dies zu der Erkenntnis, dass sich die Strömung der TTASal-Lösung in diesem Drehzahlbereich nicht von der Wasserströmung unterscheidet.

Bezüglich der zeitabhängigen Strömung ist zwischen den Positionen außerhalb und innerhalb des Bogenbereichs zu unterscheiden. In den geraden Kanalstücken erfolgt die zeitliche Veränderung wie bei Wasser ausschließlich vor dem Bogen in Form von Geschwindigkeitsschwankungen in der Spaltmitte, ist jedoch teilweise stärker ausgeprägt. Diese aufgrund der Ergebnisse für Wasser zunächst nicht erwartete Variation der Profile auch hinter dem Bogen ist für die TTASal-Lösung als Anzeichen für schwächere Wirbel im Bogenbereich zu werten, worauf bei der Diskussion der Radialgeschwindigkeiten gemäß Abbildung 4.44 noch eingegangen wird. Im Bogen findet die zeitliche Veränderung, wie aus der Umgebungslichtvisualisierung zu erwarten, ähnlich wie bei Wasser statt und erinnert an die Veränderung der Profile mit der Höhe im Fall der Deanwirbel.

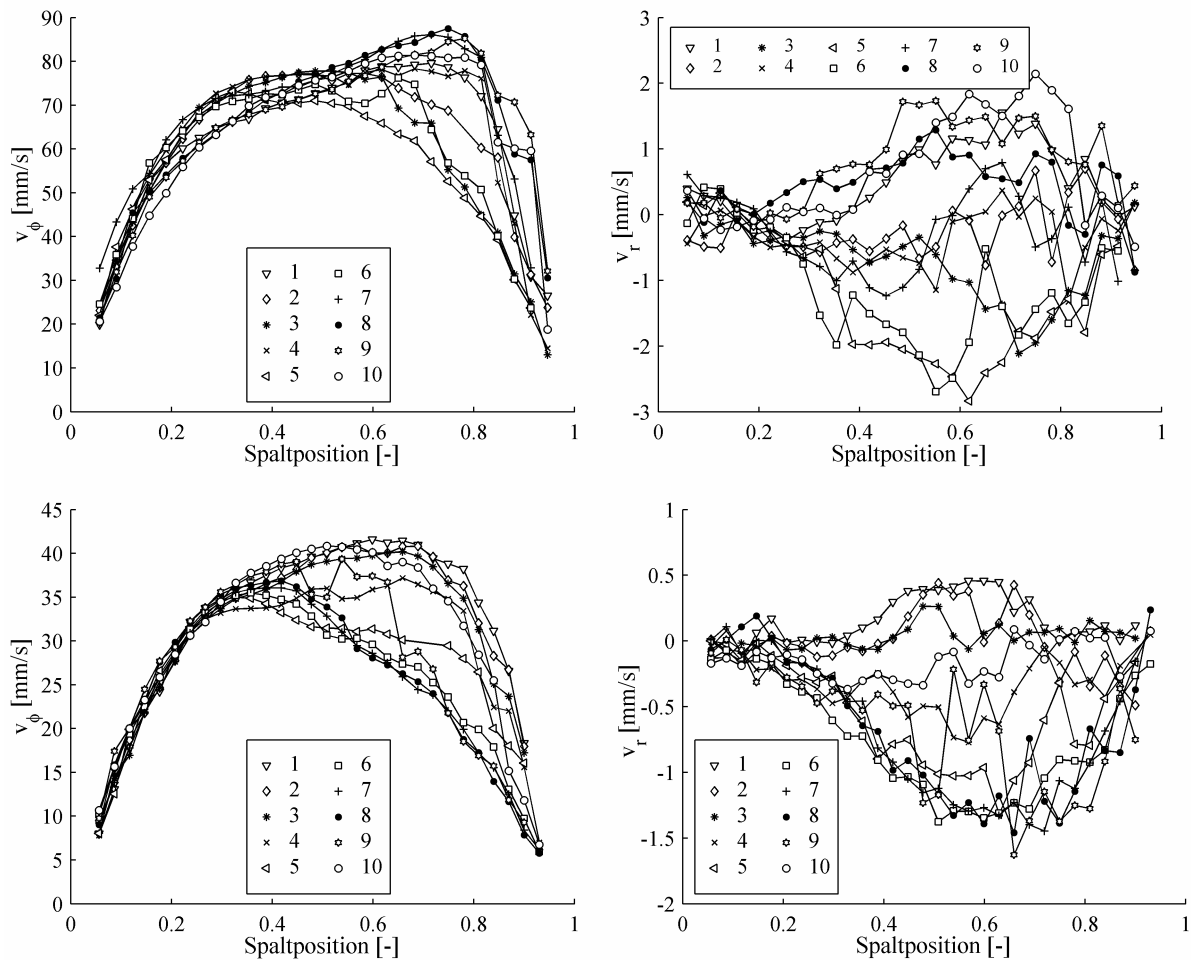


Abbildung 4.42: Tangential- und Radialgeschwindigkeitsprofile für aufeinander folgende Zeiten; oben: bei 90° und 200 U/min, unten: bei 135° und 150 U/min

In derselben Auftragungsart wie in Abbildung 4.41 zeigt Abbildung 4.42 exemplarisch die Variation der Tangential- und der Radialgeschwindigkeit mit der Zeit für zwei unterschiedliche Bogenpositionen bzw. Pumpendrehzahlen. Gut zu erkennen ist die relativ geordnete Veränderung der Profile, die jedoch, wie schon für Wasser beobachtet, zeitlich ungleichmäßig erfolgt. Eine nähere Betrachtung der einzelnen Kurven zeigt darüber hinaus mit der Reihe 6 im oberen und 9 im unteren Bildpaar, ähnlich wie in Abbildung 4.34 gesehen, eine Gruppe von 20 Einzelbildern, bei der sich in der Aufnahmezeit das Geschwindigkeitsprofil verändert hat. Ferner sind insbesondere bei den Radialgeschwindigkeiten Schwankungen innerhalb der einzelnen Kurven zu beobachten. Diese sind zum einen auf die betragsmäßig kleinen Geschwindigkeiten zurückzuführen, zum anderen auch in der Verwendung von Serien aus 20 Einzelbildern, zur Optimierung der zeitlichen Auflösung, begründet. Ein Vergleich der Tangentialgeschwindigkeitsprofile des oberen mit denen des unteren Bildpaars zeigt eine Besonderheit der zeitabhängigen Strömung in der TTASal-Lösung. So findet sich oben die für Wirbel typische Variation der Position der maximalen Geschwindigkeit, wie sie von Wasser bekannt ist. Unten ist eine etwas andere, bei der TTASal-Lösung häufiger auftretende Veränderung zu sehen, bei der die Auslenkung zu den Wänden nicht so stark ausgeprägt ist. Hier scheinen die Profile mit dem Maximum in der Nähe der konvexen Wand nur einen echten Teilbereich aus den Kurven mit dem Extremum an der konkaven Wand darzustellen. Dies zeigt im Vergleich zu Wasser veränderte Wirbelcharakteristika für die Tensidlösung.

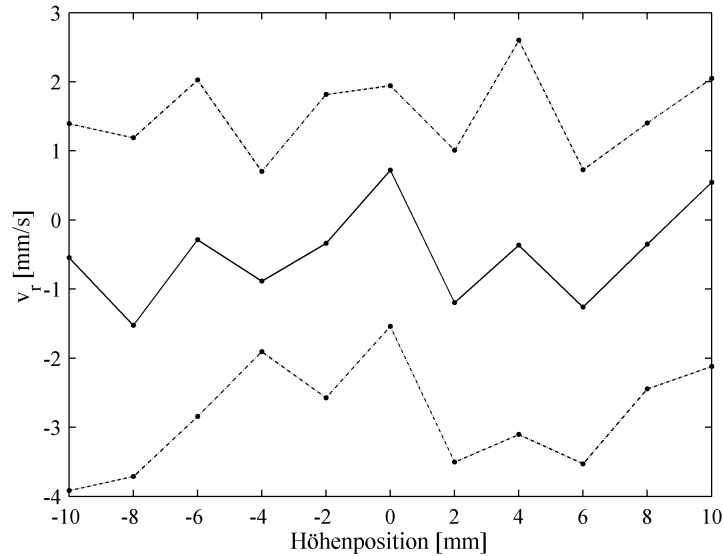


Abbildung 4.43: Zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit inklusive der Schwankungsbreite an unterschiedlichen Höhen für eine Bogenposition von 90° bei 200 U/min

Ein Vergleich der zeitlich gemittelten Extremwerte der Radialgeschwindigkeit, die in Abbildung 4.43 dargestellt sind, mit den in Abbildung 4.35 gezeigten für Wasser im Strömungsbereich der zeitabhängigen Strömung verdeutlicht demgegenüber ein tendenziell ähnliches Verhalten. Hier wie dort, ist kein wellenförmiger Verlauf, eine an allen Positionen nahezu gleiche Schwankungsbreite und ein zeitlicher Mittelwert von etwa Null festzustellen. Dies zeigt wie bei Wasser und wiederum etwas anders als bei den in Abbildung 4.18 gezeigten, im Searle-System gemessenen zeitabhängigen Verläufen für die TTASal-Lösung eine ähnliche Veränderung der Radialgeschwindigkeitsprofile an allen Höhenpositionen auch schon bei geringeren Pumpendrehzahlen. Bei einer Erhöhung des Volumenstroms findet diese zeitliche Variation schneller statt und die Strömung wird immer ungeordneter. Ferner fällt bei einem, hier nicht explizit dargestellten, Vergleich der Ergebnisse an unterschiedlichen Positionen auf, dass mit fortschreitendem Winkel insbesondere bei hohen Pumpendrehzahlen die Tangentialgeschwindigkeitsprofile tendenziell flacher werden.

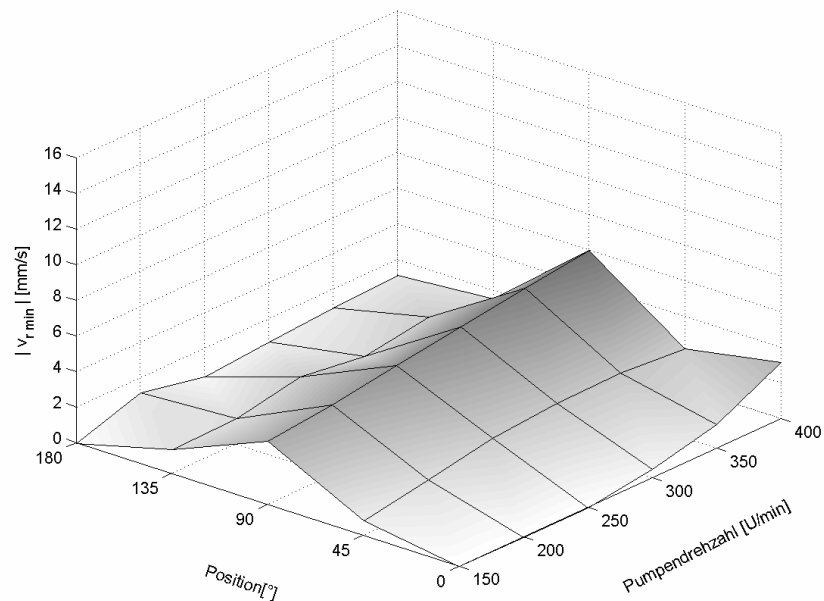


Abbildung 4.44: Betrag der minimalen Radialgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition

In Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition zeigen Abbildung 4.44 und Abbildung 4.45, im Vergleich zu Abbildung 4.36 und Abbildung 4.37, den Betrag der minimalen Radialgeschwindigkeit und die prozentuale Abweichung zum Parabelprofil als charakteristische Kenngrößen.

Augenfällig ist die in Abbildung 4.44 festzustellende deutliche Verringerung der Radialgeschwindigkeit in der TTASal-Lösung im Vergleich zu Wasser, wobei schwache radiale Bewegungen hier nur noch im Bogenbereich zu beobachten sind. Eine geringfügige Erhöhung der Werte bei 90° , wie sie auch schon in Abbildung 4.36 zu finden ist, wird wie dort z.T. auf eine nicht einheitliche Spaltweite zurückgeführt. Darüber hinaus zeigt eine nähere Untersuchung der einzelnen Geschwindigkeitswerte für diese Position eine ungewöhnlich asymmetrische Verteilung der Radialgeschwindigkeiten, weshalb bei den höheren Drehzahlen größerer Ausreißer für die Darstellung nicht berücksichtigt wurden. Mit zunehmender Drehzahl ist sowohl innerhalb als auch außerhalb des Bogens eine schwache Tendenz zu steigenden radialen Bewegungen festzustellen. Diese Grafik zeigt folglich sowohl Gemeinsamkeiten als auch Unterschiede zwischen der Strömung der TTASal-Lösung und der des Wassers. So finden sich einerseits radiale Bewegungen, die auf die Ausprägung von Wirbeln hindeuten. Andererseits bedeutet die geringe Größe der Radialgeschwindigkeiten deutlich schwächere Wirbelbewegungen, die sich darüber hinaus an der Position 180° bereits vollständig wieder zurückgebildet haben.

Der Verlauf der in Abbildung 4.45 dargestellten mittleren prozentualen Abweichung der Tangentialgeschwindigkeitsprofile von einem Parabelprofil zeigt deutliche Ähnlichkeiten zu den in Abbildung 4.37 gezeigten Daten für Wasser. Hauptsächlich im Bogenbereich ergeben sich aufgrund der wirbelartigen Bewegungen erhöhte Werte, die tendenziell mit der Position im Bogen und der Drehzahl zunehmen. Außerhalb des Bogens finden sich nur geringe Abweichungen vom Profil der Poiseuille-Strömung, wobei ähnlich wie in Abbildung 4.44 ein im Vergleich zu den Wasserergebnissen stärkerer Rückgang hinter dem Bogen zu verzeichnen ist. Generell weisen die gemessenen Geschwindigkeitsprofile an allen Positionen und bei allen Drehzahlen mit maximalen Abweichungswerten von kleiner 16% eine deutliche Ähnlichkeit mit einem Parabelprofil auf. An vielen Positionen ist diese sogar stärker ausgeprägt als bei Wasser, wofür die weiter oben beschriebene oftmals geringere Verschiebung der Tangentialgeschwindigkeitsmaxima verantwortlich ist.

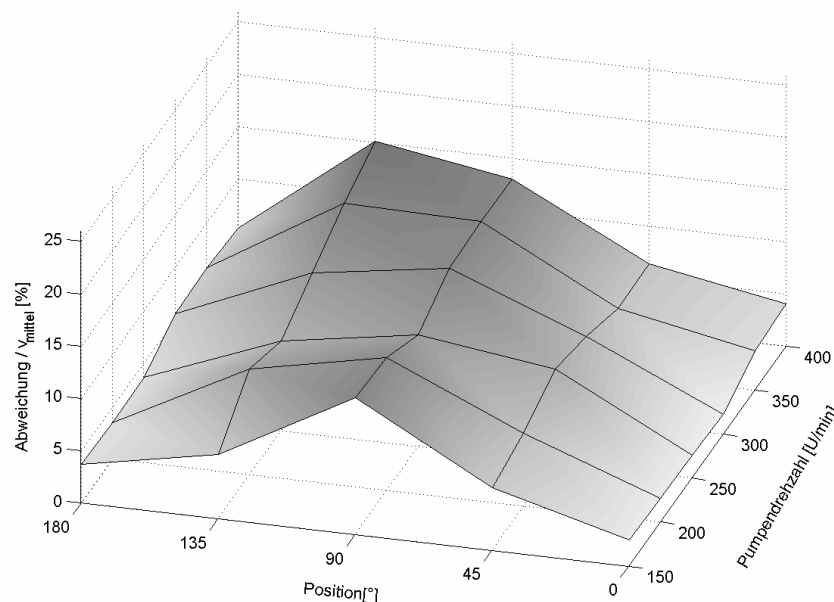


Abbildung 4.45: Abweichung zwischen den Tangentialgeschwindigkeitsprofilen und einem daran angenäherten Parabelprofil bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition

Ähnlich wie für das Searle-System untermauern die Ergebnisse der PIV für die TTASal-Lösung im gekrümmten Kanal die Erkenntnisse der Visualisierung und liefern ergänzende quantitative Informationen bezüglich der einzelnen Strömungsformen. Grundsätzlich bleibt festzuhalten, dass die Strömung in der TTASal-Lösung auch im gekrümmten Kanal der in Wasser prinzipiell ähnlich ist, wirbelartige Bewegungen jedoch durch die Tensidaggregate deutlich verringert werden und zusätzlich eine schwache Destabilisierung der newtonschen Strömungsmuster zu beobachten ist.

4.2.3 Versuchsflüssigkeit: HTASal-Lösung

4.2.3.1 Visualisierungsergebnisse

Die Umgebungslichtvisualisierung zeigt im gekrümmten Kanal für die HTASal-Lösung drei nur geringfügig unterschiedliche Strömungsmuster, die in Tabelle 4.11 und Abbildung 4.46 dargestellt sind. Im Gegensatz zu den beiden anderen Versuchsflüssigkeiten ist hier keine deutliche Abhängigkeit von der Winkelposition festzustellen, wodurch die im Folgenden beschriebene Sequenz bei 90° für alle Winkel gültig ist.

Strömungsform	Ähnlich der Poiseuille-Strömung	Scherinduzierte Strömungsform (SISF)	SISF mit größeren Strukturbewegungen
Pumpendrehzahl [U/min]	bis 70	ab 70	ab 230

Tabelle 4.11: Strömungsformen für die HTASal-Lösung bei 90° mittels Umgebungslichtvisualisierung

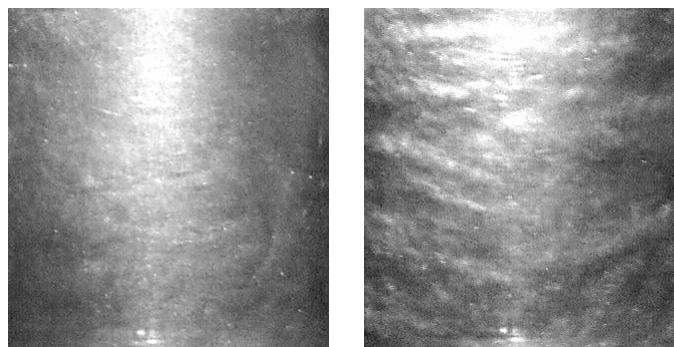


Abbildung 4.46: Strömungsformen für die HTASal-Lösung; links: ähnlich der ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘, rechts: Scherinduzierte Strömungsform

Bei sehr niedrigen Volumenströmen bis zu einer Pumpendrehzahl von ca. 70 U/min ist nahezu keine Strukturierung zu erkennen. Es treten lediglich geringfügige Ungleichheiten auf, die aber den Eindruck der ‚glatte‘ Strömung kaum beeinträchtigen, weshalb hier eine zumindest der Poiseuille-Strömung sehr ähnliche Strömungsform anzunehmen ist. Ab ca. 70 U/min ändert sich dieser Eindruck und das Strömungsmuster der Schichtenströmung wird durch ähnliche Ungleichmäßigkeiten, wie sie bei der TTASal-Lösung beobachtet werden, schwach gestört. Dieses ebenfalls als Scherinduzierte Strömungsform bezeichnete Muster bleibt auch bei zunehmender Drehzahl erhalten und es treten keinerlei streifenartige Strukturen auf. Ab etwa 230 U/min finden sich zusätzlich vereinzelt großflächige Bereiche, die sich schwach in axialer Richtung bewegen. Doch auch durch diese in Einzelbildern nicht darstellbaren Störungen wird das eigentliche Strömungsmuster kaum beeinträchtigt und bleibt bis zu den höchsten untersuchten Drehzahlen von 500 U/min deutlich zu erkennen.

Diese Ergebnisse zeigen, dass ab etwa 70 U/min eine deutlich andere Strömungsform als in den anderen beiden Flüssigkeiten vorliegt. Wie bei der TTASal-Lösung kann jedoch nicht abschließend geklärt werden, ob die Veränderung der Strömung als Umschlag der Strömungsform im Bogen selbst erfolgt oder, was wahrscheinlicher ist, die Strömung durch bereits in anderen Anlagenteilen gebildete Scherinduzierte Struktur beeinflusst wird. Dies wird weiter unten eingehender diskutiert.

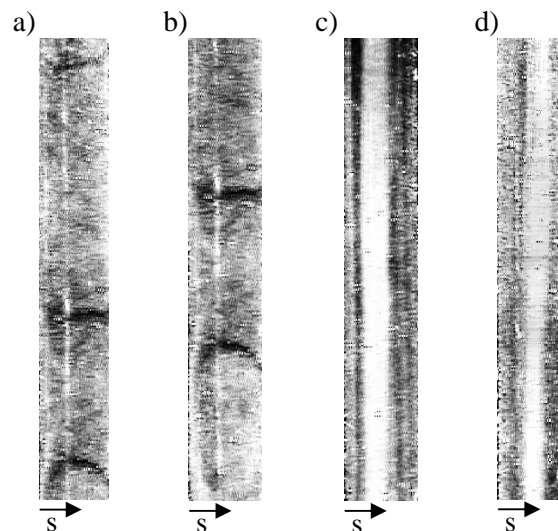


Abbildung 4.47: Exemplarische Strukturmuster für die HTASal-Lösung zu unterschiedlichen Zeiten bei 500 U/min mit der konvexen Wand am linken Bildrand a), b): Strukturen in Deanwirbeln, c), d): Scherinduziertes Strömungsmuster

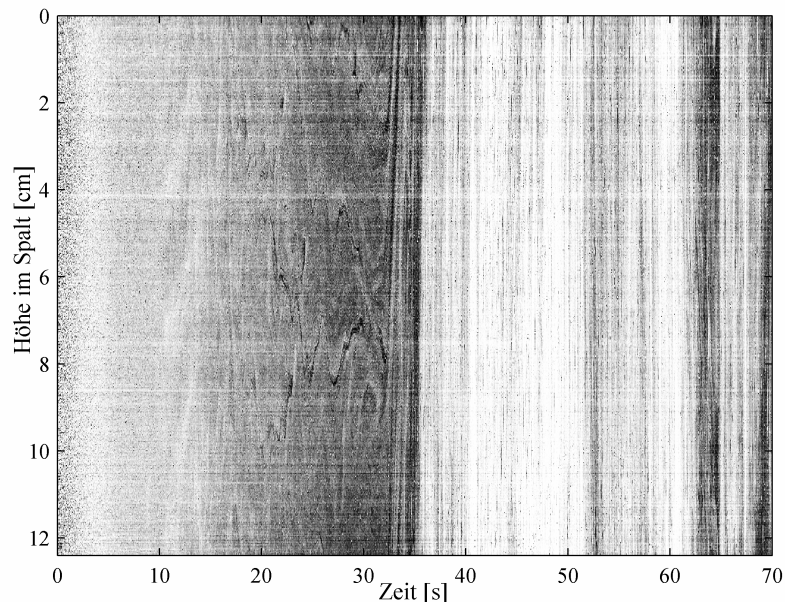


Abbildung 4.48: Zeitliche Entwicklung des Strukturmusters anhand einer Bildzeile aus der Spaltmitte bei 500 U/min

Im Gegensatz zu den Experimenten im Searle-System liefert die Lichtschnittvisualisierung für den gekrümmten Kanal ähnliche Ergebnisse für die beiden Tensidlösungen. So zeigt sich für die HTASal-Lösung für alle untersuchten Pumpendrehzahlen, ab 150 U/min, dieselbe zeitliche Abfolge an Strukturmustern, die vergleichbar mit der der TTASal-Lösung ist. Ebenso sind die einzelnen Muster mit zunehmenden Volumenstrom deutlicher zu erkennen, weshalb auch hier von einer verstärkten Strukturbildung bei höheren Geschwindigkeiten auszugehen ist. Abbildung 4.47 zeigt exemplarisch 2 der Strukturmuster als Einzelbilder und in Abbildung 4.48 ist die zeitliche Entwicklung anhand einer Bildzeile aus der Spaltmitte dargestellt.

Zu beobachten ist zunächst, nach der anfänglichen Beschleunigung, ein gleichmäßig helles Bild. Nach wenigen Sekunden bildet sich, wie bei der TTASal-Lösung, eine sehr schwach erkennbare helle Linie in der Bildmitte, die darauf wellenartig verformt wird und damit den Einsatz von Wirbeln darstellt. Ebenfalls zeigen sich nach kurzer Zeit dunkle Strukturen, die sich von der konkaven Wand nach innen entwickeln, wodurch zunächst das Pilzmuster der Deanwirbel anhand gebildeter Struktur sichtbar wird. Diese Wirbel bleiben jedoch nicht lange unverändert und vor allem bei höheren Geschwindigkeiten werden die Bereiche mit den dunklen, in radialer Richtung ausgedehnten Strukturen deutlicher

und weiten sich aus, wodurch Strukturmuster wie in Abbildung 4.47 a) und b) sichtbar werden. Dabei unterliegen sie ständigen Veränderungen und Bewegungen, wie es auch die zumindest vereinzelt klar zu sehenden dunklen Linien in Abbildung 4.48 in diesem Bereich darstellen, wobei eine grundsätzlich Ähnlichkeit mit Abbildung 4.22 für das Searle-System vorliegt. Analog zu den Beobachtungen bei der TTASal-Lösung schlägt auch hier schließlich das Bild plötzlich um und als letzter Schritt der zeitlichen Entwicklung sind helle und dunkle Bereiche im Spalt festzustellen. Hierbei sind vor allem die hellen Bereiche, wie in Abbildung 4.47 c) und d) zu sehen, in der axialen Richtung ausgedehnt und verändern sich hauptsächlich durch Bewegungen in dieser Richtung. Im Gegensatz zur TTASal-Lösung sind für die HTASal-Lösung nun zu keinem Zeitpunkt pilzartige Strukturen zu beobachten, wodurch in Abbildung 4.48 ein vergleichsweise unbewegtes Streifenmuster entsteht.

Dies letzte Muster bestätigt die Ergebnisse der Umgebungslichtvisualisierung, da hier wie dort eine vergleichsweise ‚glatte‘ Strömung ohne jegliche Anzeichen von Wirbeln festzustellen ist. Außerdem unterstützt der plötzliche Umschlag der Strömung die Vorstellung, dass die Auswirkungen von in anderen Anlagenteilen gebildeten Scherinduzierten Strukturen im gekrümmten Kanal beobachtet werden. Zur weiteren Analyse dieses Aspektes sind in Abbildung 4.49 die zeitlichen Abstände zwischen dem Beginn der Bewegung und dem Einsetzen von Wirbel bzw. dem plötzlichen Umschlag des Strömungsmusters für beide Tensidlösungen dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass die entsprechenden Zeiten nicht von der Art des Tensids abhängen. Dies ist für die erste Zeit nicht ungewöhnlich, da die Ausbildung erster Wirbel von den speziellen Eigenschaften der Lösungen unabhängig sein kann. Gemäß den Ergebnissen für das Searle-System sind jedoch klare Unterschiede bei der Entwicklung der jeweiligen Scherinduzierten Strömungsform zu erwarten. Ergänzt man die Abbildung um Zeiten, die ein Teilchen mit mittlerer Geschwindigkeit benötigen würde, um vom Anfangsbereich des Diffusors in die Betrachtungsebene zu gelangen, fällt eine offensichtliche Übereinstimmung mit den Daten für den Strömungsumschlag auf. Dies bestätigt, dass im Kanal nach kurzer Zeit zwar nicht mehr die direkte Bildung der Scherinduzierten Struktur beobachtbar ist, aber der Einfluss bereits entstandener Strukturen auf die Strömung untersucht werden kann.

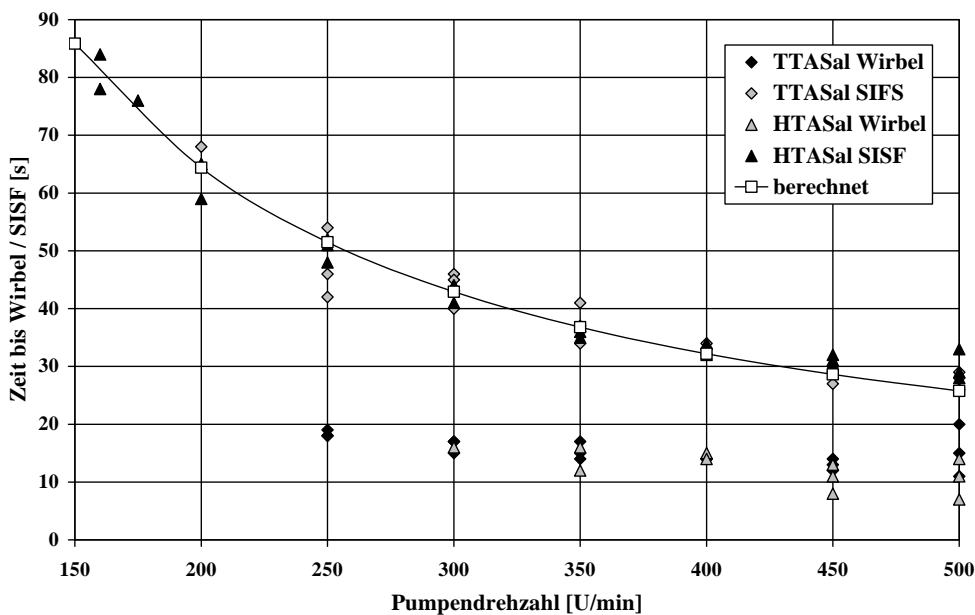


Abbildung 4.49: Zeiten bis zum Einsetzen unterschiedlicher Strömungsmuster für beide Tensidlösungen in der Lichtschnittvisualisierung; ergänzend sind berechnete Zeiten für ein Teilchen, das sich zur Zeit $t = 0$ im Einlaufbereich des Kanals befindet und mit einer mittleren Geschwindigkeit bewegt, dargestellt

4.2.3.2 PIV-Ergebnisse

Wie aus den Visualisierungsergebnissen und den Resultaten der Searle-Geometrie zu erwarten, finden sich für die HTASal-Lösung Geschwindigkeitsprofile, die von denen der anderen beiden Flüssigkeiten deutlich verschiedenen sind. Zum einen lassen sich für die HTASal-Lösung keine grundsätzlich unterschiedlichen Strömungsformen und insbesondere keine Wirbel beobachten. Zum anderen treten, bei

nur sehr geringen Radialgeschwindigkeiten, Tangentialgeschwindigkeitsprofile auf, die im Vergleich zu denen der ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ flacher sind und oftmals einem Kastenprofil ähneln. Die Veränderung dieser Profile mit der Pumpendrehzahl und der Winkelposition ist in Tabelle 4.12 dargestellt. Als grundsätzliche Tendenzen ist hierbei festzuhalten, dass mit steigender Drehzahl das Tangentialgeschwindigkeitsprofil leicht flacher wird und die Strömung einen zunehmend instationären Charakter erhält, wobei wiederum zwischen einer nicht zeitabhängigen, einer zeitabhängigen Strömung und einem Übergangsbereich mit nur schwach ausgeprägter zeitlicher Veränderung unterscheiden wird. Mit fortschreitender Bogenposition, unter Ausnahme der Position hinter dem Bogen, ist ferner ein deutliches Abflachen der Profile zu beobachten.

Position	Pumpendrehzahl							
	100	150	200	250	300	350	400	
0°		stat. O	stat. O	stat. O	Ü O	instat. O - Pl	instat. O - Pl	
45°		Ü O - Pl	Ü O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	
90°	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	instat. O - Pl	
135°		stat. Pl	stat. Pl (- U)	Ü Pl - U	instat. Pl - U	instat. Pl - U	instat. Pl - U	
180°	instat. O - Pl	instat. Ol - P	instat. O - Pl - U	instat. O - Pl - U	instat. O - Pl - U	instat. O - Pl - U	instat. O - Pl - U	

Tabelle 4.12: Strömungsformen für die HTASal-Lösung; stat. – stationär, Ü – Übergangsbereich, instat. – instationär, O – Krümmung nach oben, Pl – Plateau, U – Krümmung nach unten

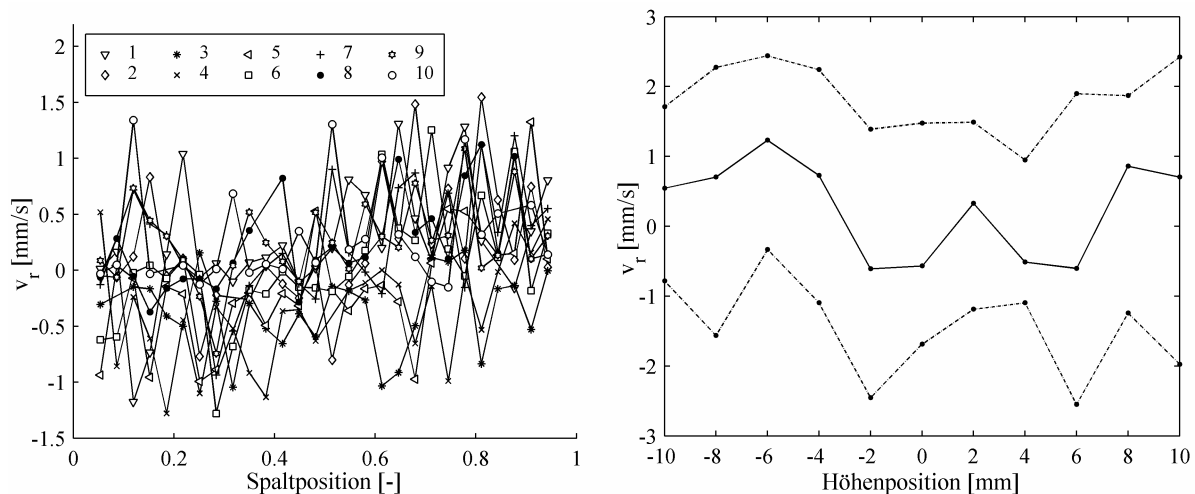


Abbildung 4.50: Radialgeschwindigkeiten für die HTASal-Lösung; links: Radialgeschwindigkeitsprofile für aufeinander folgende Bildgruppen bei 200 U/min und 90°, rechts: zeitlich gemittelte Extremwerte der Radialgeschwindigkeit und deren Schwankungsbreite bei 400 U/min und 90°

Für alle untersuchten Drehzahlen und Winkelpositionen sind die in der HTASal-Lösung gemessenen Radialgeschwindigkeiten bei einer immer ähnlichen Profilform sehr gering. Exemplarisch sind für eine instationäre Strömung die Radialgeschwindigkeitsprofile zu aufeinander folgenden Zeiten in Abbildung 4.50 links dargestellt. Auffällig ist der ungeordnete Verlauf über den Spalt, der weitgehend dem in Abbildung 4.2 und in Abbildung 4.13 für die Couette- und in Abbildung 4.31 für die ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ gezeigten entspricht und folglich auf Radialgeschwindigkeiten unterhalb der Messauflösung hinweist. Passend dazu zeigt Abbildung 4.50 rechts einen Mittelwert der Extremwerte der Radialgeschwindigkeiten, der nahe Null ist, und eine für alle Positionen etwa gleiche Schwankungsbreite, die für die hohe gezeigte Pumpendrehzahl von 400 U/min sehr gering ist.

Da für die HTASal-Lösung somit zum einen keine deutlich unterschiedlichen Strömungsformen auftreten und zum anderen die Radialgeschwindigkeiten nur gering ausgeprägt sind und keine eindeutig Veränderung über die Spaltweite zeigen, erfolgen detailliertere Erläuterungen anhand der Tangentialgeschwindigkeiten unter Berücksichtigung der Winkelposition.

Vor dem Bogen ist das Tangentialgeschwindigkeitsprofil gemäß seiner grundsätzlichen Form dem einer ‚Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal‘ noch am ähnlichsten. Es ist zwar schon deutlich abgeflacht, weist aber noch eine sichtbare Krümmung nach oben auf, d.h. es gibt eine maximale Geschwindigkeit, die sich etwa in der Spaltmitte befindet. Bei höheren Drehzahlen beginnt das Profil zeitlich ungleichmäßig zu variieren. Die dabei stattfindende Veränderung ist zum einen ähnlich zu der für diese Position und Drehzahlen bei Wasser beobachteten, indem unter Beibehaltung der grundsätzlichen Kurvenform insbesondere Schwankungen in der Spaltmitte auftreten. Zum anderen finden sich aber auch Änderungen in der Kurvenform selbst, bei denen sich, wie in Abbildung 4.51 *links* zu sehen, die Ausprägung der Krümmung verändert und somit manchmal ein Geschwindigkeitsplateau zu beobachten ist. Abbildung 4.51 zeigt ferner, dass in Wandnähe vermehrt Abweichungen zwischen den einzelnen Kurven auftreten, die z.T. an die unterschiedlichen Geschwindigkeitsplateaus, die für diese Lösung im Searle-System beobachtet werden, erinnern. Bei deren Deutung ist jedoch zu berücksichtigen, dass durch das abgeflachte Profil noch stärkere Gradienten in der Nähe der Wand auftreten, die, wie in Kap. 3.3.2.1 beschrieben, typischer Weise bei PIV zu einer erhöhten Anzahl von Fehlvektoren führen, weshalb diese Besonderheiten in Wandnähe nicht weiter betrachtet werden.

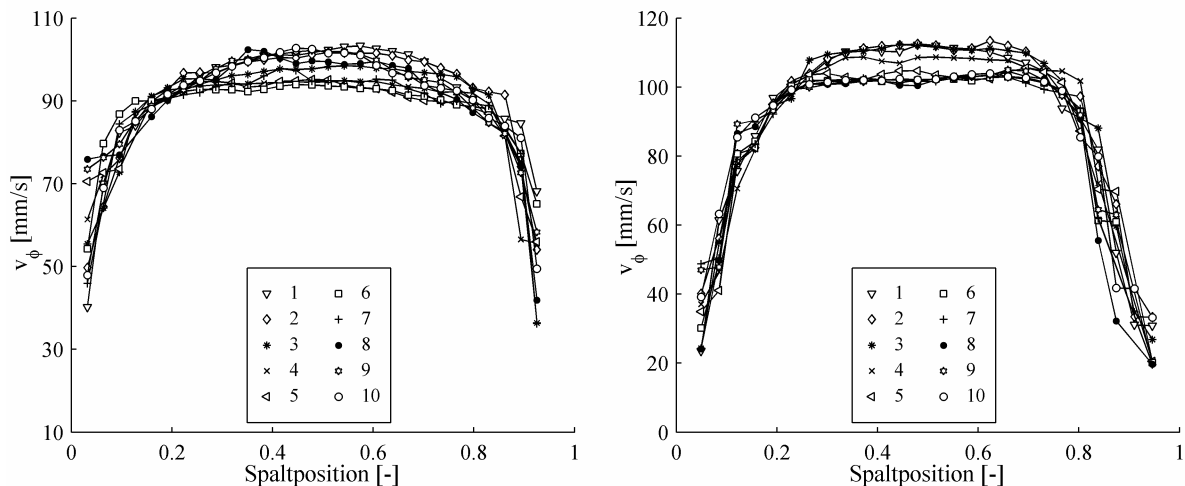


Abbildung 4.51: Tangentialgeschwindigkeitsprofile bei kleinen Winkelpositionen für je 10 nacheinander aufgezeichnete Bildgruppen; links: 0°, 350 U/min, rechts: 45°, 250 U/min

Mit fortschreitender Winkelposition ist bis 90° in Analogie zu den Ergebnissen der beiden anderen Flüssigkeiten eine Verringerung der erforderlichen Drehzahl für den Übergang in eine instationäre Strömung zu beobachten, wie aus Tabelle 4.12 abzulesen. Die Art der zeitlichen Veränderung ist dabei, wie in Abbildung 4.51 *rechts* für 45° exemplarisch dargestellt, im Vergleich zu der Position 0° unverändert, wodurch sich die grundsätzliche Kurvenform zwischen einer schwachen Krümmung nach oben und einem Plateau bewegt. Ferner findet, wie bereits erwähnt, ein grundsätzliches Abflachen der Profile mit fortschreitender Position im Bogen statt. Dies wird auf eine durch den Bogen bedingte zunehmende Ausprägung von Scherinduzierter Struktur zurückgeführt, die zu einer Verstärkung der bereits in vorliegenden Anlagenteilen gebildeten Strukturen führt. Aus der Lichtschnittvisualisierung ist zu erkennen, dass die Scherinduzierten Strukturen hauptsächlich im mittleren Spaltbereich in Form eines hellen Gebietes vorliegen. Ferner ist gemäß von in Kap. 2.2.1.2 beschriebenen Ergebnisse und der in Kap. 4.1.3.2 dargestellten Geschwindigkeitsprofile für das Searle-System ein verringerter Geschwindigkeitsgradient in den strukturreichen Gebieten zu erwarten. Folglich stellt beides zusammengenommen eine mögliche Erklärung für das gefundene Abflachen der Profile dar.

Bei 135° verschwindet die Krümmung nach oben vollständig und es sind vielfach sehr glatte Plateaus zu beobachten. Ferner finden sich manchmal Kurvenverläufe, bei denen, wie z.B. in Abbildung 4.52 *links*, in der Spaltmitte eine Krümmung nach unten festgestellt wird, wobei gleichzeitig der Übergang

zur instationären Strömung, wie aus Tabelle 4.12 zu erkennen, erst wieder bei höheren Drehzahlen stattfindet. Eine Erklärung für ein solches unerwartetes Verhalten wird wiederum in einer im Bogenverlauf stattfindenden Zunahme der Menge an Scherinduzierter Struktur im Zusammenhang mit Besonderheiten des Systems gesehen. Es ist vorstellbar, dass eine Vergrößerung der Strukturmenge zu einer Erhöhung des Widerstandes gegen Veränderungen im Strömungsfeld und damit zu einer Stabilisierung führt. Dieser Einfluss scheint bei 135° so deutlich zu sein, dass er die sonst übliche Tendenz zur Destabilisierung mit zunehmender Winkelposition übertrifft. Ferner bewirkt z.B. auch eine leichte Verengung der Spaltweite in tangentialer Richtung eine Veränderung im Strömungsfeld für Wasser. Folgt die Geschwindigkeit des strukturreichen mittleren Bereichs dieser nicht, so muss das entsprechend durch den strukturärmeren Randbereich ausgeglichen werden, wodurch es zu der Krümmung nach unten kommen kann.

Ähnlich wie bei den anderen Flüssigkeiten haben sich hinter dem Bogen, bei 180° , die Besonderheiten im Strömungsfeld, die mit fortschreitender Winkelposition zu beobachten sind, bereits zum Teil wieder zurückgebildet. Dies führt, wie in Abbildung 4.52 *rechts* zu sehen, zu zeitabhängigen Geschwindigkeitsfeldern, die Kurvenformen sowohl mit einer Krümmung nach oben oder unten als auch Plateaus aufweisen.

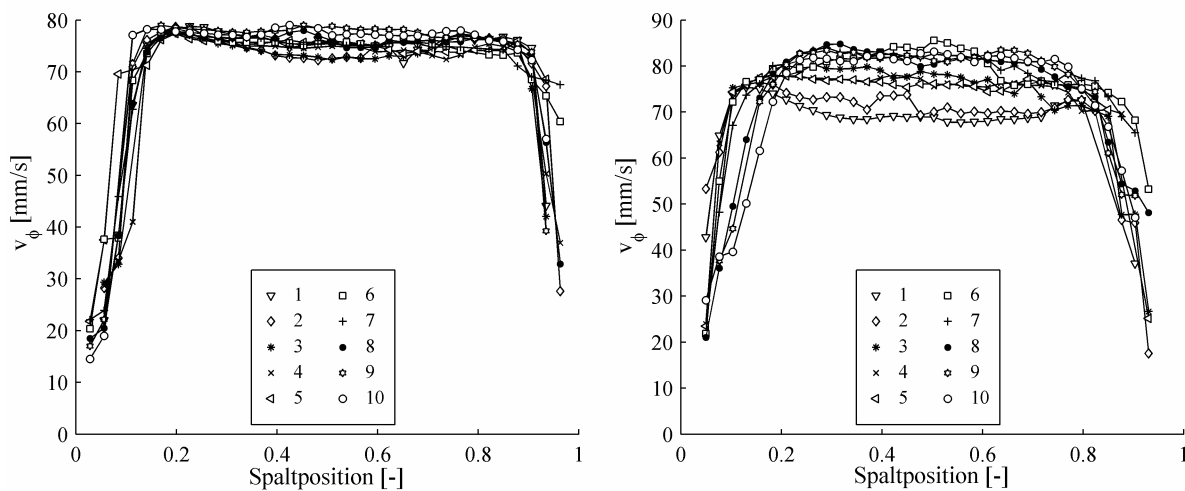


Abbildung 4.52: Tangentialgeschwindigkeitsprofile bei größeren Winkelpositionen für je 10 nacheinander aufgezeichnete Bildgruppen; links: 135° , 350 U/min, rechts: 180° , 300 U/min

Zum abschließenden Vergleich mit den anderen beiden Flüssigkeiten zeigen Abbildung 4.53 und Abbildung 4.54 den Betrag der minimalen Radialgeschwindigkeit und die prozentuale Abweichung des Tangentialgeschwindigkeitsprofils zum Parabelprofil für die HTASal-Lösung als charakteristische Kenngrößen in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition.

Ähnlich zu Abbildung 4.44 für die TTASal-Lösung sind die Radialgeschwindigkeiten für die HTASal-Lösung sehr gering. Zusätzlich ist in Abbildung 4.53 gut zu erkennen, dass im Gegensatz zur TTASal-Lösung auch im Bogenbereich quasi keine radialen Bewegungen mehr auftreten. Lediglich bei 90° und 180° sind vereinzelt noch schwache Geschwindigkeiten festzustellen. Dieser Effekt ist für 90° bereits von den anderen Flüssigkeiten bekannt und zusätzlich für beide Positionen in einer leicht verminderten Ergebnisqualität begründet, die auf die Durchführung der entsprechenden Versuche zurückgeht. Ferner treten für die HTASal-Lösung wie schon im Searle-System festgestellt Radialgeschwindigkeitsspitzen auf, die mit kurzzeitigen Verschiebungen im Strömungsfeld einhergehen. Da das Profil jedoch zu keiner Zeit die aus den wirbelartigen Bewegungen bekannte Form zeigt, stellen sie kein Anzeichen für Wirbel und eine damit einhergehende ausgeprägte radiale Bewegung dar. Folglich ist davon auszugehen, dass die Scherinduzierte Struktur hier nicht nur wie bei der TTASal-Lösung die Radialgeschwindigkeiten vermindert, sondern sie für alle Positionen und Drehzahlen nahezu vollständig unterdrückt.

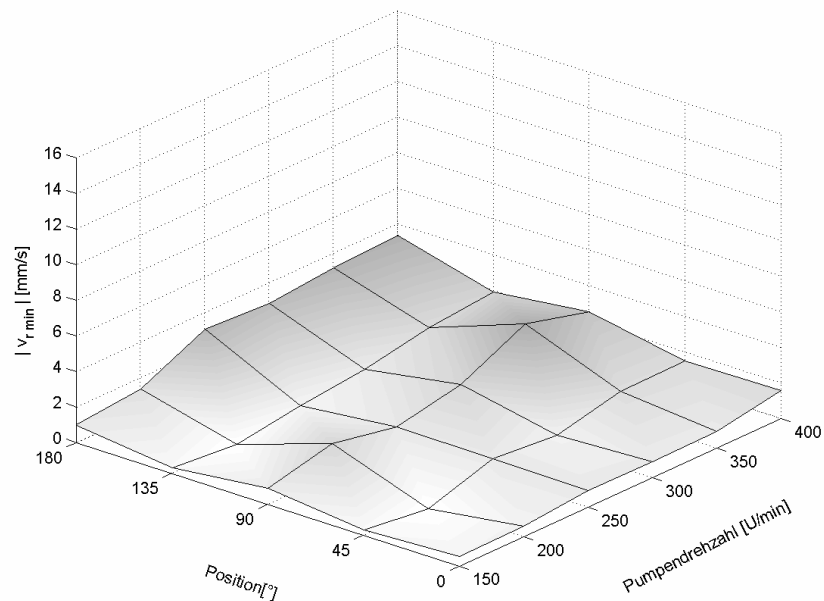


Abbildung 4.53: Betrag der minimalen Radialgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition

Auch die in Abbildung 4.54 dargestellte mittlere prozentuale Abweichung der Tangentialgeschwindigkeitsprofile vom Parabelprofil zeigt deutliche Unterschiede im Vergleich mit den anderen beiden Flüssigkeiten. So findet sich keine ausgeprägte Zunahme im Bogenbereich, sondern es werden grundsätzlich hohe Abweichungen gemessen, wobei keine eindeutige Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl oder der Winkelposition zu beobachten ist. Lediglich bei 180° und 90° sind einige Werte etwas geringer. Ein ähnlicher Effekt ist in Abbildung 4.53 ebenfalls zu beobachten und wird, wie diskutiert, vernachlässigt. Folglich ist das Tangentialgeschwindigkeitsprofil für die HTASal-Lösung, wie auch schon aufgrund der Einzelprofile zu erwarten, mit Abweichungswerten von maximal 24% und im Mittel 19% deutlich verschieden vom Profil einer Poiseuille-Strömung.

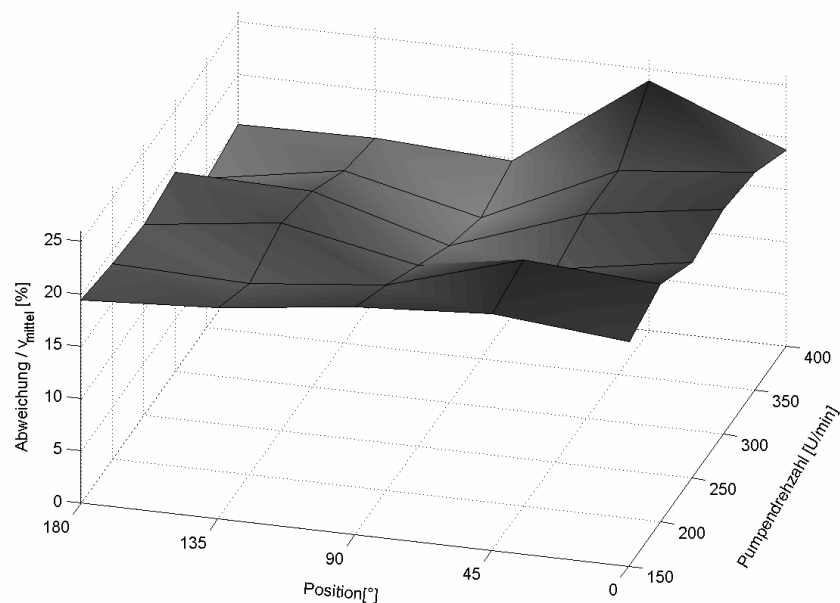


Abbildung 4.54: Abweichung zwischen den Tangentialgeschwindigkeitsprofilen und einem an sie angenäherten Parabelprofil bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Pumpendrehzahl und der Winkelposition

Durch diese PIV-Ergebnisse werden wie schon bei der TTASal-Lösung die Erkenntnisse der Visualisierung untermauert und durch zusätzliche quantitative Informationen ergänzt. Grundsätzlich wird eine vollständige Unterdrückung der Wirbel und ein stark abgeflachtes Tangentialgeschwindigkeitsprofil festgestellt. Ähnlich wie schon für das Searle-System werden also mittels PIV die Charakteristika der Strömungen der HTASal-Lösung in besonderer Weise deutlich und die Unterschiede zu Wasser und der TTASal-Lösung eindrucksvoll aufgezeigt.

5 Vergleichende Diskussion der Ergebnisse

Im Folgenden werden die einzelnen Ergebnisse einander und entsprechenden Messresultaten aus der Literatur gegenübergestellt. Hierbei wird so vorgegangen, dass zunächst die Erkenntnisse für jede der beiden Tensidlösungen für beide Strömungssysteme und alle Messmethoden zusammengeführt werden. Darauf werden die Ergebnisse bezüglich der beiden unterschiedlichen Tenside verglichen und schließlich Literaturdaten gegenübergestellt.

5.1 Zusammenführung der Ergebnisse der verschiedenen Methoden

Für die TTASal-Lösung ist die gute Übereinstimmung der Ergebnisse der Umgebungslicht- mit denen der Lichtschnittvisualisierung bereits in den Kapiteln 4.1.2.1 und 4.2.2.1 beschrieben worden. Nicht ganz so deutlich erscheinen auf den ersten Blick die Gemeinsamkeiten zwischen den Bildern der Visualisierungsmethoden und den Geschwindigkeitsprofilen. Im Couette-System besteht eine grundlegende Übereinstimmung darin, dass mit allen 3 Methoden ein wasserähnlicher und ein nicht-wasserähnlicher, instationärer Bereich festgestellt werden kann. Bei dem zweiten, der Scherinduzierten Strömungsform zuzurechnenden Bereich, können die in der Umgebungslichtvisualisierung zu sehenden dunklen Streifen zumindest teilweise als Gebiete mit einer nach innen gerichteten Strömung identifiziert werden. Eine genauere Betrachtung der Lichtschnittvisualisierungsaufnahmen zeigt ferner, dass die dunklen, nach innen gerichteten, fadenartigen Strukturen sich selbst scheinbar nicht in radialer Richtung bewegen, wobei jedoch in der Nähe dieser Strukturen eine Bewegung zum Innenzylinder zu beobachten ist. Entsprechend sind bei den nach außen wachsenden Fäden auch nach außen gerichtete Geschwindigkeiten zu sehen. Folglich werden wie mittels PIV positive und negative Radialgeschwindigkeiten im Strukturmuster beobachtet. Die beschriebenen Bewegungen der Strukturen im Lichtschnitt in axialer Richtung, die in Abbildung 4.10 anhand der leicht schwingenden dunklen Linien deutlichen werden, sind darüber hinaus in Zusammenhang mit der zeitlichen Veränderung der Geschwindigkeitsprofile zu bringen. Diese erinnert an Profile in Wirbeln bei unterschiedlichen Höhen und passt somit gut zu den sich zeitlich in der Höhenrichtung bewegenden Strukturmustern. Diese Folgerung wird dadurch unterstützt, dass in den Zeitmaßstäben von PIV die zu beobachtenden Muster bis auf die axiale Bewegung relativ unverändert bleiben, da eine Aufnahme von 10 Serien mit je 10 Bildern nur etwa 2,5 s dauert. Auch im gekrümmten Kanal werden für die TTASal-Lösung unter Berücksichtigung der jeweils verwendeten Pumpendrehzahlen mit den Messmethoden ein wasserähnlicher und ein weniger wasserähnlicher Bereich festgestellt. Die Umgebungslichtvisualisierung zeigt hierbei wie die PIV keine stabilen Deanwirbel in der Strömung. Sowohl die grundsätzliche Ähnlichkeit der mit Umgebungslicht beobachteten instationären Strömungsmuster mit denen von Wasser als auch die im Lichtschnitt zu erkennenden, immer wieder aufkeimenden ‚Pilzmuster‘ deuten darüber hinaus im Bereich der Scherinduzierten Strömungsform eine wirbelartige Strömung an, wie sie prinzipiell auch in den Geschwindigkeitsprofilen zu sehen ist. Wie bei den Ergebnissen für das Couette-System sind auch im gekrümmten Kanal die im Lichtschnitt zu beobachtenden Strukturen in dem Zeitmaßstab der PIV relativ unverändert, worin sich die vergleichsweise geordnete zeitliche Variation der Geschwindigkeitsprofile widerspiegelt.

Zusammengenommen zeigt ein Vergleich der Ergebnisse der Visualisierungsmethoden mit denen der PIV eine gute Übereinstimmung in beiden untersuchten Strömungssystemen zwischen den einzelnen Methoden. In einem nächsten Schritt können nun die Ergebnisse derselben Messmethode in den unterschiedlichen Strömungssystemen für die TTASal-Lösung gegenübergestellt werden.

Die Umgebungslichtvisualisierung zeigt sowohl im Couette-System als auch im gekrümmten Kanal im Bereich der Scherinduzierten Strömungsform eine Strukturierung, die auf eine wirbelartige Strömung hinweist, wobei im gekrümmten Kanal ein Übergang zu diesem Strömungsmuster, wie in Kap. 4.2.2.1 beschrieben, vermutlich aufgrund der Ähnlichkeit zu der in Wasser zu findenden Strukturierung nur schwer festzustellen ist. Bei einem Vergleich der Erkenntnisse aus der Lichtschnittvisualisierung für die beiden Strömungsanordnungen ist zunächst festzuhalten, dass die Qualität der Ergebnisse im gekrümmten Kanal nicht so gut wie im Couette-System ist, da zum einen mehr Lichtabsorption durch die dickeren Kanalwände aus Plexiglas erfolgt. Zum anderen ist, wie in Kap. 3.3.1.2 beschrieben, eine konstruktive Maßnahme zur Vermeidung der Beeinträchtigung der Bilder durch Lichtbrechung an der gekrümmten Oberfläche durch einen quaderförmigen Umbau nur im Couette-System praktikabel. Grundsätzlich ist die in beiden Geometrien zu beobachtende Entwicklung der

Strukturen in den ersten Schritten sehr ähnlich. So ist zunächst ein gleichmäßig helles Bild zu erkennen, darauf sind erste wirbelartige Bewegungen und dunkle Strukturen in den Gebieten zwischen den Einzelwirbeln zu sehen. Im Searle-System ist danach eine Ausweitung der dunklen Strukturen zu finden, die so im gekrümmten Kanal nicht festzustellen ist und auf eine schwächer ausgeprägte Struktur in diesem hinweist. Schließlich findet im gekrümmten Kanal ein plötzlicher Umschlag des Strukturmusters statt, der, wie in Kap. 4.2.2.1 erläutert, auf das Vorliegen eines offenen Systems und die Bildung von Scherinduzierter Struktur in der Krümmung vorausgehenden Anlagenteilen zurückgeführt wird. Ab diesem Zeitpunkt sind neben dunklen Strukturen auch helle zu finden. Allerdings wird kein prinzipieller Unterschied zwischen der Art der Strukturen angenommen, da sie beide als durch die Belastung aufgrund der Strömung gebildet angesehen werden können und im Vergleich zu Wasser einen anderen Brechungsindex aufweisen. Dieselben Gemeinsamkeiten und Unterschiede in der zeitlichen Entwicklung der Struktur ergibt auch ein Vergleich der Veränderung einer Bildzeile aus der Spaltmitte in Abbildung 4.10 und Abbildung 4.40. Zu Beginn sind beide Bilder sehr ähnlich, differieren jedoch ab dem Strömungsumschlag im Kanal. Trotz der offensichtlichen Verschiedenheiten der Strukturmuster im Gleichgewichtszustand in den beiden Geometrien sind auch dort noch übergreifende Ähnlichkeiten festzustellen. So werden in beiden Geometrien dunkle Strukturen, die in radialer Richtung ausgedehnt sind und sich fortwährend verändern, beobachtet, wobei weiterhin mit diesen Strukturen einhergehende Radialgeschwindigkeiten zu sehen sind. Ferner wird in beiden Strömungsanordnungen eine Zunahme der Strukturmenge mit der Drehzahl festgestellt.

Eine Gegenüberstellung der PIV-Ergebnisse für die TTASal-Lösung der beiden Geometrien zeigt jeweils einen wasserähnlichen und einen nicht wasserähnlichen Bereich, die allerdings so ausgeprägt sind, dass im Couette-System Taylorwirbel gemessen werden können, während stabile Deanwirbel im gekrümmten Kanal nicht auftreten. Die beobachteten Scherinduzierten Strömungsformen in den beiden Systemen weisen, vor allem im Vergleich zu den Geschwindigkeitsprofilen in Wasser, viele Gemeinsamkeiten auf. In beiden Fällen ist die Strömung instationär, wobei die zeitliche Veränderung relativ geordnet und mit zunehmender Drehzahl schneller erfolgt. Darüber hinaus werden jeweils entfernt wirbelartige Profile in der Tangential- und Radialgeschwindigkeit gefunden, die zwar an sich aufgrund der unterschiedlichen Strömungssysteme verschieden sind, aber in beiden Fällen an die in Wasser zu messenden erinnern. Hierbei sind die Absolutwerte der Radialgeschwindigkeiten im Vergleich zu Wasser für beide Geometrien vermindert. Im Couette-System wird diesbezüglich keine Abhängigkeit von der Drehzahl festgestellt, wohingegen im Kanal eine schwache Zunahme mit der Pumpendrehzahl und aufgrund des offenen Charakters des Systems mit der Winkelposition im Bogenbereich erfolgt.

Folglich wird für die TTASal-Lösung mit allen verwendeten Messmethoden ein sehr ähnliches Flüssigkeitsverhalten in beiden Strömungsgeometrien gefunden. Grundsätzliche Unterschiede sind auf Verschiedenheiten der beiden Anordnungen, wie z.B. das Vorliegen eines offenen Systems im Kanal und eines geschlossenen in der Couette-Geometrie, zurückzuführen. Somit ist es möglich, die beobachteten Charakteristika für die TTASal-Lösung von der Einzelanordnung zumindest auf die Klasse der Strömungen mit gekrümmten Stromlinien zu erweitern.

Für die HTASal-Lösung ist ebenfalls die gute Übereinstimmung der Ergebnisse aus den beiden Visualisierungsmethoden bereits in den Kapiteln 4.1.3.1 und 4.2.3.1 beschrieben worden. Im Folgenden sind deshalb zunächst die Ergebnisse der Visualisierungen mit denen der PIV zusammenzuführen.

In der Couette-Anordnung wird mit allen 3 Messmethoden lediglich eine nicht-wasserähnliche, instationäre Strömung festgestellt. Bei der Umgebungslichtvisualisierung und der PIV findet weiterhin keine Veränderung mit der Drehzahl statt. Die bei dieser Scherinduzierten Strömungsform zu sehende feine Strukturierung im Umgebungslicht steht dabei anscheinend in keinem Zusammenhang mit auftretenden Radialgeschwindigkeiten, wie es für die TTASal-Lösung, bei der die einzelnen dunklen Linien deutlicher ausgeprägt sind, beschrieben wurde. Vielmehr werden durch einige Linien, wie in Kap. 4.1.3.1 erläutert, Gebiete mit unterschiedlichen Tangentialgeschwindigkeiten abgegrenzt, die gut mit dem mittels PIV gefundenen Auftreten der Geschwindigkeitsbänder übereinstimmen. Die im Lichtschnitt beobachteten 2 Drehzahlbereiche mit etwas unterschiedlichen Strukturmustern führen gemäß der PIV Resultate nicht zu unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofilen. Eine Erklärung hierfür ist ähnlich wie bei dem Vergleich mit den Umgebungslichtergebnissen, dass die aufgrund der in den Lichtschnittmustern zu sehenden Bewegungen zu erwartenden Geschwindigkeiten in beiden Bereichen zu ähnlich sind, um sie unterscheiden zu können. Im Bereich erhöhter Geschwindigkeiten ist mit dem Lichtschnitt, wie bei den anderen Methoden, keine grundsätzliche Veränderung mit der

Drehzahl mehr festzustellen. Wird das schwache, blasenartige Muster im Gleichgewichtszustand bei der Lichtschnittvisualisierung mit den Geschwindigkeitsprofilen der PIV verglichen, ist zu berücksichtigen, dass die beiden Betrachtungsebenen senkrecht aufeinander stehen. Folglich findet die PIV-Messung in einem Schnitt statt, in dem mehrere Blasen, die sich in den Geschwindigkeiten unterscheiden, nebeneinander vorliegen können. Damit entsprechen die Geschwindigkeitsbänder jeweils Gebieten aus anderen blasenartigen Strukturen. Auftretende starke Verschiebungen bzw. die Neuentwicklung von Strukturblasen zwischen bereits bestehenden führen im Weiteren zu Geschwindigkeitsspitzen, wie sie mit PIV für die Radialgeschwindigkeit gemessen werden. Wie in der TTASal-Lösung so sind auch für das HTASal die bestehenden Strukturmuster in der Zeitskala der PIV relativ stabil und führen hauptsächlich axiale Schwankungen aus, wodurch die geordnete Variation der Geschwindigkeitsprofile erklärt werden kann. Mit zunehmender Drehzahl wird dabei eine schnellere Veränderung der Strukturen gefunden, die sich auch in der deutlicheren Variation der Radialgeschwindigkeit an einer Höhenposition zeigt.

Im gekrümmten Kanal wird für die HTASal-Lösung nur mit der Umgebungslichtvisualisierung ein wasserähnlicher Bereich gefunden. Dieser liegt hier bei sehr geringen Pumpendrehzahlen vor, für die mit den anderen Methoden keine Messungen durchgeführt werden konnten. Bei etwas höheren Drehzahlen deuten sowohl das glatte Muster der Umgebungslichtvisualisierung als auch die vergleichsweise unbewegte streifige Struktur im Gleichgewicht im Lichtschnitt auf eine nicht wirbelartige Bewegung hin, wie sie in den Geschwindigkeitsprofilen anhand von sehr kleinen Radialgeschwindigkeiten und nur wenigen Veränderungen in der Tangentialgeschwindigkeit zu sehen ist. Ferner zeigt sich bei keiner der 3 Methoden eine deutliche Abhängigkeit von der Drehzahl. Eine Veränderung mit der Winkelposition ist in der Umgebungslichtvisualisierung und in der mit PIV gemessenen Radialgeschwindigkeit ebenfalls nicht zu finden. Weiterhin kann der im Lichtschnitt zu beobachtende strukturreiche helle Bereich mit dem Plateaubereich in den Tangentialgeschwindigkeiten identifiziert werden, bei dem kaum ein Geschwindigkeitsgradient auftritt. Das in Abbildung 4.48 zu sehende, sich wenig verändernde streifige Muster bei der Betrachtung einer Bildzeile über der Zeit verdeutlicht noch einmal die nur schwache zeitliche Veränderung in den Strukturmustern, die auch durch die nur geringfügigen Schwankungen im Tangentialgeschwindigkeitsprofil mittels PIV bestätigt wird.

Zusammengefasst findet sich wie bei der TTASal-Lösung eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse der unterschiedlichen Messmethoden für die beiden Strömungsgeometrien, die sich zu einem Gesamtbild ergänzen. Folglich können im nächsten Schritt für die HTASal-Lösung die Ergebnisse derselben Messmethode in den unterschiedlichen Strömungssystemen gegenübergestellt werden.

Bereits die Umgebungslichtvisualisierung zeigt Unterschiede im Strömungsverhalten in den beiden Geometrien auf. Zwar findet sich in beiden Anordnungen ein gegenüber Wasser deutlich verändertes Strömungsmuster, das weniger klare dunkle Strukturierungen aufweist, aber auch zwischen den beiden Mustern gibt es Abweichungen. So ist das Bild im Kanal viel ‚glatter‘ und weist bei niedrigen Geschwindigkeiten keine Bereiche mit unterschiedlichen Tangentialgeschwindigkeiten auf. Erst bei höheren Pumpendrehzahlen werden hier abgegrenzte Gebiete beobachtet, die sich schwach in der axialen Richtung bewegen. Folglich zeigt sich im Umgebungslicht im gekrümmten Kanal ein noch gleichmäßigeres Strömungsbild als im Couette-System. Dies wird zumindest teilweise darauf zurückgeführt, dass im Bogenbereich im Gleichgewicht nicht die Struktur selbst gebildet wird, sondern hauptsächlich Struktur vorliegt, die bereits in vorgelagerten Anlagenteilen entstanden ist.

Diese Tatsache macht sich wie bei der TTASal-Lösung auch bei den Lichtschnittergebnissen bemerkbar, wobei die Qualität der Bilder im gekrümmten Kanal aus den bereits erläuterten Gründen wiederum etwas schlechter ist. In beiden Geometrien verläuft die erste Entwicklung der Strukturen im Lichtschnitt ähnlich. Nach einem zunächst relativ gleichmäßig hellen Bild treten Wirbel auf, in deren Zwischenbereichen erste Strukturen entstehen. Die Ursache dafür, dass diese Strukturen im Couette-System im Gegensatz zum gekrümmten Kanal hell sind, wird in dem Vorliegen des hellen Strukturbereiches in der Nähe des Innenzylinders vor Beginn der Rotationsbewegung gesehen. Durch Einsetzen der Wirbel wird diese Struktur von dem Innenzylinder weggeführt und als helle Struktur in den Wirbeln beobachtet. Im Couette-System findet darauf eine mehrstufige Veränderung bis zu homogenisierten Strukturblasen statt, wohingegen beim gekrümmten Kanal zunächst nur eine Zunahme der Strukturmengen in den Gebieten zwischen den Wirbeln festgestellt wird. Dies zeigt zum einen, wie bei der TTASal-Lösung, eine etwas schwächere Strukturausprägung im gekrümmten Kanal. Zum anderen ist es auch denkbar, dass die weitere Strukturentwicklung von dem plötzlichen Umschlag des Strömungsmusters im Kanal verdeckt wird. Diese schlagartige Veränderung ist wiederum auf den

offenen Charakter des Systems mit einer Bildung von Strukturen in vorausgehenden Anlagenteilen und dem folgenden Transport dieser mit der Strömung in den Beobachtungsquerschnitt zurückzuführen. Dieselben Gemeinsamkeiten und Unterschiede in der zeitlichen Strukturentwicklung zeigen sich auch beim Vergleich von Abbildung 4.22 und Abbildung 4.48, indem die Grafiken bis zum plötzlichen Umschlag im Kanal sehr ähnlich sind und danach deutlich differieren. Die jeweils im Gleichgewicht in den beiden Geometrien vorliegenden Strukturmuster unterscheiden sich bei der HTASal-Lösung ähnlich wie die Ergebnisse der Umgebungslichtvisualisierung. Im Kanal erscheint das Muster unbewegter mit nur wenigen Verschiebungen der Strukturen.

Ein Vergleich der PIV-Ergebnisse für die HTASal-Lösung beider Geometrien zeigt in beiden Fällen eine nicht-wasserähnliche, instationäre Strömungsform. Die jeweiligen Geschwindigkeitsprofile zeigen dabei, vor allem bei einem Vergleich mit denen von Wasser, viele Gemeinsamkeiten. Sie sind in keiner Weise wirbelartig, verändern sich bis auf schnellere Schwankungsbewegungen nicht mit der Drehzahl und zeigen nahezu verschwindende Radialgeschwindigkeiten mit wenigen etwas ausgeprägteren Spitzen. Die zeitliche Veränderung erfolgt dabei in beiden Fällen geordnet, wenn auch zeitlich ungleichmäßig. Die Tangentialgeschwindigkeitsprofile haben grundsätzlich eine eher eckige Gestalt, d.h. es treten in der Regel nur vergleichsweise schwache und sehr starke Geschwindigkeitsgradienten auf. Aufgrund der unterschiedlichen Geometrie ist die genaue Form der Profile entsprechend verschieden. Wie bei den Visualisierungen scheint dabei die Strömung im Kanal ‚glatter‘ zu sein. Werden im Couette-System zumeist mehrere unterschiedliche Geschwindigkeitsbänder gleichzeitig beobachtet, existiert im gekrümmten Kanal nur ein bandartiges Gebiet, das den mittleren Spaltbereich einnimmt und von steilen Gradienten in der Nähe der Wänden begrenzt wird. Auch die Radialgeschwindigkeitsspitzen treten im Couette-System häufiger als im gekrümmten Kanal auf.

Zusammengenommen wird für die HTASal-Lösung mit allen verwendeten Messmethoden ein im Prinzip ähnliches, im Detail jedoch leicht unterschiedliches Flüssigkeitsverhalten für die beiden Strömungsanordnungen gefunden. Die Ursache für die Unterschiede wird hierbei im Wesentlichen darin gesehen, dass es sich bei dem gekrümmten Kanal um ein offenes Strömungssystem handelt, während das Couette-System ein geschlossenes ist. Dennoch ist es auch für das HTASal möglich, die beobachteten Charakteristika in der Einzelanordnung zumindest auf alle Strömungsgeometrien mit gekrümmten Stromlinien zu erweitern, wobei mögliche Verschiedenartigkeiten bezüglich anderer Entstehungsgeschichten der Scherinduzierten Strukturen zu berücksichtigen sind.

5.2 Unterschiede zwischen den Tensidlösungen

Schon bei den Ergebnissen der Umgebungslichtvisualisierung zeigen sich die grundsätzlichen Unterschiede zwischen beiden Lösungen. Wird für die TTASal-Lösung sowohl im Searle-System als auch im Kanal mit steigender mittlerer Geschwindigkeit zunächst newtonsches Verhalten und darauf ein nur bedingt wasserähnliches Strömungsmuster beobachtet, ist ein wasserähnliches Muster bei der HTASal-Lösung nur bei sehr geringen Pumpendrehzahlen im gekrümmten Kanal zu erkennen. Folglich findet der Übergang zur Scherinduzierten Strömungsform für die HTASal-Lösung, wie aus rheometrischen Untersuchungen zu erwarten, bereits bei kleineren Belastungen statt. Auch das Bild der Scherinduzierten Strömungsform in der Umgebungslichtvisualisierung unterscheidet sich für die beiden Flüssigkeiten. Für die TTASal-Lösung ist hierbei das Strömungsmuster im gekrümmten Kanal quasi analog zu dem von Wasser und im Searle-System besteht zumindest in so fern eine Ähnlichkeit zu dem von Wasser, als dass in beiden dunkle Streifen auftreten. Demgegenüber findet sich bei der HTASal-Lösung im Kanal ein völlig anderes, nahezu der Poiseuille-Strömung entsprechendes Muster und beim Searle-System eine noch feinere Strukturierung als bei der TTASal-Lösung.

Ähnliche Unterschiede finden sich auch bei der Lichtschnittvisualisierung. Auf den ersten Blick sehr verschieden wirken hierbei die Strukturmuster im Searle-System. So unterscheiden sich sowohl die im Einzelnen zu beobachtenden Strukturmuster als auch die Dauer der Entwicklung. Gemeinsam ist beiden Lösungen jedoch, dass überhaupt Strukturen zu sehen sind und sie sich im Anfang gleichermaßen aus den einsetzenden Wirbeln entwickeln. Ferner sind die einzelnen Muster nicht so unterschiedlich, wie sie zunächst wirken, da die fadenartigen Strukturen der TTASal-Lösung in abgeschwächter Form auch noch in dem Blasenmuster der HTASal-Lösung wieder zu finden sind. Auch die zeitliche Veränderung der Strukturen, die neben dem Neuentstehen und Verschwinden von Einzelstrukturen zumeist in axialen Verschiebungen erfolgt, ist ähnlich, wie ein Vergleich der Entwicklung der Bildzeile aus der Spaltmitte in Abbildung 4.10 mit Abbildung 4.22 *oben* zeigt. Dennoch liegen zumindest graduell unterschiedliche Strukturmuster vor. Erkennbar wird dies auch an der in der HTASal-Lösung

stattfindenden optischen Homogenisierung, die mit TTASal nicht zu beobachten ist. Sie deutet darauf hin, dass für das längerkettige Tensid eine Änderung in der Aggregatstruktur stattfindet, die zu einer relativ gleichmäßigen neuen Phase und damit zu nur noch geringen Brechzahlunterschieden im Spalt führt. Für eine solche komplette Veränderung reicht im Falle des TTASal die Konzentration anscheinend nicht aus. Nicht so stark differierend sind die Ergebnisse der Lichtschnittvisualisierung im Kanal. Hier ist sowohl die anhand der Einzelbilder als auch die mit der mittleren Bildzeile zu beobachtende zeitliche Entwicklung der Strukturen ähnlich. Unterschiede bestehen nur dahingehend, dass für die HTASal-Lösung vor dem Umschlag des Musters die dunklen Strukturen in den Wirbeln stärker ausgeprägt und weniger wirbelartig sind und nach dem Umschlag keine ‚pilzartigen‘ dunklen Strukturen mehr beobachtet werden. Beides deutet auf eine etwas stärkere Ausprägung der Scherinduzierten Strukturen in der HTASal-Lösung im Vergleich zur TTASal-Lösung hin. Eine mögliche Ursache dafür, warum die einzelnen Muster der beiden Lösungen im Kanal ähnlicher als im Searle-System sind, wird in dem plötzlichen Umschlag des Strömungsmusters aufgrund von in vorausgehenden Anlagenteilen gebildeter Struktur, die in den Beobachtungsbereich transportiert wird, gesehen. Hierdurch wird nämlich die eventuell stattfindende weitere Strukturentwicklung, die gemäß den Ergebnissen aus dem Searle-System unterschiedlich sein müsste, überdeckt. Zusätzlich ist das Messsystem im gekrümmten Kanal, wie weiter oben erläutert, weniger empfindlich, wodurch geringe Unterschiede zwischen den Mustern nur schwer zu erkennen sind.

Werden die PIV-Ergebnisse der beiden Tensidlösungen verglichen, zeigen sich in beiden Strömungsanordnungen ähnliche Unterschiede. Für die TTASal-Lösung wird in beiden Systemen ein Drehzahlbereich festgestellt, in dem die Charakteristika denen von Wasser entsprechen, und bei höheren Geschwindigkeiten liegt eine nur entfernt wasserähnliche Strömung vor, während für die HTASal-Lösung im gesamten untersuchten Bereich eine deutlich von Wasser verschiedene Strömungsform gefunden wird. Folglich unterscheiden sich auch in dem Bereich der Scherinduzierten Strömungsform die Geschwindigkeitsprofile der beiden Tensidlösungen. Sind die gemessenen Profile in der TTASal-Lösung entfernt wirbelartig, liegen in der HTASal-Lösung völlig andere Profilformen vor. Die Tangentialgeschwindigkeitsprofile sind hierbei gekennzeichnet durch Geschwindigkeitsbänder, von denen im Couette-System mehrere nebeneinander und im Kanal nur eines im mittleren Spaltbereich vorliegt. Neben diesem generellen Unterschied zwischen den Lösungen sind jedoch vor allem im Vergleich zur Strömung von Wasser auch Gemeinsamkeiten zu beobachten. In beiden Fällen sind die Geschwindigkeitsprofile der Scherinduzierten Strömungsform instationär, wobei eine geordnete, wenn auch zeitlich ungleichmäßige Veränderung stattfindet, die mit zunehmender Drehzahl schneller erfolgt. Ferner werden jeweils im Vergleich zu Wasser verringerte Radialgeschwindigkeiten gemessen. In der HTASal-Lösung sind sie gegenüber der TTASal-Lösung jedoch nochmals kleiner und es wird im Kanal keine Abhängigkeit der maximalen und minimalen Radialgeschwindigkeit von der Winkelposition mehr festgestellt, wie sie für TTASal noch schwach zu erkennen ist.

Zusammengenommen zeigt diese Gegenüberstellung der Ergebnisse für die beiden Tensidlösungen, dass mit steigender Alkylkettenlänge des Tensidmoleküls eine zunehmende Abweichung zum Strömungsverhalten von Wasser auftritt bzw. die auf das Tensid zurückzuführenden Effekte stärker ausgeprägt sind. Diese Vorstellung ist aus der Literatur bereits bekannt. Grundsätzlich wird davon ausgegangen, dass mit steigender Kettenlänge die viskoelastischen Eigenschaften zunehmen [LMZ02]. Bei dem Scherinduzierten Zustand zeigen längerkettige Tenside entsprechend eine kleinere kritische Scherrate und einen höheren Viskositätssprung [OIH86, OIH84]. Diese Erkenntnisse und das Wissen um eine nur geringfügige Veränderung am Tensidsystem können zu der Vorstellung führen, dass zwischen dem Verhalten der Lösungen nur graduelle Unterschiede bestehen sollten. Die in dieser Arbeit erhaltenen Messergebnisse der verschiedenen Methoden zeigen jedoch teilweise deutliche Änderungen, z.B. in den Strukturmustern in der Searle-Anordnung im Lichtschnitt und in den grundsätzlich anderen Formen der Geschwindigkeitsprofile. Die Ursache hierfür kann einerseits in einem zusätzlichen Konzentrationseffekt liegen, da prinzipiell auch eine Erhöhung der Konzentration zu einer Verstärkung der tensidbedingten Effekte führt. Betrachtet man dahingehend die Zahlenwerte in Tabelle 3.1 genauer, ist festzustellen, dass die gewählte Konzentration für das TTASal deutlich kleiner als die Überlappungskonzentration ist, während bei dem HTASal die Differenz nicht so groß ist bzw. nach [LP96] die Überlappungskonzentration bereits überschritten ist. Andererseits werden in der Literatur z.B. mit der Ermittlung eines höheren Viskositätssprunges eher makroskopische Größen betrachtet. Die Ursachen für die festgestellten nur graduellen Unterschiede in diesen Messgrößen müssen aber nicht zwangsläufig in ebenfalls nur geringen Änderungen in der Strukturentwicklung und den

hierdurch bedingten Geschwindigkeitsprofilen liegen. Folglich zeigen die in dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse, dass die einfache Vorstellung, einer nur mäßigen Änderung im Strömungsverhalten bei geringfügig unterschiedlichen Tensiden, nicht haltbar ist und die Betrachtung anderer Messgrößen wie z.B. der Geschwindigkeitsprofile deutliche Unterschiede aufzeigt.

Werden die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse mit aus der Literatur entnommenen und in Kap. 2.2.1.2 dargestellten verglichen, ist zunächst zu überprüfen, inwiefern die verwendeten Tensidlösungen als ähnlich einzustufen sind. Für das von Pine et al. [BHM97, HBM98, HBP98] zumeist untersuchte TTAA kann eine solche Überprüfung anhand der Charakteristika der erläuterten 4 Bereiche erfolgen. Der erste nahezu newtonsche Abschnitt wird ebenfalls für Lösungen von HTASal und TTASal gefunden. Der zweite Bereich, in dem der steile Anstieg der Viskosität erfolgt und der bei dem TTAA nur bei schubspannungskontrollierten Versuchen beobachtet wird, wird für HTASal- und TTASal-Lösungen auch bei Steuerung der Experimente auf der Grundlage der Schergeschwindigkeit erreicht. Dies zeigen z.B. die in Abbildung 2.1 dargestellten Verläufe der Viskosität gegen die Schergeschwindigkeit, die auch im stark ansteigenden Abschnitt einzelne Messpunkte enthalten. Dennoch ist dieser Abschnitt aufgrund seiner geringen Breite bezüglich der Scherrate für die hier durchgeführten Messungen von untergeordneter Bedeutung. Ebenso verhält es sich mit dem dritten Bereich, der durch ein Viskositätsplateau gekennzeichnet ist, da gemäß Abbildung 2.1 direkt nach dem sprunghaften Anstieg der Viskosität mit zunehmender Schergeschwindigkeit scherentzähendes Verhalten einsetzt, das dem Bereich 4 zuzuordnen ist. Folglich entsprechen die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche zur Scherinduzierten Strömungsform Messpunkten in diesem von Pine et al. klassifizierten vierten Abschnitt.

Diese Einordnung erleichtert auch den Vergleich der in Abbildung 2.5 dargestellten Tangentialgeschwindigkeitsprofile, die dem dritten Bereich entstammen, mit denen in dieser Arbeit im Searle-System gemessenen. Bis auf die Tatsache, dass das im Endzustand vorliegende Profil als zeitlich stabil eingeschätzt wird, findet sich eine grundsätzliche Ähnlichkeit mit den Ergebnissen der TTASal-Lösung im Scherinduzierten Zustand. Sie ist jedoch nur rein zufällig, da das in dieser Arbeit gemessene Profil seinen Ursprung im Tangentialgeschwindigkeitsprofil einer Taylorwirbelströmung hat, die bei Pine et al. [HBM98] nicht beobachtet wird. Auch mit einigen Ergebnissen der HTASal-Lösung sind, wie in Kap. 4.1.3.2 erwähnt, Gemeinsamkeiten festzustellen. Der wesentliche Unterschied besteht hier darin, dass eine solche Profilform in der HTASal-Lösung nicht stationär auftritt, sondern nur eine von vielen im Zeitverlauf darstellt. Dies kann jedoch darauf zurückzuführen sein, dass Ergebnisse aus dem Bereich 3 mit dem in der vorliegenden Arbeit vermessenen vierten verglichen werden, weshalb eine grundsätzliche Übereinstimmung vermutet werden kann.

Bezüglich der von Pine et al. [LP96, BHM97, BHM97a, HBM98, HBP98] beschriebenen Strukturentwicklung ist zunächst festzuhalten, dass von ihnen nur helle Strukturen, mit einigen dunklen Linien im vierten Belastungsbereich, festgestellt werden. Somit besteht keine Ähnlichkeit zu den dunklen Strukturmustern in der TTASal-Lösung, deren Beobachtung hauptsächlich durch die hohe Empfindlichkeit der Messmethode bei dem Searle-System möglich wurde. Prinzipiell ähnlich sind demgegenüber die Strukturen in der HTASal-Lösung, worauf bereits in Kap. 4.1.3.1 hingewiesen wurde. Für eine ebenfalls von Pine et al. [LP96] untersuchte HTASal-Lösung, deren Ergebnisse nach [BHM97a] grundsätzlich denen der TTAA-Lösung entsprechen, werden, wie in Kap. 2.2.1.2 beschrieben, von innen nach außen wachsende gelartige Strukturfinger in einem System mit rotierendem Außenzylinder gefunden. Diese finden sich ebenfalls in der in dieser Arbeit beobachteten Strukturentwicklung und auch der in [LP96] dargestellte Endzustand weist eine gewisse Ähnlichkeit mit einem blasenartigen Muster auf, auch wenn es als solches nicht explizit beschrieben wird. Ferner wird für das TTAA ebenfalls eine, wie in dieser Arbeit gefundene, optische Homogenisierung im zeitlichen Verlauf festgestellt, die in [LP96] für das HTASal, vermutlich aufgrund der dort betrachteten geringen Konzentration, nicht beobachtet wurde.

Zusammengefasst zeigt ein Vergleich der Ergebnisse der entsprechenden Messmethoden dieser Arbeit mit denen von Pine et al. [LP96, BHM97, BHM97a, HBM98, HBP98] eine prinzipielle Übereinstimmung. Allerdings gibt es auch Unterschiede, die auf die Untersuchung eines anderen Tensidsystems zurückzuführen sind, wobei von Pine et al. nicht so viele Messdaten für den vierten, hier betrachteten Belastungsbereich beschrieben wurden. Ferner konnten in der vorliegenden Arbeit für die TTASal- und HTASal-Lösung aufgrund der Verwendung etwas anderer Messmethoden bzw. -aufbauten detailliertere Informationen bezüglich der Strukturformen und Geschwindigkeiten erhalten werden.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen von Koch et al. [KSK98] erfolgt für die Geschwindigkeitsprofile entsprechend der dort verwendeten Methode.

Für die TTASal-Lösung wird lediglich eine wasserähnliche Strömung beschrieben, während in der vorliegenden Arbeit im Searle-System neben der Couette-Strömung und den Taylorwirbeln, die denen von Wasser entsprechen, auch eine Scherinduzierte Strömungsform festgestellt wurde. Die Ursache für diesen Unterschied ist eine geringere Spaltweite in dem von Koch et al. eingesetzten Searle-System, die 4 mm, im Gegensatz zu den in dieser Arbeit vorliegenden 8,5 mm, betrug. Aus rheometrischen Messungen ist bekannt, dass eine Verringerung der Spaltweite zu einer Erhöhung der kritischen Scherrate für den Scherinduzierten Zustand führt [OIH86, WB89], weshalb erst bei einer erhöhten Drehzahl der Übergang zur Scherinduzierten Strömungsform stattfinden sollte.

Ebenfalls für die HTASal-Lösung sind Unterschiede in den Geschwindigkeitsprofilen festzustellen. Diese können zum einen eventuell auf eine erhöhte Tensidkonzentration in den Versuchen von Koch et al., mit 2,4 mM gegenüber 1,8 mM in der vorliegenden Arbeit, zurückgeführt werden. Zum anderen sind die dort gemessenen und in Abbildung 2.6 dargestellten Profile aus einer Mittlung über eine große Anzahl von Einzelbildern entstanden, wobei zusätzlich auf eine zeitliche Veränderung der Strömung hingewiesen wird. Folglich ist davon auszugehen, dass sich die momentanen Geschwindigkeitsprofile, die den in dieser Arbeit gemessenen in etwa entsprechen, deutlich von den in Abbildung 2.6 gezeigten Kurvenverläufen unterscheiden. Diese Vorstellung wird auch gestützt durch die in Koch et al. [KSK98] zu findende verbale Beschreibung des Strömungsfeldes. Wie in Kap. 2.2.1.2 erwähnt, werden in Hauptströmungsrichtung ausgedehnte streifenartige Bereiche beobachtet, die sich mit von Streifen zu Streifen unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen. Dies passt exakt zu den in der vorliegenden Arbeit gefundenen Geschwindigkeitsbändern. Eine weitere Gemeinsamkeit in den Ergebnissen besteht darin, dass in beiden Arbeiten nur sehr geringe bzw. keine Radialgeschwindigkeiten zu messen waren.

Folglich ist von einer grundsätzlichen Übereinstimmung der Ergebnisse für die Geschwindigkeitsmessungen im Searle-System mit den von Koch et al. [KSK98] berichteten auszugehen. Allerdings war es in der vorliegenden Arbeit durch eine Verfeinerung der Messmethode möglich, zeitlich hoch aufgelöste Geschwindigkeitsprofile zu bestimmen und damit eine detailgetreuere Charakterisierung der Strömungsformen vorzunehmen.

5.3 Ideen zur Scherinduzierten Struktur

Über die prinzipielle Entwicklung und Gestalt der Scherinduzierten Struktur lassen sich auf Basis der Untersuchungsergebnisse ebenfalls Aussagen ableiten. Durch das Zusammenführen der Einzelergebnisse der Messmethoden wird zunächst klar, dass alle Veränderungen im Strömungsfeld mit der Entstehung von im Lichtschnitt zu sehenden Strukturmustern einhergehen. Hierbei wird angenommen, dass diese Strukturen in einem sehr engen Zusammenhang zu dem stehen, was allgemein unter dem Begriff Scherinduzierte Struktur verstanden wird. Folglich ist davon auszugehen, dass sich die SIS bei Belastung der Flüssigkeit in einem sichtbaren, fortlaufenden Entstehungs- und Auflösungsprozess befindet, und Größenabmessungen erreicht werden, die im Bereich von einigen Millimetern bis hin zu Zentimetern liegen. Ferner unterscheiden sich die gebildeten Strukturen auch schon bei einer nur geringfügigen Änderung im Tensidsystem.

Wie in Kap. 2.1.1 beschrieben ist eine grundlegende Vorstellung von der Scherinduzierten Struktur, dass sie der bei höheren Konzentrationen bereits in der Ruhelösung vorliegenden Netzwerkstruktur weitgehend entspricht. Hieraus kann abgeleitet werden, dass entsprechende Eigenschaften der Strömung auch zumindest annähernd ähnlich sein sollten. Durch die in dieser Arbeit erhaltenen Messergebnisse kann eine solche Ähnlichkeit aber eindeutig nicht bestätigt werden. Insbesondere finden sich für keines der beiden Tenside die von Cates [Cat87, CC90] beschriebenen Scherbänder.

Eine bemerkenswerte Gleichartigkeit ist allerdings zwischen den in der vorliegenden Arbeit gemessenen Tangentialgeschwindigkeitsprofilen für die HTASal-Lösung im Searle-System und den mit NMR ermittelten Geschwindigkeiten für Lösungen in der Nähe zum Übergang zur nematischen Phase nach Callaghan et al. [MC96, MC97, BC99, BML99, FC00, FC01] festzustellen. Beide Messungen zeigen deutliche Geschwindigkeitsbänder. Hierbei gehen Callaghan et al., wie in Kap. 2.2.1.2 beschrieben, davon aus, dass immer in der Nähe des Innenzylinders ein schnelleres und im restlichen Spalt ein langsames Band vorliegt und zusätzlich zeitliche Fluktuationen stattfinden, die jedoch aufgrund der langen Messzeit für ein Profil nicht aufgelöst werden können. Demgegenüber ist diese Anordnung von 2 Bändern in der hochverdünnten HTASal-Lösung zwar sehr häufig zu finden, aber nur eine von meh-

reren im Zeitverlauf möglichen Profilformen. Darüber hinaus ist in dieser Arbeit aufgrund der Verwendung von PIV anstelle von NMR eine deutlich höhere zeitliche Auflösung möglich. Dennoch besteht eine grundsätzliche Ähnlichkeit und bestärkt dadurch die in der Literatur, z.B. in [HPR81], zu findende Vorstellung von der SIS als nematischen Phase. Die Deutung der einzelnen Geschwindigkeitsbänder sollte aber etwas anders als bei Callaghan et al. [FC01] erfolgen, die den inneren Bereich mit der nematischen Phase und den äußeren mit isotroper Lösung identifizieren. In Anlehnung an Koch et al. [KSK98] ist vielmehr davon auszugehen, dass beide Bereiche von der Scherinduzierten Struktur dominiert werden. Zusammengefasst zeigt sich bei diesem Vergleich eine tendenzielle Ähnlichkeit zumindest in den Geschwindigkeitsprofilen zwischen unterschiedlich konzentrierten Lösungen, wobei eine vollständige Übereinstimmung, insbesondere auch der zugrunde liegenden Effekte, auszuschließen ist. Folglich ist in der vorliegenden Arbeit eine umfangreiche Charakterisierung von Strömungen hochverdünnter Tensidlösungen erfolgt, die aufgrund der Einzigartigkeit der Eigenschaften des Konzentrationsbereiches als gleichberechtigt neben den Ergebnissen für andere Konzentrationen einzustufen ist.

6 Zusammenfassung

Der Einfluss der Scherinduzierten Struktur auf unterschiedliche Strömungsformen und die Entwicklung der Scherinduzierten Struktur selbst wurden untersucht. Dazu wurden Experimente mit hochverdünnten Lösungen der beiden gut bekannten Tenside TTASal (Tetradecyltrimethylammoniumsalicylat) und HTASal (Hexadecyltrimethylammoniumsalicylat) bei Konzentrationen von 1,8 mM bzw. 0,8 mM ausgeführt und die Ergebnisse einander und denen einer reinen Wasserströmung gegenübergestellt. Als Geometrien wurden zwei Anordnungen mit gekrümmten Stromlinien, ein Searle-System und ein gekrümmter Kanal mit großem Höhe zu Breite Verhältnis, aufgebaut, da hier bereits bei Strömungen newtonscher Flüssigkeiten, aufgrund der auftretenden hydrodynamischen Instabilitäten, vielfältige Strömungsformen zu beobachten sind. Bei der Untersuchung wurden zunächst die jeweiligen Strömungsmuster durch eine Umgebungslichtvisualisierung ermittelt. Das die Strömungsformen charakterisierende Geschwindigkeitsfeld wurde anschließend mit einer entsprechend angepassten Particle Image Velocimetry (PIV) vermessen. Die Entwicklung der Scherinduzierten Struktur selbst wurde darüber hinaus mittels einer Lichtschnittvisualisierung untersucht.

Für beide Tenside konnte für die untersuchten Strömungsgeometrien ein konsistentes Bild über das Strömungsverhalten aus den Resultaten der verschiedenen Messmethoden ermittelt werden, das mit dem Vergleich der Ergebnisse für die beiden Anordnung auf die Klasse der Strömungen mit gekrümmten Stromlinien ausgeweitet wurde. Bei der Gegenüberstellung der Ergebnisse bezüglich der jeweils verwendeten Tensidlösungen zeigten sich bereits in der Umgebungslichtvisualisierung deutliche Unterschiede in den Strömungsformen, die mittels PIV quantifiziert werden konnten. So ergaben sich für die TTASal-Lösung auch bei der Scherinduzierten Strömungsform im Vergleich zu Wasser noch entfernt ähnliche Profile, die jedoch deutlich zeitabhängig waren und verringerte Geschwindigkeiten senkrecht zur Hauptströmungsrichtung aufwiesen. Diese Tendenz war für das HTASal mit nahezu verschwindenden Radialgeschwindigkeiten weiter verstärkt. Doch auch das Profil der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung war hier verändert. Im Searle-System wurden Geschwindigkeitsbänder, d.h. zusammenhängende Regionen mit jeweils konstanter Geschwindigkeit, gemessen, die sich im Spalt vergleichsweise unabhängig voneinander bewegten. Hierbei trat häufig in der Nähe des rotierenden Innenzylinders ein schnelles Band auf und über den restlichen Spalt war eine nur sehr geringe Geschwindigkeit zu finden. Im gekrümmten Kanal ähnelte das Profil dem einer Kolbenströmung, mit einer nahezu konstanten Geschwindigkeit über einen großen Teil des Spaltes und steilen Gradienten in Wandnähe, wodurch wieder eine Art Geschwindigkeitsband zu beobachten war. Ähnliche Unterschiede zwischen den beiden Lösungen zeigten sich auch bei der Untersuchung mittels Lichtschnittvisualisierung. Im Searle-System wurden für das TTASal fadenartige Strukturen beobachtet, die sich sowohl von außen nach innen als auch in umgekehrter Richtung entwickelten und deren Menge mit größerer Nähe zum Innenzylinder und steigender Drehzahl zunahm. Beim HTASal trat zunächst eine kammartige Strukturierung auf, die über blasenartige Formen mit der Zeit einer optischen Vergleichmäßigung wich. Im Kanal waren die mit dieser Methode zu beobachtenden Unterschiede zwischen den beiden Lösungen nicht so groß, allerdings wurde für das HTASal eine etwas stärker ausgeprägte Struktur gefunden, die in Analogie zum Geschwindigkeitsprofil den mittleren Spaltbereich als quasi unbewegter Streifen einnahm. Die Ähnlichkeit der einzelnen Muster in dieser Anordnung ist hauptsächlich darin begründet, dass der Kanal ein offenes System ist, während das Couette-System ein geschlossenes darstellt. Dies führte im gekrümmten Kanal zu einem plötzlichen Umschlag im Strömungsmuster aufgrund von Strukturen, die in den der Krümmung vorgelagerten Anlagenteilen gebildet und in den Beobachtungsquerschnitt transportiert wurden.

Neben den Einzelergebnissen an sich konnte also gezeigt werden, welche deutlichen Veränderungen bereits eine geringe Variation des Tensidsystems bewirkt und welche Unterschiede bei einer Modifikation des Strömungssystems zu erwarten sind. Ein Vergleich der Ergebnisse mit in der Literatur zu findenden Geschwindigkeitsmessungen und Visualisierungen gleicher oder zumindest ähnlicher Tenside, bei z.T. deutlich anderen Konzentrationen, zeigte abschließend, dass zwischen der Scherinduzierten Struktur und der Netzwerkstruktur, die bei erhöhter Tensidkonzentration bereits in der Ruhelösung zu finden ist, in Teilbereichen eine gewisse Ähnlichkeit besteht, aber von einer grundsätzlichen Übereinstimmung, wie sie teilweise in der Literatur postuliert wird, nicht auszugehen ist.

7 Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Definition	Einheit
C	Konstante		-
De	Deanzahl	$De = \frac{U \cdot d}{v} \cdot \sqrt{\frac{d}{R_i}}$	-
G, F	Grauwertmatrix		-
M	Abbildungsmaßstab		-
N, L	Abmessungen des Auswertefensters		px
R	Radius		m
R _A	Autokorrelation		-
R _C	Korrelationsbeitrag der Bildmittelwerte		-
R _{D+} , R _{D-} , R _D	Korrelationsbeiträge durch Abbildungen identischer Partikel		-
R _F	Korrelationsbeitrag durch Abbildungen verschiedener Partikel		-
R _K	Kreuzkorrelation		-
R _P	Korrelationsbeitrag durch Selbstabbildung		-
Ta	Taylorzahl	$Ta = \frac{2 \cdot \eta^2}{1 - \eta^2} \frac{\Omega^2 \cdot d^4}{v^2}$	-
U, v _{mittel}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit		m s ⁻¹
V _P	maximale Tangentialgeschwindigkeit in einem Parabelprofil		m s ⁻¹
c*	Überlappungskonzentration		mol l ⁻¹
cmc	kritische Mizellbildungskonzentration		mol l ⁻¹
ct	Übergangskonzentration zwischen Kugel- und Stäbchenmizellen		mol l ⁻¹
d	Spaltweite		m
d _l	Abbildungsdurchmesser beliebiger Partikel		m
d _{min}	minimaler Abbildungsdurchmesser		m
d _p	Partikeldurchmesser		m
dt	Dauer eines Lichtpulses		s
f _#	Blendenzahl eine Objektivs		-
\bar{g}, \bar{f}	Komplexkonjugierte zu g, f		-
g, f	Fouriertransformierte zu G, F		-
i, j	Position im Bild		px
m	Anzahl der Azimuthalwellen		-
n	Drehzahl		U/min
n _i	einstellbares Zeitelement Nummer ,i'		s
r	radiale Koordinate		m
r _v	Radienverhältnis	$r_v = \frac{R_a}{R_i}$	-
s	normierte Position im Spalt		-
t	Zeit		s
t ₀	Startzeitpunkt		s
v _i	Geschwindigkeit in Richtung ,i'		m s ⁻¹
v _{rel}	normierte Geschwindigkeit		-
x, y	Verschiebung		px
y	Position im Spalt		m
z	Höhenposition		m

Griechische Buchstaben

Symbol	Bedeutung	Definition	Einheit
Δt	Zeitabstand zwischen 2 Belichtungen		s
Δx_i	mittlere Verschiebung in Richtung ,i'		px
Ω	Winkelgeschwindigkeit des Innenzylinders		s ⁻¹
α	relativer Anteil		-
ψ	Schergeschwindigkeit		s ⁻¹
ϕ	tangentiale Koordinate		-
η	Radienverhältnis	$\eta = \frac{R_i}{R_a}$	-
λ	Wellenlänge		m
ν	kinematische Viskosität		m ² s ⁻¹
ρ	Radienverhältnis	$\rho = \frac{r}{R_a}$	-
σ	Schubspannung		Pa
τ_{break}	Relaxationszeit aufgrund einer endlichen Mizelllebenszeit		s
τ_R	Gesamtrelaxationszeit		s
τ_{rep}	Relaxationszeit aufgrund von Reptation		s

Indices

Symbol	Bedeutung
A, B	erstes und zweites Bild eines Doppelbildpaares
a	außen
c, krit	kritisch
i	innen
max	maximale
min	minimale
r	radial
rel	relativ, normiert
ϕ, Φ	tangential

Abkürzungen

Symbol	Bedeutung	Symbol	Bedeutung
AD	analog - digital	P	Poiseuille-Strömung im gekrümmten Kanal
AOM	akusto-optischer Modulator	PC	personal computer
C	Couette-System	PIV	Particle Image Velocimetry
CCD	charge coupled device	PI	Plateau
D	Durchflussmessung	PVC	Polyvinylchlorid
DF(a)	Fouriertransformierte von a	SIS	Scherinduzierte Struktur
DW	Deanwirbel	SISF	Scherinduzierte Strömungsform
D8	digital 8 mm	TTAA	Tris(2-hydroxyethyl)-tallowalkylammoniumazetat
E	Entlüftungsventil	TTABr	Tetradecyltrimethylammoniumbromid
F	Füllstandsmessung	TTASal	Tetradecyltrimethylammoniumsalicylat
FFT	Fast Fourier Transformation	U	nach unten gekrümmt
FFT ⁻¹	Inverse Fast Fourier Transformation	Ü	Übergangsbereich
HTABr	Hexadecyltrimethylammoniumbromid	V	Ventil
HTASal	Hexadecyltrimethylammoniumsalicylat	VE	voll entsalzt
K	Kanal	W	Entleerungsventil
L	Lichtschnittvisualisierung	Z	zeitabhängige Strömung
M	Motor	instat.	instationär
NaSal	Natriumsalizylat	stat.	stationär
O	nach oben gekrümmt		

8 Literaturverzeichnis

- [Adr91] Adrian, R.J., Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **23** (1991), 261-304
- [AHL84] Angel, M., Hoffmann, H., Löbl, M., Reizlein, K., Thurn, H. und Wunderlich I., *From rodlike micelles to lyotropic liquid crystals*, *Progr Colloid & Polymer Sci* **69** (1984), 12-28
- [AS02] Antonijoan, J. und Sanchez, J., *On stable Taylor vortices above the transition to wavy vortices*, *Phys. Fluids* **14** (2002), Nr. 5, 1661-1665
- [BC99] Britton, M.M. und Callaghan, P.T., *shear banding instabilities in wormlike micellar solutions*, *Eur. Phys. J. B* **7** (1999), 237-249
- [BGB92] Bruinsma, R., Gelbart, W.M. und Ben-Shauk, A., *Flow-induced gelation of living (micellar) polymers*, *J. Chem. Phys.* **96** (1992), Nr. 10, 7710-7727
- [BGO98] Berret, J.-F., Gamez-Corrales, R., Oberdisse, J., Walker, L.M. und Lindner, P., *Flow-structure relationship of shear-thickening surfactant solutions*, *Europhys. Lett.* **41** (1998), Nr. 6, 677-682
- [BHM97] Boltenhagen, P., Hu, Y.T., Matthys, E.F. und Pine, D.J., *Inhomogeneous structure formation and shear-thickening in worm-like micellar solutions*, *Europhys. Lett.* **38** (1997), Nr. 5, 389-394
- [BHM97a] Boltenhagen, P., Hu, Y.T., Matthys, E.F. und Pine, D.J., *Observation of Bulk Phase Separation and Coexistence in a Sheared Micellar Solution*, *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997), Nr. 12, 2359-2362
- [BK74] Burkhalter, J.E. und Koschmieder, E.L., *Steady supercritical Taylor vortices after sudden start*, *Phys. Fluids* **17** (1974), Nr. 11, 1929-1935
- [BM95] Bamuert, B.M. und Muller, S.J., Flow visualization of the elastic Taylor-Couette instability in Boger fluids, *Rheol Acta* **34** (1995), 147-159
- [BM97] Bamuert, B.M. und Muller, S.J., Flow regimes in model viscoelastic fluids in a circular couette system with independently rotating cylinders, *Phys. Fluids* **9** (1997), Nr. 3, 566-586
- [BM99] Baumert, B.M. und Muller, S.J., Axisymmetric and non-axisymmetric elastic and inertioelastic instabilities in Taylor-Couette flow, *Non-Newtonian Fluid Mech.* **83** (1999), 33-69
- [BML99] Britton, M.M., Mair, R.W., Lambert, R.K. und Callaghan, P.T., *Transition to shear banding in pipe and Couette flow of wormlike micellar solutions*, *J. Rheol.* **43** (1999), Nr. 4, 897-909
- [Bot93] Bottaro, A., *On Longitudinal vortices in curved channel flows*, *J. Fluid Mech.* **251** (1993), 627-660
- [BPD97] Berret, J.F., Porte, G. und Decruppe, J.P., *Inhomogeneous shear flows of wormlike micelles: a master dynamic phase diagram*, *Physical Review E* **55** (1997), Nr. 2, 1668-1676
- [Bro99] Brock, A., Beitrag zur verbesserten Auswertung der Particle-Image-Velocimetry (PIV) in turbulenten Strömungen, Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, 1999
- [Brü93] Brücker, Ch., Experimentelle Untersuchung des Wirbelaufplatzens in Röhren mit der Particle-Image-Velocimetry (PIV), Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, 1993
- [BTY83] Berger, S.A., Talbot, L. und Yao, L.-S., *Flow in curved pipes*, *Ann. Rev. Fluid Mech.* **15** (1983), 461-512
- [Cat87] Cates, M.E., Reptation of living polymers: dynamics of entangled polymers in the presence of reversible chain-scission reactions, *Macromolecules* **20** (1987), 2289-2296
- [CC90] Cates, M.E. und Candau, S.J., *Statics and dynamics of worm-like surfactant micelles*, *J. Phys.: Condens. Matter* **2** (1990), 6869-6892
- [CCD95] Cappelaere, E., Cressely, R. und Decruppe, J.P., *Linear and non-linear rheological behaviour of salt-free aqueous CTAB solutions*, *Colloids Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects* **104** (1995), 353-374

- [Col65] Coles, D., *Transition in circular Couette flow*, J. Fluid Mech. **21** (1965), 385-425
- [Cou90] Couette, M., *Etudes sur le frottement des liquides*, Annu. Chim. Phys. **21** (1890), Nr. 6, 433-510
- [CSB04] Czarny, O., Serre, E., Bontoux, P. und Lueptow, R.M., *Interaction of wavy cylindrical Couette flow with endwalls*, Phys. Fluids **16** (2004), Nr. 4, 1140-1148
- [CT90] Cates, M.E. und Turner, M.S., *Flow-induced gelation of rodlike micelles*, Europhys. Lett. **11** (1990), 681-686
- [CVM92] Claussen, T.M., Vinson, P.K., Minter, J.R., Davis, H.T., Talmon, Y. und Miller, W.G., *Viscoelastic micellar solutions: microscopy and rheology*, J. Phys. Chem. **96** (1992), 474-484
- [DCM95] Decruppe, J.P., Cressely, R., Makhloufi, R. und Cappelaere, E., *Flow birefringence experiments showing a shear-banding structure in a CTAB solution*, Colloid Polym. Sci. **273** (1995), 346-351
- [Dea28] Dean, W.R., *Fluid motion in curved channels*, Proc. R. Soc. London, Ser. A **121** (1928), 402-420
- [Dec03] Decruppe, J.-P., *persönlicher Austausch*, Dortmund, 2003
- [DS85] Di Prima, R.C. und Swinney, H.L., Hydrodynamic instabilities and the transition to turbulence, Kap. 6: *Instabilities and transitions in flow between rotating cylinders*, Topics in Applied Physics **45**, Springer Verlag, 139-180, 1985
- [Eag03] Eagles, P.M., *On the evolution of time-dependent localized disturbances to Dean flow in a channel with slowly varying curvature and gap-width*, Q. Jl Mech. Appl. Math. **56** (2003), Nr. 1, 93-104
- [Eag93] Eagles, P.M., *The effect of slowly varying gap width on Dean vortices*, Phys. Fluids A **5** (1993), Nr. 12, 3175-3180
- [FC00] Fischer, E. und Callaghan, P.T., *Is a birefringence band a shear band?*, Europhys. Lett. **50** (2000), Nr. 6, 803-809
- [FC01] Fischer, E. und Callaghan, P.T., *Shear banding and the isotropic-to-nematic transition in wormlike micelles*, Phys. Rev. E **64** (2001), Nr. 1, 011501 (1-15)
- [FKF88] Finlay, W.H., Keller, J.B. und Ferziger, J.H., *Instability and transition in curved channel flow*, J. Fluid Mech. **194** (1988), 417-456
- [Fri76] Friebe, H.W., *Das Stabilitätsverhalten verdünnter Lösungen sehr langkettiger Hochpolymerer in der Couette-Strömung*, Rheol. Acta **15** (1976), 329-355
- [GB95] Gyr, A. und Bewersdorff, H.-W., *Drag reduction of turbulent flows by additives*, Fluid mechanics and its applications, Bd. 32, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1995
- [GB99] Gamez-Corrales, R. und Berret, J.-F., *Shear-thickening dilute surfactant solutions. equilibrium structure as studied by small angle neutron scattering*, Langmuir **15** (1999), 6755-6763
- [Gra76] Gravsholt, S., *Viscoelasticity in highly dilute aqueous solutions of pure cationic detergents*, J. Colloid Interf. Sci. **57** (1976), Nr. 3, 575-577
- [Gra80] Gravsholt, S., *Physico-chemical properties of viscoelastic aqueous detergent solutions, Part II. Viscosity and flow birefringence of aqueous solutions of cetyl trimethyl ammonium salicylate*, Polymer Colloids II (1980), 405-417
- [Gro02] Grotta, B., *Erweiterung der Particle Image Velocimetry zur Untersuchung verdünnter Gas-Feststoff-Strömungen*, Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 2002
- [GS96] Groisman, A. und Steinberg, V., *Couette-Taylor flow in a dilute polymer solution*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), Nr. 8, 1480-1483
- [GS98] Groisman, A. und Steinberg, V., *Elastic vs. inertial instability in a polymer solution flow*, Europhys. Lett. **43** (1998), Nr. 2, 165-170
- [GS98a] Groisman, A. und Steinberg, V., *Mechanism of elastic instability in Couette flow of polymer solutions*, Experiment, Phys. Fluids **10** (1998), Nr. 10, 2451-2463
- [HBM98] Hu, Y.T., Boltenhagen, P., Matthys, E. und Pine, D.J., *Shear thickening in low-concentration solutions of wormlike micelle. II. Slip, fracture, and stability of the shear-induced phase*, J. Rheol. **42** (1998), Nr. 5, 1209-1226
- [HBP98] Hu, Y.T., Boltenhagen, P. und Pine, D.J., *Shear thickening in low-concentration solutions of wormlike micelle. I. Direct visualization of transient behavior and phase transitions*, J. Rheol. **42** (1998), Nr. 5, 1185-1208

- [HC97] Hartmann, V. und Cressley, R., Shear thickening of an aqueous micellar solution of cetyltrimethylammonium bromide and sodium tosylate, *J. Phys. II France* **7** (1997), 1087-1098
- [Hee93] Heen, R., Untersuchung der Orientierung und Assoziatbildung von Tensid- und Polymerlösungen, Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1993
- [HHR91] Hoffmann, H., Hofman, S., Rauscher, A. und Kalus, J., *Shear-induced transitions in micellar solutions*, *Progr Colloid Polym Sci.* **84** (1991), 24-35
- [HLR85] Hoffmann, H., Löbl, H., Rehage, H. und Wunderlich, I., *Rheology of Surfactant Solutions*, *Tenside Detergents* **22** (1985), Nr. 6, 290-298
- [HLR85a] Hoffmann, H., Löbl, H. und Rehage, H., *Flow birefringence and rheological measurements on viscoelastic detergent solutions.*, *Proc. Int. Sch. Phys. "Enrico Fermi"* **90** (1985), 237-260
- [HM95] Hu, Y. und Matthys, E.F., Characterization of micellar structure dynamics for a drag-reducing surfactant solution under shear: normal stress studies and flow geometry effects, *Rheol Acta* **34** (1995), 450-460
- [HPR81] Hoffmann, H., Platz, G., Rehage, H., Schorr, W. und Ulbricht, W., *Viskoelastische Tensidlösungen*, *Ber. Bunsenges. Phys. Chem.* **85** (1981), 255-266
- [HRP82] Hoffmann, H., Rehage, H., Platz, G., Schorr, W., Thurn, H. und Ulbricht, W., *Investigations on a detergent system with rodlike micelles*, *Colloid & Polymer Sci.* **260** (1982), 1042-1056
- [HRW94] Hu, Y., Rajaram, C.V., Wang, S.Q. und Jamieson, A.M., *Shear thickening behavior of a rheopectic micellar solution: salt effects*, *Langmuir* **10** (1994), 80-85
- [HSM94] Hofmann, S., Stern, P. und Myska, J., Rheological behavior and birefringence investigations on drag-reducing surfactant solutions of tallow-(tris-hydroxyethyl)-ammonium acetate/ sodiumsalicylate mixture, *Rheol Acta* **33** (1994), Nr. 5, 419-430
- [HWJ93] Hu, Y., Wang, S.Q. und Jamieson, A.M., Rheological and flow birefringence studies of a shear-thickening complex fluid – a surfactant model system, *J. Rheol.* **37** (1993), Nr. 3, 531-546
- [JS91] Joo, Y.L. und Shaqfeh, E.S.G., Viscoelastic Poiseuille flow through a curved channel: a new elastic instability, *Phys. Fluids A* **3** (1991), Nr. 7, 1691-1694
- [JS92] Joo, Y.L. und Shaqfeh, E.S.G., *A purely elastic instability in Dean and Taylor-Dean flow*, *Phys. Fluids A* **4** (1992), Nr. 3, 524-543
- [JS94] Joo, Y.L. und Shaqfeh, E.S.G., Observations of purely elastic instabilities in the Taylor-Dean flow of a Boger fluid, *J. Fluid Mech.* **262** (1994), 27-73
- [Kal05] www.kalliroscope.com, *PM-01 Kalliroscope Tracer Information Bulletin*, 2005
- [KFM80] Kelleher, M.D., Flentie, D.L. und McKee, R.J., *An experimental study of the secondary flow in a corved rectangular channel*, *J. Fluids Eng.* **102** (1980), 92-96
- [Kir61] Kirchgässner, K., Die Instabilität der Strömung zwischen zwei rotierenden Zylindern gegenüber Taylor-Wirbeln für beliebige Spaltbreiten, *ZAMP* **12** (1961), 14-30
- [KLK93] Khatory, A., Lequeux, F., Kern, F. und Candau, S.J., Linear and nonlinear viscoelasticity of semidilute solutions of wormlike micelles at high salt content, *Langmuir* **9** (1993), 1456-1464
- [Kos93] Koschmieder, E.L., *Bénard Cells and Taylor Vortices*, Cambridge University Press, New York, 1993
- [KSK98] Koch, S., Schneider, T. und Küter, W., The velocity field of dilute cationic surfactant solutions in a Couette-viscosimeter, *Non-Newtonian Fluid Mech.* **78** (1998), 47-59
- [Lar92] Larson, L.G., *Instabilities in viscoelastic flows*, *Rheol Acta* **31** (1992), 213-263
- [LBH90] Lindner, P., Bewersorff, H.-W., Heen, R., Sittart, P., Thiel, H., Langowski, J. und Oberthür, R., Drag reducing surfactant solutions in laminar and turbulent flow investigated by small angle neutron scattering and light scattering, *Progr. Colloid Polym. Sci.* **81** (1990), 101-112
- [LCB93] Le Cunff, C. und Bottaro, A., Linear stability of shear profiles and relation to the secondary instability of the Dean flow, *Phys. Fluids A* **5** (1993), Nr. 9, 2161-2171
- [LCX98] Lim, T.T., Chew, Y.T. und Xiao, Q., *A new flow regime in a Taylr-Couette flow*, *Phys. Fluids* **10** (1998), Nr. 12, 3233-3235

- [LFF92] Ligrani, P.M., Finlay, W.H., Fields, W.A., Fuqua, S.J. und Subramanian, C.S., *Features of wavy vortices in a curved channel from experimental and numerical studies*, Phys. Fluids A **4** (1992), Nr. 4, 695-709
- [Lit95] Litschke, H., *Spiralige Turbulenz im Taylor-Couette-System*, Dissertation, Technische Hochschule Darmstadt, Darmstadt, 1995
- [LLK94] Ligrani, P.M., Longest, J.E., Kendall, M.R. und Fields, W.A., *Splitting, merging and spanwise wavenumber selection of Dean vortex pairs*, Exp. Fluids **18** (1994), 41-58
- [LLZ97] Lu, B., Li, X., Zakin, J.L. und Talmon, Y., *A non-viscoelastic drag reducing cationic surfactant system*, Non-Newtonian Fluid Mech. **71** (1997), 59-72
- [LMZ02] Lin, Z., Mazeo, A., Zheng, Y., Kesselmann, E., Pancallo, E., Hart, D.J., Talmon, Y., Davis, H.T., Scriven, L.E. und Zakin, J.L., *Comparison of drag reduction, rheology, microstructure and stress-induced precipitation of dilute cationic surfactant solutions with odd and even alkyl chains*, Rheol Acta **41** (2002), 483-492
- [LN88] Ligrani, P.M. und Niver, R.D., *Flow visualization of Dean vortices in a curved channel with 40 to 1 aspect ratio*, Phys. Fluids **31** (1988), Nr. 12, 3605-3617
- [LP96] Liu, C.-H. und Pine, D.J., *Shear-Induced Gelation and Fracture in Micellar Solutions*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996), Nr. 10, 2121-2124
- [LSM90] Larson, R.G., Shaqfeh, E.S.G. und Muller, S.J., *A purely elastic instability in Taylor-Couette flow*, J. Fluid Mech. **218** (1990), 573-600
- [LTH84] Löbl, M., Thurn, H. und Hoffmann, H., *Flow birefringence measurements on viscoelastic surfactant solutions*, Ber. Bunsenges. Phys. Chem. **88** (1984), 1102-1106
- [Lu97] Lu, B., *Characterization of drag reducing surfactant systems by rheology and flow birefringence measurements*, Dissertation, Ohio State University, Columbus, USA, 1997
- [LZD00] Lin, Z., Zheng, Y., Davis, H.T., Scriven, L.E., Talmon, Y. und Zakin, J.L., *Unusual effects of counterion to surfactant concentration ratio on viscoelasticity of a cationic surfactant drag reducer*, Non-Newtonian Fluid Mech. **93** (2000), 363-373
- [MA90] Matsson, O.J.E. und Alfredsson, P.H., *Curvature- and rotation-induced instabilities in channel flow*, J. Fluid Mech. **210** (1990), 537-563
- [MA92] Matsson, O.J.E. und Alfredsson, P.H., *Experiments on instabilities in curved channel flow*, Phys. Fluids A **4** (1992), 1666-1676
- [MC96] Mair, R.W. und Callaghan, P.T., *Observation of shear banding in worm-like micelles by NMR velocity imaging*, Europhys. Lett. **36** (1996), Nr. 9, 719-724
- [MC97] Mair, R.W. und Callaghan, P.T., *Shear flow of wormlike micelles in pipe and cylindrical Couette geometries as studied by nuclear magnetic resonance microscopy*, J. Rheol. **41** (1997), Nr. 4, 901-924
- [MDA95] Makhloufi, R., Decruppe, J.P., Ait-Ali, A. und Cressely, R., *Rheo-optical study of worm-like micelles undergoing a shear banding flow*, Europhys. Lett. **32** (1995), Nr. 3, 253-258
- [MLS89] Muller, S.J., Larson, R.G. und Shaqfeh, E.S.G., *A purely elastic transition in Taylor-Couette flow*, Rheol Acta **28** (1989), 499-503
- [MSK00] Al-Mubaiyedh, U.A., Sureshkumar, R. und Khomami, B., *Energetic effects on the stability of viskoelastic Dean flow*, Non-Newtonian Fluid Mech. **95** (2000), 277-293
- [MSK00a] Al-Mubaiyedh, U.A., Sureshkumar, R. und Khomami, B., *Linear stability of viscoelastic Taylor-Couette flow: Influence of fluid rheology and energetics*, J. Rheol. **44** (2000), Nr. 5, 1121-1138
- [Now03] Nowak, M., *Time-dependent drag reduction and ageing in aqueous solutions of a cationic surfactant*, Exp. Fluids **34** (2003), 397-402
- [Now98] Nowak, M., *Scherinduzierte Phasenseparation in Strömungen kationischer Tensidlösungen*, Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1998
- [OIH84] Ohlendorf, D., Interthal, W. und Hoffmann, H., *Drag reducing surfactant systems (concentration and temperature effects, flow characteristics)*, Proc. IXth Intl. Cong. Rheol., Mexico City, Mexiko, 1984
- [OIH86] Ohlendorf, D., Interthal, W. und Hoffmann, H., *Surfactant systems for drag reduction: physio-chemical properties and rheological behaviour*, Rheol Acta **25** (1986), 468-486
- [OPS97] Oda, R., Panizza, P., Schmutz, M. und Lequeux, F., *Direct evidence of the shear-induced structure of wormlike micelles: gemini surfactant 12-2-12*, Langmuir **13** (1997), 6407-6412

- [QWZ03] Qi, Y., Weaver, L.K. und Zakin, J.L., Enhancing heat-transfer ability of drag reducing surfactant solutions with ultrasonic energy, *Non-Newtonian Fluid Mech.* **116** (2003), 71-93
- [Raf93] Raffel, M., *PIV-Messungen instationärer Geschwindigkeitsfelder an einem schwingenden Rotorprofil*, Dissertation, Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Göttingen, 1993
- [Reh82] Rehage, H., *Rheologische Untersuchungen an viskoelastischen Tensidlösungen*, Dissertation, Universität Bayreuth, Bayreuth, 1982
- [RH82] Rehage, H. und Hoffmann, H., Shear induced phase transitions in highly dilute aqueous detergent solutions, *Rheol. Acta* **21** (1982), 561-563
- [RH91] Rehage, H. und Hoffmann, H., *Viscoelastic surfactant solutions: model systems for rheological research*, *Molecular Physics* **74** (1991), Nr. 5, 933-973
- [RKG99] Ramanan, V.V., Kumar, K.A. und Graham, M.D., Stability of viscoelastic shear flow subjected to steady or oscillatory transverse flow, *J. Fluid Mech.* **379** (1999), 255-277
- [RMV87] Rao, U.R.K., Manohar, C., Valaulikar, B.S. und Iyer, R.M., *Micellar chain model for the origin of the viscoelasticity in dilute surfactant solutions*, *J. Phys. Chem.* **91** (1987), 3286-3291
- [Röp95] Röpcke, H.S., *Die Taylor-Couette-Strömung in breiten Spalten*, Dissertation, Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 1995
- [RWH86] Rehage, H., Wunderlich, I. und Hoffmann, H., *Shear induced phase transitions in dilute aqueous surfactant solutions*, *Progr Colloid & Polymer Sci* **72** (1986), 51-59
- [RWK98] Raffel, M., Willert, C.E. und Kompenhans, J., *Particle Image Velocimetry – a practical guide*, Springer-Verlag, Berlin, 1998
- [SB02] Schutyser, M. und Belfort G., *Dean vortex membrane microfiltration non-newtonian viscosity effects*, *Ind. Eng. Chem. Res.* **41** (2002), 494-504
- [Sch96] Schubert, T., *Rheometrische Untersuchung einer kationischen Tensidlösung unter besonderer Berücksichtigung der Gegenionenkonzentration*, Diplomarbeit, Universität Dortmund, Dortmund, 1996
- [SCM03] Salmon, J.-B., Colin, A., Manneville, S. und Molino, F., *Velocity profiles in shear-banding wormlike micelles*, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003), Nr. 22, 228303 (1-4)
- [SCZ94] Smith, B.C., Chou, L.C. und Zakin J.L., Measurement of the orientational binding of counterions by nuclear magnetic resonance measurements to predict drag reduction in cationic surfactant micelle solutions, *J. Rheol.* **38** (1994), Nr. 1, 73-83
- [SD72] Sun, Z.-S. und Denn, M.M., *Stability of rotational Couette flow of polymer solutions*, *AIChE J.* **18** (1972), Nr. 5, 1010-1015
- [SG98] Steinberg, V. und Groisman, A., Elastic versus inertial instability in Couette-Taylor flow of a polymer solution:review, *Philosophical Magazine B* **78** (1998), Nr. 2, 253-263
- [Sha96] Shaqfeh, E.S.G., *Purely elastic instabilities in viscometric flows*, *Annu. Rev. Fluid Mech.* **28** (1996), 129-185
- [SHK88] Shikata, T., Hirata, H. und Kotaka, T., *Micelle formation of detergent molecules in aqueous media. 2. Role of free salicylate ions on viscoelastic properties of aqueous cetyltrimethylammonium bromide-sodium salicylate solutions*, *Langmuir* **4** (1988), 354-359
- [SHK89] Shikata, T., Hirata, H. und Kotaka, T., *Micelle formation of detergent molecules in aqueous media. 3. Viscoelastic properties of aqueous cetyltrimethylammonium bromide-salicylic acid solutions*, *Langmuir* **5** (1989), 398-405
- [SIM97] Shikata, T., Imai, S.-I. und Morishima, Y., *Molecular motions in threadlike micelles*, *Langmuir* **13** (1997), 5229-5234
- [SK91] Shikata, T. und Kotaka, T., *Entanglement network of thread-like micelles of a cationic detergent*, *J. Non-Crystalline Solids* **131-133** (1991), 831-835
- [SLP94] Schmitt, V., Lequeux, F., Pousse, A. und Roux, D., *Flow behavior and shear induced transition near an isotropic/nematic transition in equilibrium polymers*, *Langmuir* **10** (1994), 955-961
- [SM96] Shikata, T. und Morishima, Y., *Microdynamic behavior in threadlike micelles*, *Langmuir* **12** (1996), 5307-5311

- [SMC99] Seymour, J.D., Manz, B. und Callaghan, P.T., Pulsed gradient spin echo nuclear magnetic resonance measurements of hydrodynamic instabilities with coherent structure: Taylor vortices, *Phys. Fluids* **11** (1999), Nr. 5, 1104-1113
- [SYW02] Sugawara, H., Yamauchi, M., Wakui, F., Usui, H. und Suzuki, H., *A study on cationic surfactants as drag-reducing additives*, *Chem. Eng. Comm.* **189** (2002), 1671-1683
- [Tay23] Taylor, G.I., Stability of a viscous liquid contained between two rotating cylinders, *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **223** (1923), 289-343
- [TC92] Turner, M.S. und Cates, M.E., *Flow-induced phase transitions in rod-like micelles*, *J. Phys.: Condens. Matter* **4** (1992), 3719-3741
- [Urb97] Urban, M., Über die Wechselwirkung zwischen scherinduzierten Phasen und kohärenten Strukturen bei der Zylinderumströmung, Dissertation, Universität Dortmund, Dortmund, 1997
- [UWJ79] Ulmius, J., Wennerström, H., Johansson, L.B.-A., Lindblom, G. und Gravsholt, S., Viscoelasticity in surfactant solutions. Characteristics of the micellar aggregates and the formation of periodic colloidal structures, *J. Phys. Chem.* **83** (1979), Nr. 17, 2232-2236
- [Wan91] Wang, S.Q., Growth of dynamic polymers (micelles) in shear flow, *Macromolecules* **24** (1991), 3004-3009
- [WB89] Wunderlich, A.M. und Brunn, P.O., The complex rheological behavior of an aqueous cationic surfactant solution investigated in a Couette-type viscometer, *Colloid Polym Sci* **267** (1989), Nr.7, 627-636
- [WG91] Willert, C.E. und Gharib, M., *Digital particle image velocimetry*, *Exp. Fluids* **10** (1991), 181-193
- [WHR87] Wunderlich, I., Hoffmann, H. und Rehage, H., Flow birefringence and rheological measurements on shear induced micellar structures, *Rheol. Acta* **26** (1987), 532-542
- [Wit99] Witt, C., Untersuchung der Stabilität von Couette-Strömungen strukturbildender Flüssigkeiten mittels Particle Image Velocimetry und optischer Methoden, Diplomarbeit, Universität Dortmund, Dortmund, 1999
- [YK97] Yi, M.-K. und Kim, Ch., Experimental studies on the Taylor instability of dilute polymer solutions, *Non-Newtonian Fluid Mech.* **72** (1997), 113-139

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Cornelia Witt
Anschrift: Hugo-Cassirer-Str. 29
13587 Berlin
Geburtsdatum: 16.12.1973
Geburtsort: Ahlen, Kreis Warendorf
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulausbildung:

08/1980 – 07/1984 Paul-Gerhardt-Grundschule, Ahlen
08/1984 – 06/1993 Städtisches Gymnasium, Ahlen
Abschluss: Abitur

Studium:

10/1993 – 03/1999 Universität Dortmund
Studiengang: Chemietechnik
Abschluss: Diplom-Ingenieurin

Berufstätigkeit:

04/1999 – 06/2004 Wissenschaftliche Angestellte
Lehrstuhl Energieprozesstechnik und Strömungsmechanik
Fachbereich Chemietechnik, Universität Dortmund
seit 09/2004 Entwicklungsingenieurin
Bosch und Siemens Hausgeräte, Berlin

Dortmund 2006