

Die Strömungseigenschaften von Gelen am Beispiel einer injektorähnlichen Geometrie

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Alexander D. Stiefel

geboren in Bad Urach

Hauptberichter: Herr Prof. Dr.-Ing. Stefan Schlechtriem

Mitberichter: Herr Prof. Dr.-Ing. Oskar Haidn

Tag der mündlichen Prüfung: 16.12.2019

Institut für Raumfahrtssysteme
der Universität Stuttgart
2019

Vorwort und Danksagung

Gele sind in unserem Alltag allgegenwärtig. Gleichzeitig besteht Interesse, Gele als Raketentreibstoffe zu verwenden. Diese beiden Aspekte führen dazu, dass die Arbeit mit Gelen sich als sehr interessant und spannend gestaltet. Zum einen ermöglicht sie, ein tieferes Verständnis alltäglicher physikalischer Phänomene und zum anderen findet die Forschung in einem Umfeld statt, welches sich mit Technologien für die Raumfahrt der nächsten Jahre und Jahrzehnte beschäftigt. All dies machte die Erstellung der vorliegenden Arbeit interessant und anspruchsvoll zugleich. Die Arbeit konnte jedoch nicht ohne Unterstützung durchgeführt werden, weshalb ich an dieser Stelle meinen Dank gegenüber allen aussprechen möchte, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zu Beginn möchte ich mich bei der Bayern-Chemie GmbH für die finanzielle Unterstützung bei der vorliegenden Arbeit bedanken.

Ich bedanke mich bei Herrn Prof. Stefan Schlechtriem für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut, dem Institut für Raumfahrtantriebe des DLR, durchzuführen. Darüber hinaus bedanke ich mich für die Unterstützung während meiner Arbeit und die Betreuung als Doktorvater.

Darüber hinaus möchte ich mich bei Herrn Dr. Helmut Ciezki, dem Leiter der Abteilung Treibstoffe am Institut für Raumfahrtantriebe des DLR, für das Ermöglichen dieser Arbeit bedanken. Auch für die Unterstützung und die vielen konstruktiven Gespräche bedanke ich mich.

Herrn Dr. Christoph Kirchberger, meinem Gruppenleiter und Bürokollegen, gebührt mein Dank unter anderem für viele konstruktive Unterhaltungen, für ein immer offenes Ohr, für Unterstützung, für die Beschaffung des PIV-Systems, welches für die Durchführung der Arbeit unverzichtbar war, aber auch für die Freundschaft, die sich entwickelt hat.

Allen Mitarbeitern der Abteilung Treibstoffe möchte ich für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung danken. Dazu gehören unter anderem neben den bereits genannten Dr. Helmut Ciezki und Dr. Christoph Kirchberger auch die Fachgruppe, das M11-Team mit Hagen Friedrich, Jan Buddenberg und Ingo Dörr. Auch dem Team des physikalisch-chemischen Labors am M3 mit Dr. Dominic Freudenmann, Nicole Röcke und Melanie Bühler möchte ich meinen Dank für viele hilfreiche Gespräche und die tatkräftige Unterstützung aussprechen.

Ein weiterer Dank gebührt der Abteilung SHT des DLR, insbesondere Marko Kvapil für die mechanische Fertigung eines Großteils des Versuchsaufbaus und die unkomplizierte Hilfe bei Problemen mit Zulieferern.

Neben meinen Kollegen möchte ich meiner Familie danken. Meinen Geschwistern danke ich für alle Gespräche und Unterstützung. Meinen Eltern danke ich ebenfalls für alle Unterstützung und Hilfe, aber auch für die Förderung, die ich von klein auf erfahren durfte und die eine wesentliche Grundlage dafür war, dass diese Arbeit gelingen konnte.

Meiner geliebten Frau Laura möchte ich hier auch meinen besonderen Dank aussprechen: Ich danke Dir für die Ermutigung und für die Hilfe, insbesondere bei den Korrekturen. Danke

auch für dein Verständnis und deine Unterstützung während der gesamten Dauer dieser Arbeit.

Inhalt

Vorwort und Danksagung	I
Inhalt	III
Nomenklatur	IX
I. Kurzfassung	XIII
II. Abstract.....	XV
1 Einleitung	1
1.1. Alltägliche Verwendung und Vorteile von Gelen	1
1.2. Gele als Raketentreibstoffe	2
1.3. Definition von Gelen.....	3
1.4. Strömungstechnische Herausforderungen bei Gelen	4
1.5. Prallinjektoren.....	6
2 Relevante Grundlagen	7
2.1. Relevante Grundlagen aus der Rheologie	7
2.1.1. Modelldarstellung der rheologischen Eigenschaften	7
2.1.2. Verfahren zur Vermessung von Gelen	9
2.1.3. Mathematische Beschreibung von Gelen	15
2.2. Relevante Grundlagen aus dem Bereich der Fluidodynamik	21
2.2.1. Rohrströmung	21
2.2.2. Strömungsphänomene bei der Durchmesserreduktion	24
2.3. Relevante Grundlagen aus der chemischen Physik	26
2.3.1. Molekularmasse	26
2.3.2. Mittlere Länge und Masse zwischen den Verknotungspunkten („entanglement length“ und „entanglement mass“)	26
2.3.3. Monomere	27
2.4. Relevante mechanische Grundlagen.....	27

2.4.1.	Die elastische Knickung	28
2.4.2.	Quetschung.....	29
2.4.3.	Die plastische Knickung nach Tetmajer	29
3	Aktueller Stand der Literatur	31
3.1.	Bagley-Einlaufdruckverluste	31
3.2.	Strömungsbilder beim Einströmen in eine Kapillare	31
3.3.	Instabilitäten in der Strömung.....	32
3.4.	Schmelzbruch.....	33
3.4.1.	Oberflächiger Schmelzbruch („sharkskin“)... ..	34
3.4.2.	Grober Schmelzbruch („gross melt fracture“)... ..	35
3.5.	Aufgeweitete Strömung	36
3.6.	Wirbelgröße in Krümmern.....	37
3.7.	Strömungsverhalten durch eine plötzliche Verengung.....	39
4	Gele.....	41
4.1.	Gelauswahl.....	41
4.2.	Verwendete Geliermittel – Eigenschaften und Gelbildung.....	43
4.2.1.	Aerosil R 812	43
4.2.2.	Thixo-2	44
4.2.3.	Cellosize Q5200HP	45
4.3.	Bestimmung der Scherviskosität der Gele.....	46
4.4.	Bestimmung der Fließgrenze	48
4.5.	HBE-Parameter der Gele.....	49
4.6.	Dehnaviskosität der Gele.....	50
4.6.1.	Bagley-Plots.....	50
4.6.2.	Bestimmung der Dehnaviskosität	52
4.7.	Relaxationszeit der Gele	53

4.7.1.	Scherbasierte Relaxationszeit	53
4.7.2.	Dehnbasierte Relaxationszeit	53
4.8.	Physikalisch-chemische Eigenschaften der Gele	53
4.9.	Einfluss des Geliermittels auf den spezifischen Impuls	54
5	Versuchsaufbauten.....	57
5.1.	Optische Messtechnik	57
5.1.1.	Particle-Image-Velocimetry (PIV).....	57
5.1.2.	Brechungsindex und seine Anpassung	58
5.2.	Druckmessstellen-Vorversuch	60
5.2.1.	Statische Druckabweichung.....	61
5.2.2.	Zeitliche Druckabweichung.....	62
5.3.	Hauptversuch – Versuchsaufbau	64
6	V Versuchsergebnisse	69
6.1.	Druckverlustmessungen	69
6.1.1.	Ermittlung des Druckverlustes.....	69
6.1.2.	Druckverlustabhängigkeit der Messstrecke bei gleichem Gel.....	71
6.1.3.	Druckverlustabhängigkeit der Fluide bei gleicher Messstrecke	72
6.1.4.	Druckverlustbeiwert über $Re_{gen,HBE}$	75
6.1.5.	Abgeleitete Bestimmung des Druckverlustes und Druckverlustverhältnisses...82	
6.1.6.	Bezug zu newtonschen Fluiden.....	83
6.2.	Strömungsbilder der untersuchten Strömungen.....	83
6.2.1.	PIV-Aufnahmen	83
6.2.2.	Stromlinienbilder.....	85
6.2.3.	Geschwindigkeitsverteilung.....	86
6.2.4.	Schubspannungs- und Scherratenverteilung.....	88
6.2.5.	Strömungsprofil zu Beginn der optischen Messung	91

6.2.6.	Vergleich der Strömungen der verschiedenen Fluide.....	92
6.2.7.	Schwingungen in der Anströmung.....	101
6.2.8.	Mittige Geschwindigkeitsreduktion in der Anströmung.....	102
6.2.9.	Vena contracta.....	106
7	Vergleich der Strömungen in den Versuchen mit der Literatur.....	109
7.1.	Schmelzbruch.....	109
7.1.1.	Oberflächiger Schmelzbruch („sharkskin“) – Literaturvergleich.....	109
7.1.2.	Grober Schmelzbruch („gross melt fracture“) – Literaturvergleich.....	110
7.1.3.	Spannungsverhältnis als Indikator für das Auftreten von Störungen.....	111
7.2.	Aufgeweitete Strömung.....	111
7.3.	Strömung mit Randwirbeln, vor und zu Beginn der Verengung.....	116
8	Vergleich zu Festkörperverhalten.....	117
9	Zusammenfassung wesentlicher Einflussparameter auf die Strömung.....	123
10	Kritische Betrachtung und Messfehler.....	125
10.1.	Partikelsortierung.....	125
10.2.	Einfluss der Thixotropie.....	130
10.3.	Annahmen, Einschränkungen und Grenzen der Festkörperbetrachtung.....	130
10.4.	Messfehler in der PIV-Messung.....	131
10.4.1.	Fehler durch die Kameraauflösung.....	131
10.4.2.	Fehler durch das Lasertiming.....	132
10.4.3.	Kombination der Fehler.....	132
10.4.4.	Einfluss der Trübheit der Fluide.....	133
10.5.	Messfehler und Fehlerfortpflanzung in der Druckmessung.....	133
11	Fazit.....	135
12	Abbildungsverzeichnis.....	137
13	Tabellenverzeichnis.....	145

14	Literaturverzeichnis	147
----	----------------------------	-----

Nomenklatur

Fluiddynamik

Re	Reynolds-Zahl
t	Zeit [s]
u	Geschwindigkeit [m/s]
$\dot{\epsilon}$	Dehnrate [1/s]
σ	Spannung [N/m ²]
Z	Druckverlustbeiwert [-]
X	Wirbelgröße
ψ	Wirbelstärke
ΔP	Druckverlust [Pa]

Chemische Physik

M	Molekularmasse [u]
M	Masse [kg]
M_e	„entanglement mass“
M_N	mittlere Molekularmasse, stoffmengenbezogen [u]
M_W	mittlere Molekularmasse, massenbezogen [u]
PDI	Dispersität der Molekülmasse
Q	Dispersität [-]
$\tilde{\nu}_{as}$	Wellenzahl [1/cm]
W	Massenanteil [-]
X	Stoffmengenanteil [-]

Rheologie

C	Viskosität [Pa · s]
c_1	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
c_2	Lichtgeschwindigkeit im Medium
De	Deborah-Zahl
G'	Speichermodul
HBE	Herschel-Bulkley-Extended
IL	ionisches Liquid
K	Faktor im HBE-Modell, Gelkonstante [Pa · s ⁿ]
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
N	Exponent im HBE-Modell, Gelkonstante [-]
N	Brechungsindex
Oh	Ohnesorge-Zahl [-]
P	Druck [bar]
PIV	Particle Image Velocimetry
PTV	Particle Tracking Velocimetry
t_c	Relaxationszeit [s]
t_p	Beobachtungszeit [s]
Tr	Trouton-Verhältnis [-]
\dot{V}, Q	Volumenstrom [m ³ /s]
Z	Stabilitätsparameter [-]
α	Einfallswinkel [°]
β	Ausfallswinkel [°], Lösemittelanteil, Verblockungsgrad
γ	Phasenverschiebung
ξ	Maß für die Scherverdünnung im Bird- Carreau-Modell
ρ	Dichte [kg/m ³]
ω	Schwingungsfrequenz, Rotationsfrequenz [rad/s]
θ	Kegelwinkel [°]
η	Viskosität [Pa · s]
$\dot{\gamma}$	Scherrate [1/s]
τ_0	Fließgrenze [Pa]
χ	Wirbelgröße

Mechanik

A	Fläche [m ²]
D	Durchmesser [m]
E	E-Modul [N/m ²]
F	Kraft [N]
I	Flächenträgheitsmoment [m ⁴]
L	charakteristische Länge [m]
L	Länge [m]
M	Moment [N · m]
R	Radius [m]
R _p	Streckgrenze [N/m ²]
β	Knicklängenbeiwert [-]
σ_a	Druckspannung [N/m ²]
λ	Streckung [-]

Indizes

krit	kritischer Wert
mean	Mittelwert
Wand	Wert an der Wand
max	Maximalwert
HBE	nach Herschel-Bulkley-Extended-Modell
Bagley	Bagley-Verluste
E	auf Dehnung bezogen
gen	generalisiert
dehn	auf Dehnung bezogen
min	Minimalwert
S	auf Scherung bezogen
stat	statischer Wert
delay	Verzögerung
Verl	Verlust
Ersatz	Ersatzwert
Beob	Beobachtung
Magnus	bezogen auf die Magnus-Kraft
X	in x-Richtung
Y	in y-Richtung
Knick	bei Knicken
∞	bei sehr hohen Scherraten
mess	gemessener Wert
Sensor	sensorabhängige Abweichung
Range	abhängig vom gesamten Messbereich
value	abhängig vom gemessenen Wert
A/D	bezogen auf den A/D-Wandler
Err	Messfehler
S	Strecke
C	Relaxation
P	Beobachtung
PG	Plexiglas
0	Ausgangszustand, bei Proportionalitätsgrenze, Plateauwert
1	vor der Durchmesserreduktion; in Medium 1, vor der Kapillare
2	nach der Durchmesserreduktion; in Medium 2, hinter der Kapillare
3	in Medium 3
P	Proportionalitätsgrenze
F	Fließgrenze

I. Kurzfassung

Gele verfügen über vorteilhafte Eigenschaften für die Verwendung als Raketentreibstoffe. Im Ruhezustand verhalten sie sich wie Festkörper, während sie unter ausreichend großer Schubspannung zu fließen beginnen. Zusätzlich sinkt mit zunehmender Scherrate die Viskosität. Durch diese Eigenschaften sind Geltreibstoffe einfacher zu handhaben als Flüssigtreibstoffe. Im Gegensatz zu Festtreibstoffen können regelbare Triebwerke realisiert werden und zudem Additive beigefügt werden, ohne dass diese sedimentieren. Es sind jedoch gerade diese Eigenschaften, welche im Vergleich zu newtonschen Fluiden zu komplexerem Strömungsverhalten führen. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es daher, Strömungen nicht newtonscher Fluide im Detail zu untersuchen, um essenzielle Erkenntnisse für den Einsatz von Geltreibstoffen in Raketentriebwerken zu gewinnen.

Dazu wurden drei durchsichtige Versuchsgeometrien entwickelt, welche an einen Injektor angelehnt sind, um einen möglichst großen Praxisbezug herzustellen. Diese Versuchsgeometrien bestehen aus einem Rohr mit 12 mm Durchmesser, welcher sich in einem Winkel von 118° auf Durchmesser von wahlweise 4 mm, 5 mm oder 8 mm reduziert. Damit entsprechen zwei der drei Durchmesserhältnisse denjenigen von in Brennkammerversuchen getesteten Injektoren. Zur optischen Untersuchung der Strömung in Wandnähe wurden vier Fluide (drei Gele und ein newtonsches Fluid) entwickelt, deren Brechungsindizes denen der Versuchsgeometrien angepasst werden können. Damit werden störende Lichtbrechungen und der Bereich der Totalreflexion minimiert.

Die Strömungen der untersuchten Fluide in den Versuchsgeometrien werden durch Particle Image Velocimetry (PIV) und Drucksensoren analysiert. Aus den gewonnenen Druckdaten lassen sich aussagekräftige Druckverlustkurven ableiten. Diese zeigen, dass der Druckverlustbeiwert, wie auch bei newtonschen Fluiden, maßgeblich von der (generalisierten) Reynolds-Zahl abhängt. Aus den Druckverlustbeiwerten der einzelnen Versuchsgeometrien lässt sich durch Multiplikation mit dem Durchmesser Verhältnis der jeweiligen Versuchsgeometrien eine Masterkurve für alle untersuchten Versuchsgeometrien erstellen. Jedoch weichen die Kurven der einzelnen Gele leicht voneinander ab, da mit der Reynolds-Zahl nicht alle für Gele relevanten Strömungsphänomene erfasst werden können. Von besonderem Interesse ist, dass bei hohen Geschwindigkeiten der Druckverlustkoeffizient eines Gels unter dem des newtonschen Fluids liegen kann.

Die PIV-Messung erfasst das Geschwindigkeitsfeld in der Strömung und ermöglicht damit die Ermittlung der Viskositäts- und Schubspannungsverteilung in der Strömung. Bei diesen Untersuchungen werden verschiedene Strömungsregime sichtbar. So ähnelt die Strömung eines der Gele stark der des untersuchten newtonschen Fluids. Jedoch ist eine kleinere Ablenkung der Stromlinien nach der Durchmesserreduktion zu erkennen, was auf eine kleinere Vena contracta schließen lässt. Dies ist bei den gleichen Messungen zu sehen, die auch den, im Vergleich zum newtonschen Fluid, reduzierten Druckverlustkoeffizienten anzeigen. Somit wird geschlossen, dass die kleinere Vena contracta die Ursache für den reduzierten Druckverlust ist.

Daneben existiert eine sich einschnürende Strömung. Diese Strömung wird bei hohen Geschwindigkeiten und großen Durchmesser Verhältnissen instabil und beginnt zu

schwingen. Da die Instabilitäten dem Gel einen dreidimensionalen Spannungszustand aufprägen, welcher durch einen Injektor hindurch beibehalten werden kann, ist es möglich, dass die Zerstäubung und damit die Verbrennung des Treibstoffes nachteilig beeinflusst werden. Als Konsequenz hieraus lässt sich ableiten, dass derartige Instabilitäten zu vermeiden sind. Beim kleinsten der untersuchten Durchmesserhältnisse (12 mm → 8 mm) kommt es nicht zu einer schwingenden Strömung, sondern zu einer Aufweitung der Strömung. Um eine Vorhersage treffen zu können, ob es zu Instabilitäten oder zu einer Aufweitung kommt, wird eine Analogie zu Festkörpern gezogen. Diese Annahme ist durch sehr große Deborah-Zahlen ($De \gg 1$) gerechtfertigt. Diese Analogie scheint eine Vorhersage darüber zu ermöglichen, ob die Strömung instabil wird oder ob es zu einer aufgeweiteten Strömung kommt. Allerdings bedarf diese Methode zur Vorhersage noch weiterer Verfeinerung.

Die in dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse helfen, das Verständnis von Gelströmungen grundlegend zu vertiefen, und sind somit in der Raketentechnik wie auch beispielsweise in der Prozesstechnik, der Lebensmittelverarbeitung oder für den Spritzguss relevant. So sind die erwähnte Festkörperanalogie und die Tatsache, dass der Druckverlust von Gelen unter dem des Basisfluids liegen kann, deutliche Wissenszugewinne.

II. Abstract

Gels have properties that can be advantageous for rocket propellants. While at rest, they behave like a solid, and when sufficiently high shear stress is applied, they liquefy and start to flow. Furthermore, their viscosity decreases with increasing shear rate. Due to these properties, gel propellants are easier to handle compared to liquid fuels, and in contrast to solid propellants, gel fuels allow rocket engines with adjustable thrust to be designed. Additionally, it is possible to add solid particles without sedimentation. However, the same properties that lead to these advantages also cause more complex flow behaviour compared to Newtonian fluids. Therefore, the present work presents a study on non-Newtonian flow behaviour. The aim is to gain essential information for the use of gel propellants in rocket engines.

In order to reach that goal, three transparent test geometries were developed with similarities to real injectors, providing the tests with as much relevance to practical applications as possible. The test geometries consist of a pipe with a 12 mm diameter, reducing to 4 mm, 5 mm or 8 mm at an angle of 118° . These diameter ratios mean that two of the three test geometries have the same diameter ratio as injectors which have been used in actual combustion tests. Four fluids (three gels and one Newtonian fluid) with adjustable refraction indexes were developed to enable optical testing of the flow near the wall. In this way, the light refraction as well as the area of total refraction are minimized.

The flow of the test fluids through the test geometries is analyzed using Particle Image Velocimetry (PIV) and pressure probes. Analysis of these test results reveals a pressure loss curve whereby the pressure loss coefficient mostly depends on the (generalized) Reynolds number, as is the case with Newtonian fluids. By multiplying each test geometry's pressure loss coefficient by its ratio of diameter, a master curve for all test geometries is derived in which all tests align in one curve. However, the curve of each fluid does differ slightly as the Reynolds number does not cover all flow phenomena appearing in non-Newtonian fluids. At high speeds, one gel shows a reduced pressure loss coefficient compared to the Newtonian fluid which is of high interest.

The PIV measurements record the velocity field in the flow and enable the derivation of the shear stress and the viscosity distribution. These examinations reveal various flow regimes. One flow regime is similar to that of the Newtonian fluid. However, compared to the Newtonian flow, smaller deflections of the streamlines after the contraction are visible which leads to the conclusion that the vena contracta is smaller. These are observed in the same test in which the reduced pressure loss compared to the Newtonian fluid appears. It is therefore concluded that the reduced size of the vena contracta in the flow of this gel is responsible for the lower pressure loss coefficient.

Another flow regime is the contracting flow. This flow regime becomes instable and fluctuates at high velocities and high ratios of diameter. Since the instabilities cause a three-dimensional stress on the gel which is not resolved as it flows through the injector, it is possible that this would worsen the atomization and therefore the combustion of the fuel. Therefore, such flow instabilities have to be avoided. For the smallest of the examined diameter ratios (12 mm \rightarrow 8 mm), no fluctuating flow appears, however, the flow diverges before the contraction. In order to predict whether instable fluctuation flow or divergent

flow would appear in a given situation, an analogy to solids is presented. This analogy is justified by a very high Deborah number ($De \gg 1$) and appears to be able to predict the development of the flow with increasing velocity, although further refinement is required.

The present work presents results which deepen the fundamental understanding of gel flow, making them not only helpful for developing new gel-fuel-based rocket motors, but also for process engineering, food processing or injection molding, for example. Thus, the above-mentioned analogy to solids as well as the knowledge that the pressure loss of a gel can be below the one of its base fluid represent a distinct increase in knowledge.

1 Einleitung

Raketen wurden in China bereits im Jahr 1232 n. Chr. gebaut und in Form von Feuerpfeilen als Waffe verwendet [1]. Diese Raketen wurden mit Feststoffen betrieben. Europa war in dieser Hinsicht einige Jahrhunderte im Rückstand; dort fand der erste Raketenstart im Jahr 1555 statt [2]. Auch dies war eine Feststoffrakete. Konstantin Ziolkowski beschäftigte sich mit Mehrstufenraketen und leitete die Raketengrundgleichung her. Von Hermann Oberth wurde 1923 jedoch behauptet, dass nur Flüssigraketen ausreichend Leistung verfügen, um größere Höhen zu erreichen [3]. Robert Goddard gelang der erste Start einer Flüssigkeitsrakete am 16. März 1926 in den USA [4]. In Europa wurde von Johannes Winkler 1931 erstmals eine Flüssigkeitsrakete gestartet [5]. Mit Beginn des Zweiten Weltkriegs beschleunigte sich die Entwicklung von Raketen zunächst unter den Nationalsozialisten in Deutschland, da sie in Raketen eine Wunderwaffe sahen. Dabei war Wernher von Braun als leitender Ingenieur für die Entwicklung verantwortlich. Am 20. Juni 1944 erreichte die von von Braun entwickelte Rakete als erstes von Menschen gemachtes Objekt den Weltraum [6]. Später traten die USA und die Sowjetunion in einen Rüstungswettlauf sowie einen Wettkampf auf dem Weg ins All und zum Mond ein, um sich gegenseitig zu übertrumpfen und auch die eigene Systemüberlegenheit zu beweisen.

Vielfach wurden und werden Raketen mit Fest- und Flüssigtreibstoffen sowie Hybridraketenantrieben verwendet. Diese Antriebskonzepte sind sehr gut bekannt, Gele dagegen werden in der Regel nicht sofort mit Treibstoffen im Allgemeinen und Raketentreibstoffen im Speziellen in Verbindung gebracht. Dabei bieten die besonderen rheologischen Eigenschaften von Gelen, nämlich Fließgrenze und Scherverdünnung, Vorteile gegenüber konventionellen Treibstoffen. Sie verbinden die Vorteile fester Raketentreibstoffe mit denen flüssiger Raketentreibstoffe. Diese rheologischen Eigenschaften sind es jedoch auch, die einen starken Einfluss auf die Fluidodynamik haben und somit in diesem Bereich zusätzliche Herausforderungen mit sich bringen. Somit ist eine Vorhersage des Strömungsverhaltens in vielen Fällen mit dem aktuellen Wissensstand noch nicht möglich. In diesem Mangel an Wissen über Gelströmungen begründet sich auch die Notwendigkeit der vorliegenden Arbeit.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche und Analysen leisten einen Beitrag zum Verständnis von Gelströmungen. Hierzu wird in einem speziell dafür entworfenen und gebauten Versuchsaufbau Gel durch eine injektorähnliche Geometrie gepresst und dabei der Druckverlust und das Geschwindigkeitsprofil untersucht. Die in der Strömung gefundenen Phänomene werden beschrieben und analysiert.

1.1. Alltägliche Verwendung und Vorteile von Gelen

Während Gele als Raketentreibstoffe bislang kaum verwendet werden, sind sie in unserem Alltag allgegenwärtig, da sie im Alltagsgebrauch viele Vorteile haben und vielseitig einsetzbar sind. Gele sind unter anderem als Haar- oder Duschgel, aber auch in Lebensmitteln oder in der Medizin, wo sie als Schmerzgele oder bei Ultraschalluntersuchungen Verwendung finden, allgegenwärtig. Besonders anschaulich ist das Beispiel von Duschgelen: Diese sind einfacher zu verwenden als ein fester Block oder eine komplett flüssige Seifenlösung. Daneben gibt es auch Duschgele mit Partikeln. Diese Partikel sollen nicht als Satz in der Flasche verbleiben, sondern im gesamten Duschgel möglichst homogen verteilt werden und

auch bei längeren Lagerzeiten verteilt bleiben, ohne zu sedimentieren. Dies wird durch die rheologischen Eigenschaften des Duschgels ermöglicht.

In der Medizin sind Gele beispielsweise zum Kühlen von Verletzungen in Gebrauch. Die Gele fließen nicht durch ihr Eigengewicht, sondern verbleiben dort, wo sie aufgetragen wurden. Somit können sie dort über einen längeren Zeitraum ihre Wirkung entfalten. Dieses Prinzip, dass ein flüssiger Stoff einfach aufgetragen werden kann, aber an seiner Position verbleibt, wird auch bei Reinigungsmitteln angewendet.

1.2. Gele als Raketentreibstoffe

Im Folgenden wird auf die Vorteile von Gelen als Raketentreibstoffen gegenüber Festtreibstoffen, Flüssigtreibstoffen und Treibstoffschlämmen, sogenannten Slurrys, also Flüssigtreibstoffen mit eingemischten Feststoffpartikeln, eingegangen. Dank der speziellen rheologischen Eigenschaften von Gelen lassen sich die Vorteile von Fest- und Flüssigtreibstoffen verbinden. Insbesondere im Bereich der Sicherheit bieten Gele Vorteile. So sind sie im Gegensatz zu Feststoffen unempfindlich gegen eine unerwünschte Zündung und neigen bei undichten Behältnissen im Gegensatz zu Flüssigkeiten nicht zu Leckage. Gleichzeitig verbinden Gele die Regelbarkeit von Flüssigtreibstoffen mit der Eignung zum Beimischen von Feststoffpartikeln ohne Sedimentation, wie es bei Festtreibstoffen möglich ist. Diese beigemischten Feststoffe können sowohl der Leistungssteigerung dienen als auch der Ermöglichung einer Selbstzündung bei Kontakt mit dem Oxidator, der sogenannten Hypergolität. Eine Auflistung der Vorteile von Gelen als Treibstoffen ist in Tabelle 1 zu finden.

Tabelle 1: Vorteile von Geltreibstoffen [7] [8] (✓: Kriterium trifft zu; ✓/✗: Zündung weiterer Stufen möglich, sofern vorhanden; ✗): Schubverlauf z. B. durch vordefinierte Formgebung unveränderbar definiert; ✗: Kriterium trifft nicht zu).

	Fest	Flüssig	Slurry	Gel
Schubregelbarkeit	(✗)	✓	✓	✓
Definierte Triebwerkabschaltung	✗	✓	✓	✓
Wiederzündbarkeit	✓/✗	✓	✓	✓
Einfache Handhabung	✓	✗	✗	✓
Einfache Lagerfähigkeit	✓	✗	✗	✓
Erhöhung der Energie durch energetische Partikel	✓	✗	✓	✓
Unempfindlichkeit gegen:				
Unfreiwillige Zündung	✗	✓	✓	✓
Leckage	✓	✗	✗	✓
Schlag, Reibung, elektrische Entladung	✗	✓	✓	✓
Risse im Treibstoff	✗	✓	✓	✓
Sedimentation von Partikeladditiven	✓	✗	✗	✓
Boil-off	✓	✗	✗	✓
Treibstoffbewegung, Schwappen im Tank	✓	✗	✗	✓

Wie jede Treibstoffart bieten auch Geltreibstoffe nicht nur Vorteile. Zum einen wird durch die (häufig inerten) Geliermittel der spezifische Impuls des Treibstoffgels gegenüber dem reinen Treibstoff reduziert. Zum anderen sind die rheologischen Eigenschaften deutlich komplexer als bei newtonschen Fluiden, was einen erhöhten Aufwand bei der Auslegung von Fördersystemen und Raketenmotoren bedeutet. Auch die Treibstoffentwicklung selbst ist aufgrund der zahlreicheren Komponenten im Vergleich zu Flüssigtreibstoffen komplexer. Darüber hinaus ist der Systemdruck gegenüber Flüssigtreibstoffen deutlich erhöht.

1.3. Definition von Gelen

Es gibt eine Vielzahl nicht newtonscher Fluide, also von Fluiden, deren Schubspannung nicht proportional zur Scherrate ist, wobei nicht alle als Gele bezeichnet werden. Die Eigenschaften von Gelen sind subjektiv einfach, praktisch jedoch schwer zu erfassen. Deshalb gibt es inzwischen eine Vielzahl verschiedener Definitionen und auch der Begriff Gel selbst ist mehrdeutig [9]. Auf der einen Seite wird der Ausdruck „Gel“ vielfach für feste Stoffe verwendet, beispielsweise für Aerogel [10]. Auf der anderen Seite wurden bei der Untersuchung von gelförmigen Stoffen bereits verschiedene Begriffe zur Beschreibung verwendet, z. B. Hydrosol, Hydrogel [11] und Jelly [12]. Auch von D. Jordan Lloyd [13] wurde gesagt, dass Gele nur schwer zu definieren sind, weshalb zum Teil widersprüchliche Definitionen für Gele bestehen. Die einzige Gemeinsamkeit der Definitionen besteht darin, dass Gele aus mindestens zwei Komponenten bestehen: einer flüssigen und einer bei der Einsatztemperatur festen, dem Geliermittel. Eine weitere Aussage von Lloyd ist, dass es keinen Grund zu der Annahme gibt, dass alle Gele dieselbe molekulare Struktur aufweisen. Diese beiden Aussagen können auch für die in dieser Arbeit verwendeten Gele herangezogen werden. So besteht jedes untersuchte Gel aus einer Basisflüssigkeit und einem bei Raumtemperatur festen Geliermittel. Dabei sind die molekulare Struktur der Geliermittel und damit die Geliemechanismen unterschiedlich. Eine Gelbeschreibung von P. H. Hermans umfasst drei Punkte. Erstens: Ein Gel ist ein zusammenhängendes gelöstes System aus mindestens zwei Komponenten. Zweitens: In einem Gel sind mechanische Festkörpereigenschaften zu erkennen. Drittens: Sowohl die gelöste Komponente als auch das Lösemittel sind gleichmäßig über das gesamte System verteilt [14].

Im Gegensatz zu Lloyd [13] geht Hermans auch auf die resultierenden Eigenschaften ein und bezeichnet Festkörpereigenschaften als einen essenziellen Bestandteil von Gelen. Auch dieser Definition entsprechen die in dieser Arbeit verwendeten Gele vollständig. Von Rathod und Mehta [15] werden Gele als halbstarre Systeme definiert, wobei die Bewegung des Lösemittels (in dieser Arbeit als Gelbasis bezeichnet) durch ein dreidimensionales Netzwerk von Partikeln oder Makromolekülen in gelöstem Zustand beschränkt wird. Dabei liegt der Massenanteil des Gelbildners im Gel meist unter 10 % und in der Regel zwischen 0,5 % und 2 % [15]. Es gibt in der Literatur eine Vielzahl von Versuchen Geldefinitionen zusammenzufassen, um eine Übersicht zu erstellen, wie beispielsweise von Pal et al. [16]. All dies verdeutlicht die Schwierigkeiten einer eindeutigen Definition.

Gele, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verstanden und verwendet werden, sind homogene Zweiphasengemische, die aus einer flüssigen Phase, dem Basisfluid beziehungsweise der Gelbasis, und einer festen Phase, dem Gelbildner, bestehen. Außerdem handelt es sich bei den Gelen um viskoelastische und scherverdünnende Fluide. Das bedeutet, dass die Gele unterhalb einer gewissen Schubspannung, der Fließgrenze, Festkörpereigenschaften aufweisen, sich also vorwiegend elastisch verhalten. Ist die Schubspannung oberhalb dieser

Fließgrenze, beginnen die Gele zu fließen und verfügen dann auch über eine Viskosität und verhalten sich wie eine Flüssigkeit, wenn auch nicht wie ein newtonsches Fluid.

Auch wenn die hier verwendeten Gele und angegebenen Definitionen auf Zwei- oder Mehrstoffsysteme verweisen, gibt es auch Einstoffsysteme, beispielsweise Polymerschmelzen, welche phänomenologisch als Gele angesehen werden können. Dadurch sind Ergebnisse aus der Forschung bezüglich der Strömung von Polymerschmelzen auch für diese Arbeit relevant.

1.4. Strömungstechnische Herausforderungen bei Gelen

Da Gele bei der Verwendung in Raketenmotoren, wie auch bei vielen anderen Anwendungen, gefördert werden müssen (aus dem Tank in die Brennkammer), durchströmen sie viele verschiedene Bauteile und Rohrleitungen. Das Strömungsverhalten der Gele ist jedoch nicht wie das eines newtonschen Fluids, also eines Fluids, bei dem die Schubspannung proportional zur Scherrate ist [17]. Durch die scherratenabhängige Viskosität der Gele (weitere Informationen bezüglich der Eigenschaften von Gelen finden sich in Unterkapitel 1.3: „Definition von Gelen“) weisen sie ein deutlich komplexeres Strömungsverhalten auf. Dass dieses Strömungsverhalten, sofern es sich nicht um ein gerades Rohr handelt, noch nicht ausreichend beschrieben werden kann, macht die in dieser Dissertation durchgeführten Untersuchungen erforderlich. Zu erwähnen sind die bisherigen Untersuchungen von Madlener [18] bezüglich der Rohrströmungen und der Entwicklung des in dieser Arbeit verwendeten Viskositätsmodells HBE und die Sprayuntersuchungen von Negri [19], da die vorliegende Arbeit auf diesen Arbeiten aufbaut.

Um einen besseren Einblick in das Fördersystem eines Raketenmotors zu bekommen, zeigt Abbildung 1 schematisch in Anlehnung an Sutton und Biblarz [20] das Fließbild des Treibstoffes eines Flüssigkeitsantriebs. Auch wenn bei Gelen in der Regel ein Kolben zwischen dem Druckmedium und dem Treibstoff oder Oxidator eingesetzt wird, sind die Bauteile zwischen Tank und Brennkammer sehr ähnlich. Das ist möglich, da sich Gele durch Scherung verflüssigen. Auch ein Monopropellant, also eine Substanz, welche bei Lagerung stabil ist, mithilfe eines Katalysators oder unter Wärmeeinwirkung jedoch heiße Gase entwickelt [20], durchströmt im Wesentlichen die gleichen Bauteile, bevor es in die Brennkammer gelangt.

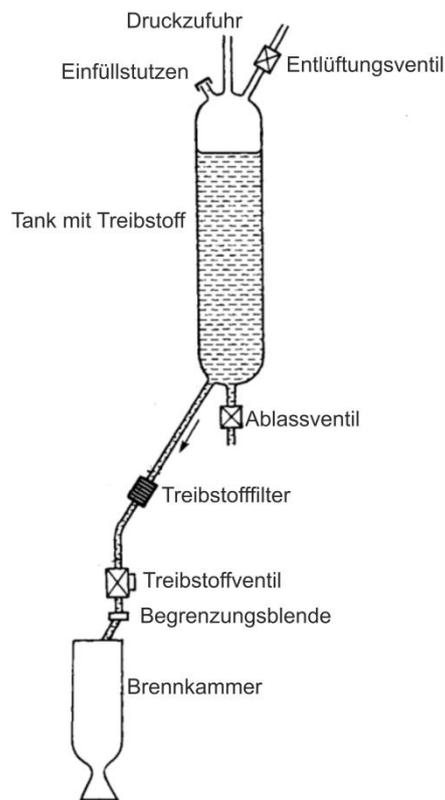


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Flüssigkeitsantriebssystems mit bedrucktem Tank (nach [20]).

Im Tank selbst verhalten sich Gele wie Feststoffe, weshalb sich mit Druck beaufschlagte Tanks besser eignen als die Medienförderung mittels Pumpen. Das erste strömungsmechanisch relevante Bauteil, das ein Treibstoffgel durchströmt, ist der Auslass aus dem Tank. Dabei handelt es sich um eine starke Reduktion des Durchmessers und eine Beschleunigung des Gels nahezu aus dem Ruhezustand. Im Anschluss daran durchströmt das Gel Filter, Ventile und Blenden, bis es in einen Injektor gelangt. Sowohl ein Massenstromregelventil als auch eine Blende zur Massenstrombegrenzung stellen für die Strömung Durchmesserreduktionen dar, wobei sich die speziellen Geometrien unterscheiden und im Falle eines Ventils auch variabel sind. Das Ziel des Injektors ist es, das Treibstoffgel möglichst gut mit dem Oxidator zu vermischen oder im Falle eines Monopropellants das Gel möglichst fein zu zerstäuben, um die thermische Umsetzung der Edukte optimal zu gestalten. Um diese sehr gute Vermischung und Zerstäubung zu erreichen, sind hohe Geschwindigkeiten notwendig, die in Injektoren durch kleine Querschnitte erreicht werden und damit eine Durchmesserreduktion erfordern. Die erhöhte Geschwindigkeit wird dann beispielsweise durch das Aufeinanderprallen mehrerer Strahlen zur Zerstäubung genutzt. Alle diese Elemente sind für newtonsche Fluide sehr gut untersucht, jedoch verhalten sich Gele deutlich anders als newtonsche Fluide, wodurch bekannte Vorhersagemethoden, beispielsweise für den Druckverlust, nicht zu verwenden und neue Untersuchungen erforderlich sind. Da die Reduktion des Durchmessers eine sehr häufig im Fördersystem vorhandene und auch notwendige Geometrieänderung ist, muss der Einfluss der nicht newtonschen Fließeigenschaften auf Druck- und

Geschwindigkeitsverteilung untersucht werden. Der Inhalt dieser Arbeit ist die detaillierte Untersuchung von Gelströmungen in injektorähnlichen Geometrien.

1.5. Prallinjektoren

Vielfach werden in Versuchsgeltriebwerken zur Zerstäubung des Treibstoffes und gegebenenfalls des Oxidators sogenannte Prallinjektoren eingesetzt. Bei Prallinjektoren kollidieren mindestens zwei Fluidstrahlen mit sehr hoher Geschwindigkeit in der Brennkammer. Beim Aufprall der Fluide aufeinander zerstäuben die Fluide und bilden kleine Tropfen, wie in Abbildung 2 zu sehen ist. Untersuchungen bezüglich der Zerstäubung von Gelen wurden unter anderem von Negri [19] und Madlener [18] durchgeführt. Eine schematische Darstellung der Zerstäubungscharakteristik von Prallinjektoren ist in Abbildung 2 zu sehen.

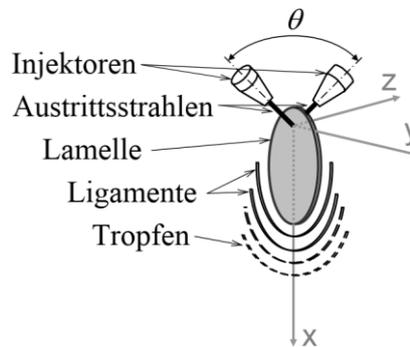


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Prallinjektors mit der Zerstäubung des Fluids (aus Madlener [18]).

Bei Prallinjektoren gibt es verschiedene Konfigurationen mit unterschiedlicher Anzahl von Injektorbohrungen, beispielsweise mit zwei (Doublet injektor), drei (Triplet injektor) oder vier (Quadruplet injektor). Es bestehen auch Unterschiede in der Ausführung, sodass es Injektoren gibt, in denen Oxidator- und Brennstoffstrahlen aufeinanderprallen (unlike), und andere, bei denen Strahlen desselben Mediums aufeinanderprallen (like-like).

Die im Rahmen der Arbeit von Kröger et al. [21] zur Untersuchung der erforderlichen Brennkammerlänge eingesetzten Injektoren arbeiteten in den Versuchen mit generalisierten Reynolds-Zahlen Re_{gen} in den Injektoren zwischen $Re_{gen} = 1400$ und $Re_{gen} = 5000$ (zur Definition der generalisierten Reynolds-Zahl siehe Unterpunkt „Reynolds-Zahl $Re_{gen,HBE}$ “ von Unterabschnitt 2.1.3.2.). Die Durchmesserhältnisse zwischen Zuführungsbohrung und Injektorbohrung sind die gleichen wie in dieser Arbeit.

2 Relevante Grundlagen

Für die Untersuchungen und Analysen im Rahmen dieser Arbeit sind Grundlagenkenntnisse aus verschiedenen Bereichen erforderlich. Diese Grundlagen werden im Folgenden, unterteilt in die Fachbereiche der Rheologie, der Fluidodynamik, der chemischen Physik und der Mechanik, kurz vorgestellt.

2.1. Relevante Grundlagen aus der Rheologie

Da die vorliegende Arbeit sich mit der Strömung nicht newtonscher Fluide befasst, sind die rheologischen Grundlagen dieser Fluide zum Verständnis der Messungen und Ergebnisse essenziell. Deshalb werden in diesem Unterkapitel einige rheologische Grundlagen beschrieben.

2.1.1. Modelldarstellung der rheologischen Eigenschaften

Zur Beschreibung der komplexen Eigenschaften von nicht newtonschen Fluiden wurden verschiedene Modelle aufgestellt. Grundmodelle und komplexere Modelle viskoelastischer Fluide, also von Fluiden mit viskosen und elastischen Eigenschaften, sind in Abbildung 3 bis Abbildung 5 gezeigt. Dabei haben alle Modelle, die viskoelastische Medien beschreiben, gemein, dass sie mindestens einen Dämpfer (zur Modellierung des viskosen Anteils) und eine Feder (zur Modellierung des elastischen Anteils) beinhalten.

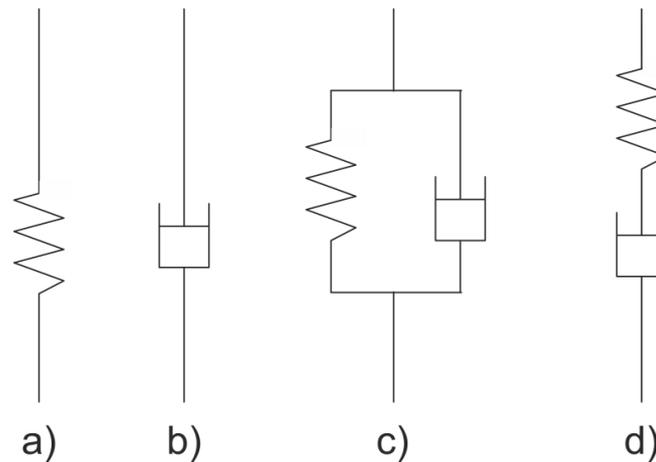


Abbildung 3: Grundelemente rheologischer Modelle; a) elastischer Festkörper (nach Hooke); b) viskoses Fluid (newtonsches Fluid); c) Voigt-Modell oder Kelvin-Modell; d) Maxwell-Modell (nach Mainardi et al. [22]).

Die in Abbildung 3 gezeigten Modelle lassen sich für komplexere Fluide beliebig kombinieren, um eine gewünschte Kombination aus Elastizität und Viskosität zu modellieren, was in Abbildung 4 zu sehen ist.

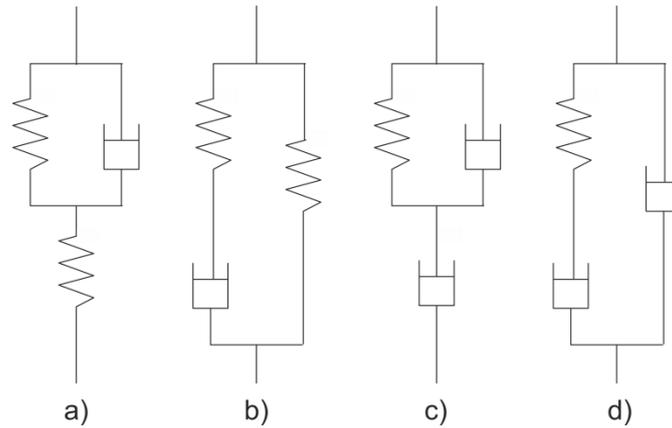


Abbildung 4: Kombination der Grundmodelle (nach Mainardi et al. [22]).

Als weitere Verfeinerung der Modelle lassen sich auch, wie in Abbildung 5 zu sehen ist, Reihen entwickeln. Da mit zunehmender Komplexität des Modells aber auch die Anzahl der zu bestimmenden Parameter zunimmt, ist die praktische Verwendung von komplexen Modellen schwer oder gar unmöglich [23].

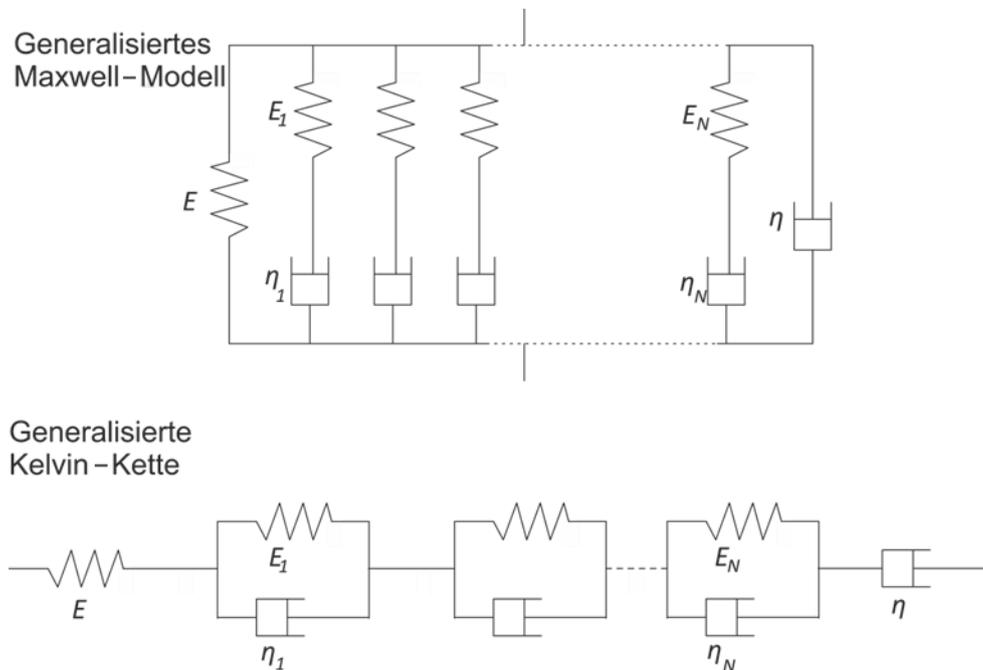


Abbildung 5: Generalisierte rheologische Modelle zur Definition von Gelen (Kelly [23]).

Auf die mathematische Beschreibung der Gele, die in dieser Arbeit verwendet wird, wird in Abschnitt 2.1.3 („Mathematische Beschreibung von Gelen“) eingegangen. Jedoch ist an dieser Stelle auch darauf hinzuweisen, dass bei allen oben gezeigten Modellen ein Element nicht auftritt, welches für die Modellierung der Plastizität und damit bei Fluiden mit einer Fließgrenze erforderlich ist: das St.-Venant-Element. Ein solches Element ist in Abbildung 6 gezeigt. Ein ideal plastischer Körper, wie ihn das St.-Venant-Element darstellt, bleibt beim Anlegen einer geringen Spannung starr und beginnt beim Überschreiten einer bestimmten Spannung mit einer nicht definierten Geschwindigkeit zu fließen [24].

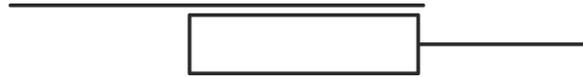


Abbildung 6: Darstellung eines St.-Venant-Elements.

2.1.2. Verfahren zur Vermessung von Gelen

Die in den mathematischen Modellen verwendeten Parameter müssen experimentell ermittelt werden. Hierzu wird insbesondere ein Rotationsrheometer verwendet (für weitere Informationen bezüglich der Rotationsrheometrie siehe Unterabschnitt 2.1.2.1: „Rotationsrheometrie“). Die gängige Fachliteratur (unter anderem: Macosko [25], Schramm [17], Chhabra et al. [26], Morrison [27]) beschreibt das Verfahren der Rotationsrheometrie sehr ausführlich und bietet somit weiterführende Informationen. Mit einem Rotationsrheometer ist es möglich, die scherratenabhängige Viskosität von Fluiden bei Scherraten von bis zu ca. 10^5 s^{-1} zu untersuchen (vgl. Pahl et al. [24]), während mit dem in dieser Arbeit verwendeten Rotationsrheometer, einem Haake RheoStress 6000, Viskositätsuntersuchungen an den verwendeten Gelen mit Scherraten bis $\dot{\gamma} = 10^3 \text{ s}^{-1}$ möglich waren. Die in den Versuchen maximal auftretenden Scherraten lagen im Bereich von $\dot{\gamma} = 10^2 \text{ s}^{-1}$. Eine weitere Möglichkeit der Viskositätsbestimmung bietet ein Kapillarrheometer. Dieses wird insbesondere für Scherraten oberhalb der des Rotationsrheometers verwendet. In einem Kapillarrheometer wird das zu vermessende Fluid durch eine Kapillare in die Umgebung gepresst, während der Druck vor der Kapillare gemessen wird. Die Druck- und Geschwindigkeitsdaten erlauben Rückschlüsse auf die Scher- und Dehnviskosität. Auch Kapillarrheometer und ihre Verwendung sind in der Fachliteratur (unter anderem: Macosko [25], Schramm [17], Chhabra et al. [26]) ausführlich beschrieben. Ebenso gibt es weitere Rheometer wie beispielsweise das Rohrrheometer mit denen die Viskosität von Fluiden gemessen werden kann. Chmiel et al. [28] beschäftigten sich mit Rohrrheometern und schlugen dazu eine alternative Methode zur Auswertung von Rohrrheometerdaten vor.

2.1.2.1 Rotationsrheometrie

Bei einem Rotationsrheometer wird das zu untersuchende Fluid zwischen zwei Oberflächen A eingebracht und die Oberflächen durch eine Rotationsbewegung relativ zueinander bewegt, sodass das Fluid geschert wird. Dabei wird das auftretende Moment M , welches entgegen der Rotation wirkt, gemessen. Aus diesen Daten lässt sich mithilfe von Gleichung (1) die Schubspannung τ bestimmen. Dabei ist F die Schubkraft parallel zur Oberfläche A .

$$\tau = \frac{F}{A} \quad (1)$$

Aus der lokalen Geschwindigkeit und der Schichtdicke des Fluids (entspricht der Spaltbreite zwischen den Oberflächen) wird mithilfe von Gleichung (2) die Scherrate $\dot{\gamma}$ ermittelt.

$$\dot{\gamma} = \frac{du}{dy} \quad (2)$$

Mithilfe der Scherrate $\dot{\gamma}$ und der Schubspannung τ lässt sich anschließend, unter der Annahme einer gleichverteilten Scherrate $\dot{\gamma}$, anhand von Gleichung (3) die Viskosität η errechnen.

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (3)$$

Die Zusammenhänge zwischen Geschwindigkeit, Spannung und Scherrate sind in Abbildung 7 grafisch dargestellt.

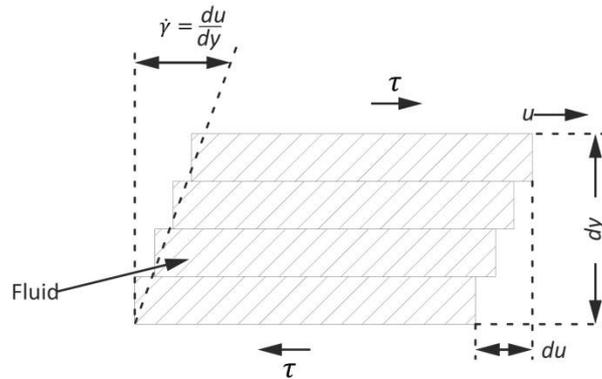


Abbildung 7: Scherverhalten einer Strömung.

Geometrien

Zur Viskositätsuntersuchung im Rotationsrheometer stehen verschiedene Messgeometrien zur Verfügung. Jede der Geometrien hat Vorteile bei einigen Fluiden, während andere Fluide nicht vermessen werden können. Die gebräuchlichsten Geometrien sind:

- A) Zylinder-Becher
- B) Platte-Platte
- C) Kegel-Platte

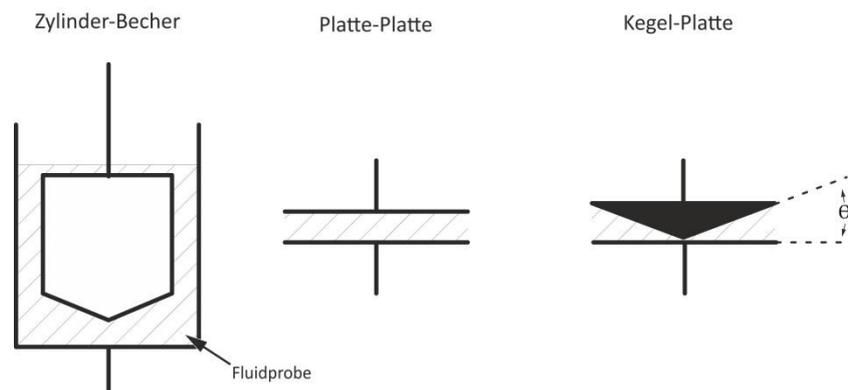


Abbildung 8: Verschiedene Versuchsgeometrien am Rotationsrheometer; links: Zylinder-Becher-Geometrie; Mitte: Platte-Platte-Geometrie; rechts: Kegel-Platte-Geometrie.

Die Vor- und Nachteile der einzelnen Geometrien werden im Folgenden kurz erörtert.

Zylinder-Becher

Bei der Zylinder-Becher-Geometrie wird das zu vermessende Fluid in einen Becher gegeben und ein Zylinder in das Fluid getaucht. Da von einer linearen Scherratenverteilung zwischen

der Zylinder- und der Becherwand ausgegangen wird, ist hier für nicht newtonsche Fluide ein Fehler vorhanden, da die Viskosität scherratenabhängig ist. Deshalb ist diese Messgeometrie für nicht newtonsche Fluide nur mit großer Vorsicht zu verwenden. Eine weitere Fehlerquelle kann eine nicht exakte Füllung des Bechers darstellen [17].

Ein Nachteil dieser Geometrie ist, bedingt durch die große Fläche zwischen Zylinderaußenwand und Becherinnenwand, das höhere Moment an der Antriebsachse des Rotationsrheometers, welches bei Versuchen mit Gelen mit hoher Viskosität zu einer Überlastung des Geräts führte. Außerdem ist, bedingt durch die im Vergleich zu den anderen Geometrien höhere Spaltweite, die maximale Scherrate deutlich kleiner. Auch die benötigte Probenmenge ist bei den verfügbaren Messinstrumenten im Vergleich zu den beiden anderen Geometrien deutlich höher, was bei eingeschränkter Probenverfügbarkeit ein Nachteil sein kann.

Platte-Platte

Die Platte-Platte-Geometrie lässt sehr kleine Spaltbreiten und damit auch die Vermessung niederviskoser Fluide sowie die Vermessung bei hohen Scherraten zu. Durch die Variation der Spaltbreite können auch Medien mit einer Partikelbeladung untersucht werden. Die Partikel verklemmen sich nicht im Spalt und verfälschen damit die Messung nicht, solange die Spaltbreite das Fünffache des Partikeldurchmessers nicht unterschreitet [29]. Damit ist diese Geometrie für viele Messungen sehr gut geeignet. Allerdings treten entlang des Radius unterschiedliche Scherraten auf, was bei newtonschen Fluiden kein Problem darstellt, da diese eine von der Scherrate unabhängige Viskosität aufweisen. Bei nicht newtonschen Fluiden, deren Viskosität scherratenabhängig ist (in dieser Arbeit Gele mit bei steigender Scherrate sinkender Viskosität), wird jedoch ein gemittelter Wert für die Viskosität über einen Scherratenbereich von $\dot{\gamma} = 0 \text{ s}^{-1}$ beim Radius $r = 0$ bis hin zur maximalen Scherrate am äußeren Rand der Platte ermittelt.

Kegel-Platte

Bei der Kegel-Platte-Geometrie wird das Problem der unterschiedlichen Scherraten entlang des Radius dadurch vermieden, dass sich die Spaltbreite mit dem Radius linear vergrößert. Dabei wird der Winkel des Kegels mit Θ bezeichnet. Somit bleibt auch die Scherrate konstant, da sie sich aus dem Quotienten der Geschwindigkeit und der Spaltbreite ergibt. Beide Größen wachsen bei einer Rotationsbewegung und einer Kegel-Platte-Geometrie linear mit dem Radius. Eine Ausnahme bildet dabei die Kegelspitze, die abgeflacht ist, um einen direkten Kontakt zwischen Kegel und Platte zu vermeiden und dadurch eine Verfälschung der Messung zu verhindern. Die Verfälschung durch die Abweichung von der idealen Kegelgeometrie ist äußerst gering, da der Flächenanteil an der gesamten Messung klein ist und es sich um die Region direkt an der Rotationsachse handelt, welche bedingt durch einen geringeren Hebel einen kleineren Einfluss auf die Messung hat als weiter außen liegende Bereiche. Das Moment M lässt sich an einer Kegel-Platte-Geometrie mit Gleichung (4) berechnen [24]. Dabei ist τ die Schubspannung und r der Radius.

$$M = \int_0^R r \tau 2\pi r dr \quad (4)$$

Daraus lässt sich der Fehler durch die abgeflachte Kegelspitze berechnen und es stellt sich heraus, dass er vernachlässigt werden kann; angenommen, die Schubspannung an der

Kegeloberfläche ist gleichmäßig verteilt und die Kegelspitze wurde auf 5 % des Radius abgeflacht, hat dies eine Abweichung des Moments von 0,0125 % zur Folge, sofern die Spannung an der abgeflachten Kegelspitze auf $\tau = 0 \text{ Pa}$ abfällt. Die Annahme einer Schubspannung von $\tau = 0 \text{ Pa}$ überschätzt dabei den Fehler, da die Spannung, abgesehen von $r = 0 \text{ mm}$, immer größer als $\tau = 0 \text{ Pa}$ ist.

Zu beachten ist auch, dass der Spaltwinkel gewöhnlich kleiner als 4° ist, um störende und das Messergebnis verfälschende Sekundärströmungen und eine zu große Differenz zwischen Kegel- und Plattenfläche zu vermeiden [17], [30]. Bei einem Winkel von $\Theta = 2^\circ$, der den Kegeln entspricht, die in dieser Arbeit verwendet wurden, beträgt die Abweichung der Plattenoberfläche von der Kegeloberfläche 0,06 % [24].

Wall-Slip

Bei der Untersuchung von Gelen im Rotationsrheometer kann es zum sogenannten „Wall-Slip“ kommen, worunter man das Ausbilden einer gleitenden Schicht direkt an der Kegel- oder Plattenoberfläche versteht. Ein Geschwindigkeitsprofil, das aus diesem Phänomen resultiert, ist in Abbildung 9 aufgezeigt. In diesem Geschwindigkeitsprofil sind Sprünge in der Geschwindigkeit und dazwischen eine geringere Scherrate $\dot{\gamma}$ als die vom Messgerät angenommene mittlere Scherrate $\dot{\gamma}_{app}$ zu sehen. Dadurch wird nicht mehr nur die Viskosität des Gels gemessen, sondern auch die der gleitenden Schicht. Dies ist an einem Einbruch der Schubspannung und der scheinbaren Viskosität zu erkennen [31] [32], wie in Abbildung 10 zu sehen ist. Dort zeigt die durchgezogene Linie den Viskositätsverlauf ohne Wall-Slip, während die Punkte die scheinbare Viskosität beim Auftreten von Wall-Slip zeigen. Zur Vermeidung von Wall-Slip können die Oberflächen der Rotationsrheometergeometrien strukturiert ausgeführt werden [33] [32].

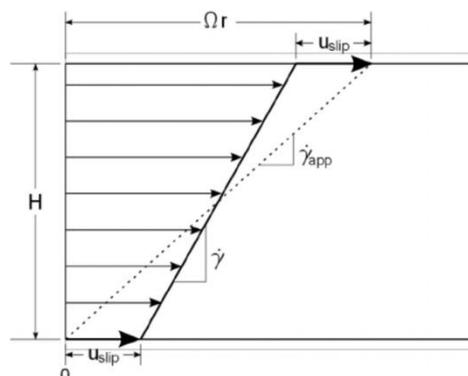


Abbildung 9: Geschwindigkeitsprofil mit Wall-Slip zwischen parallelen Platten [34].

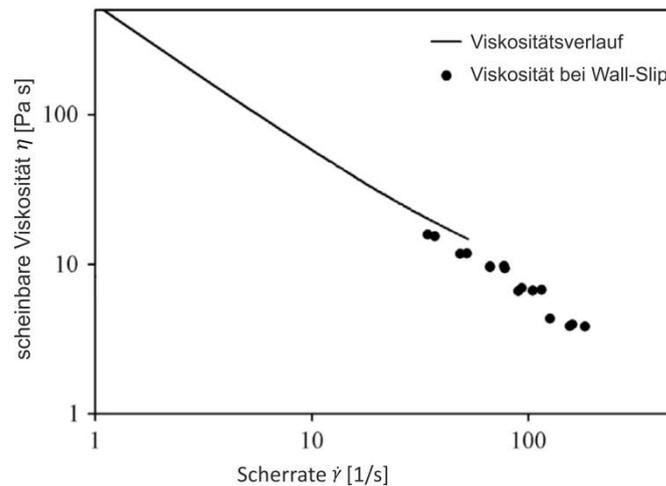


Abbildung 10: Viskosität mit und ohne Wall-Slip (nach [35]).

2.1.2.2 Kapillarrheometer

Durch den insbesondere zu hohen Scherraten hin begrenzten Scherratenbereich des Rotationsrheometers kann die Viskosität nicht für alle relevanten Bereiche ermittelt werden. Bei diesen hohen Scherraten kann der Messbereich durch den Einsatz eines Kapillarrheometers erweitert werden. Abgesehen davon kann im Kapillarrheometer, anders als im Rotationsrheometer, auch die Dehnviskosität eines Mediums ermittelt werden. Aus diesem Grund wurden die verwendeten Gele in einem Kapillarrheometer vermessen. Diese Messungen wurden extern vom Karlsruher Institut für Technologie (KIT) durchgeführt.

Grundlagen

Bei einem Kapillarrheometer wird das zu vermessende Fluid mit einer bekannten Geschwindigkeit durch eine definierte Kapillare in die Umgebung gepresst. Dabei wird der Druck vor der Kapillare und damit der Druckverlust gemessen. Dadurch kann zuerst auf die Scherviskosität und anschließend auf die Dehnviskosität geschlossen werden. Der Rechenweg hierzu wird in den folgenden Unterpunkten „Ermittlung der Scherviskosität“ und „Ermittlung der Dehnviskosität“ erläutert.

Bagley-Korrektur

Zunächst wird der Druckverlust über die Kapillare für Kapillaren mit unterschiedlichen Längen bei mehreren Geschwindigkeiten gemessen und über dem L/D der Kapillaren aufgetragen. Wird nun eine Kurve durch die Messpunkte gelegt, ergibt sich innerhalb der Messungenauigkeit eine Gerade [36], da der Druckverlust für den Fall, dass eine voll ausgebildete Rohrströmung vorliegt, proportional zur Kapillarlänge ist. Wie in Abbildung 11 zu sehen ist, schneiden die ermittelten Geraden die y -Achse oberhalb des Ursprungs. Da der Druckverlust linear mit der Kapillarlänge ansteigt, ist dies ein konstanter Anteil, und zwar der Einlaufdruckverlust. Dieser Einlaufdruckverlust lässt sich auch mit der Strömungsgleichung nach Bernoulli (Gleichung 5) herleiten, wobei anzumerken ist, dass aufgrund eines fehlenden Diffusors keine Druckrückgewinnung erfolgen kann.

$$P_1 + \frac{\rho}{2} u_1^2 = P_2 + \frac{\rho}{2} u_2^2 + \frac{\rho}{2} \cdot \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot u_2^2 \quad (5)$$

Der lineare Anteil des Druckverlustes über die Kapillarlänge l wird bei einer sehr kurzen Düse verschwindend gering, sodass nur noch der Einlaufdruckverlust bleibt.

$$\Delta P_{Bagley} = P_1 - P_2 = + \frac{\rho}{2} (u_2^2 - u_1^2) \quad (6)$$

Dabei sind P_1 und P_2 die Drücke vor und nach der Durchmesserreduktion, ρ die Fluidichte, u_1 und u_2 die Geschwindigkeiten vor und nach der Durchmesserreduktion, d der Durchmesser und l die Länge der Kapillare, während λ die Rohrreibungszahl in der Kapillare beschreibt.

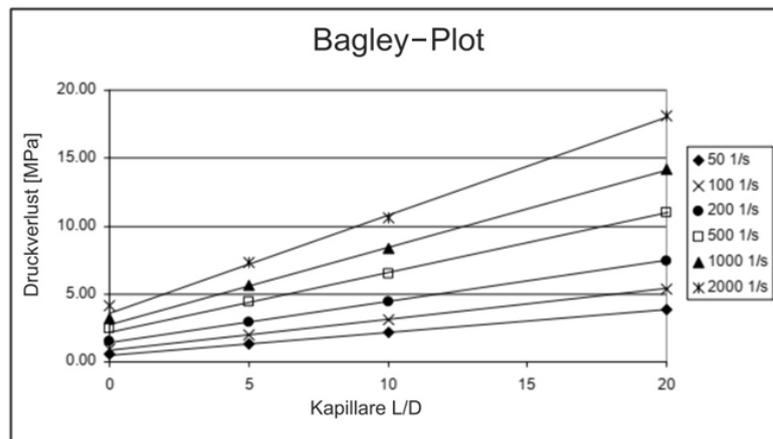


Abbildung 11: Bagley-Plot für LDPE („low density polyethylene“) [37].

Beim Einströmen in die Kapillare ist die Strömung dominiert von Dehnungseffekten, während die Rohrströmung eine Scherströmung ist. Somit kann mithilfe des Einlaufdruckverlustes, auch Bagley-Druckverlust genannt, der auf der Dehnung beruhende Druckverlust herausgerechnet und die Scherviskosität bestimmt werden.

Ermittlung der Scherviskosität

Die Scherviskosität η kann mit Gleichung (7) bestimmt werden. Es werden demnach neben der Länge L und dem Radius R der Kapillare der Bagley-Druckverlust ΔP_{Bagley} , der Druckverlust ΔP (beim angegebenen Volumenstrom) sowie der Volumenstrom \dot{V} benötigt.

$$\eta = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{R^4}{\dot{V}} \cdot \frac{(\Delta P - \Delta P_{Bagley})}{L} \quad (7)$$

Durch die über den Radius veränderliche Scherrate ist die Viskosität für nicht newtonsche Fluide nicht konstant. Gleichung (7) beruht auf der Annahme einer konstanten Viskosität und damit einem newtonschen Fluid. Aus diesem Grund wird mithilfe von Gleichung (7) die über den Radius der Kapillare gemittelte Viskosität bestimmt.

Ermittlung der Dehnviskosität

Da bei der Ermittlung der Scherviskosität durch die Bagley-Korrektur nur die voll ausgebildete Rohrströmung betrachtet wurde und es sich bei der Einlaufströmung um eine Dehnströmung (jedoch keine reine Rohrströmung) handelt, kann mithilfe des Bagley-

Druckverlustes ΔP_{Bagley} die Dehnviskosität η_E bestimmt werden. Hierzu wird zunächst die Dehnrates $\dot{\epsilon}$ mit Gleichung (8) bestimmt. Dabei ist n der Exponent aus dem Viskositätsmodell.

$$\dot{\epsilon} = \frac{4}{3} \cdot \frac{\dot{\gamma}^2 \eta}{(n + 1) \cdot \Delta P_{Bagley}} \quad (8)$$

Neben der Dehnrates $\dot{\epsilon}$ wird die Dehnspannung σ_E benötigt; sie lässt sich mit Gleichung (9) errechnen.

$$\sigma_E = (n + 1) \cdot \Delta P_{Bagley} \quad (9)$$

Wie auch bei der Scherviskosität η ist die Dehnviskosität η_E das Verhältnis zwischen (Schub-/Dehn-)Spannung und (Scher-/Dehn-)Rate.

$$\eta_{Dehn} = \frac{\sigma}{\dot{\epsilon}} \quad (10)$$

2.1.3. Mathematische Beschreibung von Gelen

Gele verhalten sich weder wie Festkörper noch wie newtonsche Flüssigkeiten, sondern vereinen Eigenschaften von beiden. Ein großer Einflussfaktor für das rheologische Verhalten ist das Geliermittel. Wie bereits erwähnt, gibt es verschiedene Arten von Geliermechanismen sowie verschiedene Geliermittel und die Interaktion der Geliermittel mit den Basisflüssigkeiten kann unterschiedlich sein. Dementsprechend unterscheiden sich die Eigenschaften der Gele. Deshalb gibt es viele verschiedene mathematische Ansätze zur Beschreibung der Viskosität von Gelen, insbesondere in Abhängigkeit von der Scherrates. Einige davon wurden von Arnold et al. [38] grafisch dargestellt (siehe Abbildung 12) und von Kim et al. [39] mathematisch beschrieben (siehe Tabelle 2).

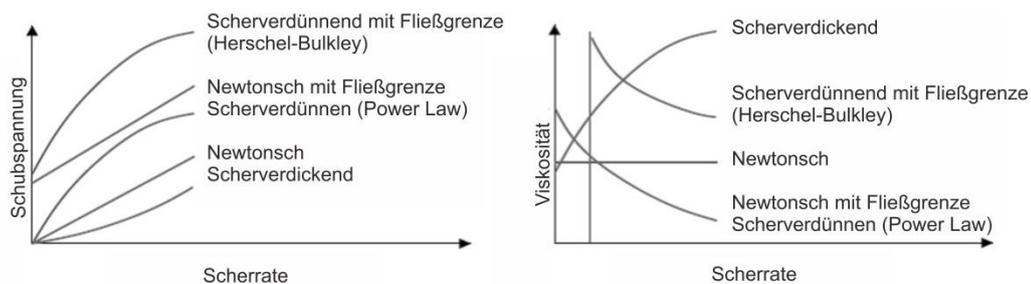


Abbildung 12: Schubspannungs- und Viskositätsverlauf newtonscher und nicht newtonscher Fluide [38].

Tabelle 2: Verschiedene Modelle zur Bestimmung der Schubspannungen und der Viskosität mit den entsprechenden Parametern zur Berechnung [39].

Modell	Schubspannungsgleichung	Parameter	
Bingham	$\tau = \tau_0 + \eta \dot{\gamma}$	τ_0	Bingham-Fließgrenze [Pa]
		η	Bingham-Viskosität [Pa s]
Casson	$\tau^{0,5} = \tau_0^{0,5} + \eta^{0,5} \dot{\gamma}^{0,5}$	τ_0	Casson-Fließgrenze [Pa]
		η	Casson-Viskosität [Pa s]
Ostwald	$\tau = K \dot{\gamma}^n$	K	Konstante [Pa s ⁿ]
		n	Power-Law-Exponent
Herschel-Bulkley	$\tau = \tau_0 + K \dot{\gamma}^n$	τ_0	Herschel-Bulkley-Fließgrenze [Pa]
		K	Konstante (Pa s ⁿ)
		n	Power-Law-Exponent
Modell	Viskositätsgleichung	Parameter	
Exponentielle Abnahme	$\eta = \eta_0 \cdot \exp(-K \dot{\gamma})$	η_0	Nullscherviskosität
		K	Konstante [s]
Ostwald	$\eta = K \dot{\gamma}^{n-1}$	K	Konstante [Pa s ¹⁻ⁿ]
		n	Power-Law-Exponent
Cross	$\eta = \frac{\eta_0}{1 + K}$	η_0	Nullscherviskosität
		K	Konstante [s]

Weitere Untersuchungen in diesem Bereich stammen beispielsweise von Jyoti et al. [40] und von Natan et al. [41]. Auch die Reynolds-Zahl Re wurde für einige der mathematischen Modelle hergeleitet: für das HBE-Modell von Madlener et al. [42] und für Fluide, welche sich entsprechend dem Power Law verhalten, von Delplace et al. [43].

2.1.3.1 Das Viskositätsmodell „Herschel-Bulkley-Extended“

Ausgehend vom Viskositätsmodell nach Ostwald (Power Law) kann durch Hinzufügen einer Fließgrenze das Herschel-Bulkley-Modell erstellt werden. Beide Modelle beinhalten in ihrer Form zur Definition der Viskosität jedoch ausschließlich Terme, die mit steigender Scherrate monoton absinken und die ermittelte Viskosität η tendiert für Scherraten $\dot{\gamma}$ gegen unendlich gegen 0:

$$\lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} (\eta(\dot{\gamma})) = 0 \quad (11)$$

Da bei einem Injektionsprozess jedoch sehr hohe Scherraten auftreten und sich bei Viskositätsmessungen gezeigt hat, dass die Viskosität für hohe Scherraten der Viskosität der Basisflüssigkeit sehr nahekommt, jedoch nicht darunter absinkt [18], wurde von Madlener et al. [42] das Modell nach Herschel-Bulkley um einen Materialparameter für die Viskosität bei sehr hohen Scherraten ergänzt. Daraus ergibt sich das in Gleichung (12) gezeigte Herschel-Bulkley-Extended-Modell, welches auch in dieser Arbeit verwendet wird. Die Variablen K und n sind Parameter des Modells, daneben sind die Fließgrenze τ_0 , die Scherrate $\dot{\gamma}$ und die Viskosität bei sehr hohen Scherraten η_∞ zur Viskositätsbestimmung erforderlich.

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + K\dot{\gamma}^{n-1} + \eta_\infty \quad (12)$$

Wird das HBE-Modell mit den in Unterkapitel 1.3 („Definition von Gelen“) gezeigten Elementen zusammengestellt, ergibt sich das in Abbildung 13 links dargestellte Modell. Da jedoch unterhalb der Fließgrenze ein elastisches Verhalten beobachtet wurde, ist in der Realität mindestens von dem in Abbildung 13 rechts dargestellten Modell auszugehen.

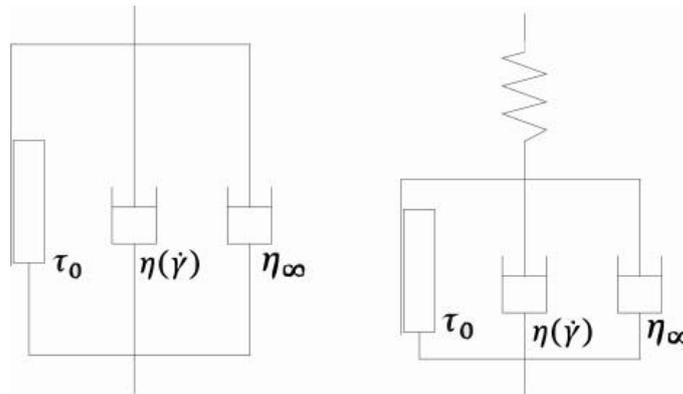


Abbildung 13: Links: Modellierung des HBE-Viskositätsmodells; rechts: Ergänzung um ein elastisches Element.

2.1.3.2 Kennzahlen

Wie bei allen physikalischen Vorgängen können auch bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strömungen dimensionslose Kennzahlen gebildet werden. Für die durchgeführten Untersuchungen sind insbesondere die Reynolds-Zahl und die Deborah-Zahl relevant.

Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl gibt allgemein das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften an. Für newtonsche Fluide ist sie wie folgt definiert:

$$Re = \frac{\rho \cdot u_{mean} \cdot d}{\eta} \quad (13)$$

Da die Viskosität für nicht newtonsche Fluide nicht konstant ist, ist diese Definition für Gele nicht gültig. Deshalb wurde von Madlener [18] für Gele, die sich entsprechend dem HBE-Modell verhalten, eine generalisierte Reynolds-Zahl für Rohrströmungen errechnet. Mithilfe der kritischen Reynolds-Zahl lässt sich der Umschlag von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung vorhersagen. Bei newtonschen Fluiden geschieht dieser Umschlag bei $Re_{krit} = 2300$, bei Gelen hängt die kritische Reynolds-Zahl jedoch vom Viskositätsverlauf ab. Auch die kritische Reynolds-Zahl wurde von Madlener [18] für HBE-Fluide definiert und mit Kapillarrheometermessungen abgeglichen, wobei der Strömungsumschlag zuverlässig vorhergesagt werden konnte.

Reynolds-Zahl $Re_{gen,HBE}$

Die Berechnung der generalisierten Reynolds-Zahl für HBE Fluide ist, bedingt durch die scherratenabhängige Viskosität, deutlich komplexer als die Reynolds Zahl für newtonsche Fluide. Sie kann für die Rohrströmung mit Gleichung (14) berechnet werden. Die Parameter τ_0 , η_∞ , K und n sind aus dem HBE-Modell. Zusätzlich werden zur Bestimmung der

generalisierten Reynolds-Zahl nach HBE $Re_{gen,HBE}$ nach der Durchmesser d und die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} benötigt.

$$Re_{gen,HBE} = \frac{\rho \cdot \bar{u}^{2-n} \cdot d^n}{\frac{\tau_0}{8} \left(\frac{d}{\bar{u}}\right)^n + K \left(\frac{3m+1}{4m}\right)^n 8^{n-1} + \eta_\infty \frac{3m+1}{4m} \left(\frac{d}{\bar{u}}\right)^{n-1}} \quad (14)$$

$$\text{mit } m = \frac{n \cdot K \left(\frac{8\bar{u}}{d}\right)^n + \eta_\infty \left(\frac{8\bar{u}}{d}\right)^n}{\tau_0 + K \left(\frac{8\bar{u}}{d}\right)^n + \eta_\infty \left(\frac{8\bar{u}}{d}\right)^n}$$

Der Vergleich zeigt, dass bei gleichen Volumenströmen die Reynolds-Zahl der Gele kleiner ist als die des verwendeten newtonschen Fluids. Dies ist nicht überraschend, da eine höhere Viskosität bei der „normalen“ Reynolds-Zahl, bei gleicher Geschwindigkeit und entsprechend gleichem Volumenstrom, eine kleinere Reynolds-Zahl bewirkt.

Kritische Reynolds-Zahl nach HBE

Auch die Ermittlung der kritischen Reynolds-Zahl Re_{krit} wird anhand des HBE-Modells von Madlener et al. [42] durchgeführt. Die Bestimmung der kritischen Reynolds-Zahl erfolgt mit der gleichen Formel wie die Bestimmung der generalisierten Reynolds-Zahl nach HBE, allerdings wird zuvor die kritische Wandschubspannung $\tau_{w,krit}$ und daraus die kritische mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_{krit} bestimmt. Diese werden iterativ berechnet. Für diese Berechnung werden zuerst, ausgehend von einer beliebig angenommenen Wandschubspannung, die Scherraten und die Geschwindigkeitsverteilung bestimmt. Nun wird der Stabilitätsparameter nach Ryan & Johnson [44] mithilfe von Gleichung 15 berechnet und geprüft, ob er dem kritischen Wert von $Z_{krit} = 885$ entspricht [18].

$$Z = \frac{r \cdot \rho \cdot u(r)}{\tau_w} \dot{\gamma} \quad (15)$$

Ist dies nicht der Fall, wird die Wandschubspannung korrigiert und es folgt eine weitere Iteration. Stimmt der Stabilitätsparameter mit dem kritischen Stabilitätsparameter überein, wurde die kritische Wandschubspannung gefunden, anhand derer über die Geschwindigkeitsverteilung $u(r)$ bei der kritischen Reynolds-Zahl die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} bestimmt werden kann. Daraus lässt sich dann mit Gleichung (14) die kritische Reynolds-Zahl bestimmen. Die schematische Darstellung dieser Vorgehensweise ist in Abbildung 14 zu sehen.

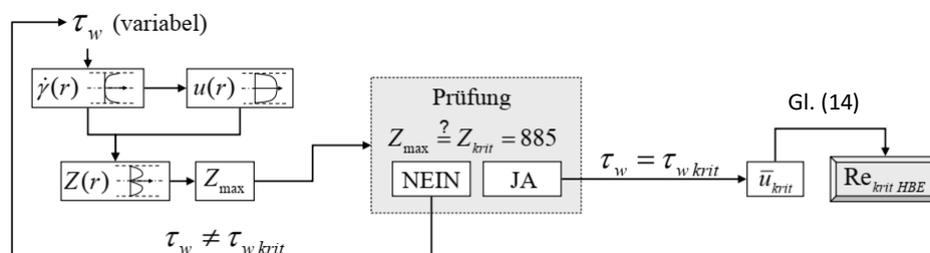


Abbildung 14: Schematische Darstellung der Vorgehensweise bei der numerischen Berechnung der kritischen Reynolds-Zahl nach HBE [18].

Mit dem gezeigten Vorgehen, dass die kritischen Reynolds-Zahlen der verwendeten Gele oberhalb der des newtonschen Fluids liegen, wie in Tabelle 3 zu sehen ist. Somit ist davon auszugehen, dass Gele dazu neigen, die Bildung von Turbulenz zu unterdrücken.

Außerdem ist die Reynolds-Zahl bei gleichem Volumenstrom und Rohrdurchmesser für ein Gel kleiner als die seines Basisfluids, was sich darauf zurückführen lässt, dass die Viskosität eines Gels bei jeder Scherrate größer ist als die seines Basisfluids. Diese beiden Erkenntnisse führen zu dem Schluss, dass Turbulenz bei Gelen erst deutlich später einsetzt als bei dem Basisfluid. Als Beispiel wurden die kritischen Reynolds-Zahlen der in dieser Arbeit verwendeten Gele bestimmt (siehe Tabelle 3). (Eine ausführliche Beschreibung der Gele folgt in Kapitel 4: „Gele“.)

Tabelle 3: Kritische Reynolds-Zahlen der in dieser Arbeit verwendeten Fluide für die verschiedenen Rohrdurchmesser der verwendeten Messstrecken.

Fluid/Rohrdurchmesser	Kritische Reynolds-Zahl			
	12 mm	8 mm	5 mm	4 mm
Newtonsches Fluid	2300	2300	2300	2300
Fluid 1 (Gel A)	3243	3357	3425	3427
Fluid 2 (Gel C)	3540	3542	3533	3523
Fluid 3 (Gel T)	3414	3456	3488	3495

Deborah-Zahl

Die Deborah-Zahl De beschreibt das Verhältnis der Relaxationszeit t_c zur Beobachtungszeit t_p :

$$De = \frac{t_c}{t_p} \quad (16)$$

Ein Fließen, auch von Festkörpern, ist immer in der Relation zu der Zeit zu sehen. So kann sich auch ein Festkörper mit ausreichend Zeit wie eine Flüssigkeit verhalten, während sich eine Flüssigkeit bei ausreichend kurzen Zeiten auch festkörperähnlich verhalten kann. Als sehr bekanntes Beispiel ist hier das Pechtropfenexperiment zu nennen. Dabei fließt der vermeintlich feste Stoff Pech durch einen Trichter und bildet an dessen Ende einen Tropfen, jedoch fällt der Tropfen erst nach mehreren Jahren [45]. Der Name der Deborah-Zahl bezieht sich auf die Bibel, wobei dieser Bezug die Bedeutung der Deborah-Zahl sehr gut deutlich macht: „Die Berge ergossen sich vor dem HERRN, der Sinai vor dem HERRN, dem Gott Israels.“ [46]

Die Definition der Deborah-Zahl ist deutlich komplexer, als die Formel erscheinen lässt. Zum einen ist die Relaxationszeit t_c abhängig von den Randbedingungen der Messung. So hat beispielsweise die Temperatur einen großen Einfluss auf die Relaxationszeit [47]. Zum anderen ist die Beobachtungszeit nicht genau definiert. Ein häufig gewählter Ansatz ist es, den Kehrwert der Scherrate zu verwenden, allerdings wurde von Metzner et al. [48] gezeigt,

dass die Beobachtungszeit nicht der Kehrwert der Deformationsrate ist. Von Dealy [49] wurden verschiedene Definitionen und Überlegungen zur Beobachtungszeit aufgezeigt, was die Schwierigkeit bei der Festlegung der Beobachtungszeit zeigt.

Für die vorliegende Arbeit wurde zur Ermittlung der Deborah-Zahl die Beobachtungszeit t_p mit dem Quotienten aus der mittleren Geschwindigkeit nach der Durchmesserreduktion u_2 und der Differenz der Radien vor und nach der Durchmesserreduktion r_1 und r_2 über die Verengung definiert. Diese Definition der Deborah-Zahl wurde für die Versuche der Einteilung der Strömung verwendet, solange nicht anders erwähnt. Da keine optischen Messungen für die Ermittlung der Beobachtungszeit erforderlich sind, kann diese Beobachtungszeit für alle untersuchten Strömungen ermittelt werden. Die daraus resultierende Gleichung lautet:

$$t_p = \frac{r_1 - r_2}{u_2} \quad (17)$$

Die Wahl der Differenz der Radien als Bezugsmaß für die Beobachtungszeit liegt darin begründet, dass eine größere Änderung der Radien eine stärkere Änderung in der Strömung bedeutet und somit das Fluid bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit längere Zeit benötigt, um der Strömungsänderung zu folgen.

Weissenberg-Zahl

Die Weissenberg-Zahl Wi ist der Deborah-Zahl sehr ähnlich, jedoch wird anstatt der Beobachtungszeit t_p der Kehrwert der Scherrate $\dot{\gamma}$ verwendet und mit der Relaxationszeit t_c multipliziert. Daraus ergibt sich:

$$Wi = \dot{\gamma} \cdot t_c \quad (18)$$

Neben einem Verhältnis zweier Zeiten kann die Weissenberg-Zahl auch als Verhältnis zwischen den elastischen und den Zähigkeitskräften betrachtet werden.

Elastizitäts-Zahl

Die Elastizitäts-Zahl El beschreibt das Verhältnis zwischen den elastischen und den Trägheitskräften und kann somit auch als Quotient aus der Weissenberg-Zahl Wi und der Reynolds-Zahl Re angesehen werden. Die bei der Berechnung relevanten Größen sind die Scherrate $\dot{\gamma}$, die Relaxationszeit t_c , die Viskosität η , die Dichte ρ , die Geschwindigkeit u und der Durchmesser d .

$$El = \frac{Wi}{Re} = \frac{\dot{\gamma} \cdot t_c \cdot \eta}{\rho \cdot u \cdot d} \quad (19)$$

Ohnesorge-Zahl

Die Ohnesorge-Zahl Oh wurde von Wolfgang von Ohnesorge definiert, um die Tropfenbildung von Fluiden beim Ausströmen aus einer Düse beschreiben zu können. Sie lässt sich mit Gleichung (20) berechnen; neben der Oberflächenspannung σ fließen in die Berechnung auch die Viskosität η , die Dichte ρ und eine charakteristische Länge L ein.

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\rho \cdot \sigma \cdot L}} \quad (20)$$

Die Ohnesorge-Zahl wird häufig dazu verwendet, die internen viskosen und kapillaren Effekte in einem Fluid mit freier Oberfläche zu beschreiben [50].

2.2. Relevante Grundlagen aus dem Bereich der Fluiddynamik

Da im Rahmen dieser Arbeit in erster Linie Strömungsphänomene, im Speziellen solche nicht-newtonscher Fluide, untersucht werden, soll in den folgenden Abschnitten kurz auf relevante Strömungsphänomene eingegangen werden.

2.2.1. Rohrströmung

Die Strömung in langen, geraden Rohren mit konstantem Querschnitt ist bereits sehr gut untersucht, da sie für viele technische Anwendungen relevant ist. Dies gilt für newtonsche ebenso wie für nicht newtonsche Fluide. Beide Medientypen haben gemein, dass von einer linearen Schubspannungsverteilung über den Durchmesser ausgegangen wird. Jedoch sind die davon abgeleiteten Größen unterschiedlich, da der unterschiedliche Viskositätsverlauf hier mit einfließt.

2.2.1.1 Rohrströmung newtonscher Fluide

Die Viskosität newtonscher Fluide ist von der Scherrate unabhängig; durch den Zusammenhang zwischen Viskosität η , Scherrate $\dot{\gamma}$ und Schubspannung τ , dargestellt in Gleichung (21), zeigt sich, dass ein linearer Schubspannungsverlauf einen linearen Scherratenverlauf nach sich zieht.

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta} \quad (21)$$

Aus Gleichung (21) lässt sich durch eine Integration das Geschwindigkeitsprofil errechnen. Bei einem linearen Scherratenverlauf $\dot{\gamma}(r)$ über den Radius r liefert eine Integration ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil. Dieser Zusammenhang ist in Gleichung (22) aufgezeigt.

$$u(r) = \int \dot{\gamma}(r) dr \quad (22)$$

Um diese Zusammenhänge deutlich zu machen, sind sie in Abbildung 15 dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass durch den Einfluss der Viskositätsänderung nicht newtonscher Fluide der Scherratenverlauf im Gegensatz zum Schubspannungsverlauf nicht linear ist.

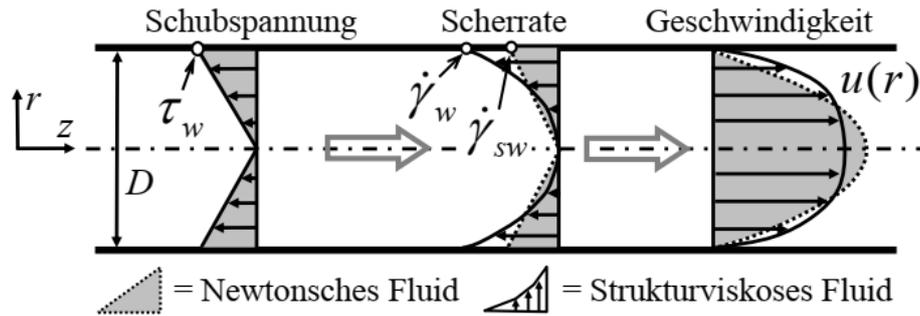


Abbildung 15: Schubspannungs-, Scherraten- und Geschwindigkeitsverlauf einer newtonschen und einer nicht newtonschen Rohrströmung im Vergleich [18].

Diese Überlegung gilt nur auf der Basis einer voll ausgebildeten laminaren Rohrströmung, da Strömungskomponenten quer zur Hauptströmungsrichtung und damit das Vermischen von Fluidteilen mit höherer kinetischer Energie mit denen geringerer kinetischer Energie ebenso wenig berücksichtigt werden wie ein vom Einlauf beeinflusstes Geschwindigkeitsprofil.

2.2.1.2 Gelströmung in Rohren

Für Gele lässt sich prinzipiell derselbe Gedankengang durchführen wie für newtonsche Fluide, allerdings ändert sich aufgrund der scherratenabhängigen Viskosität $\eta(\dot{\gamma})$ die Gleichung (21) zu der unten dargestellten Gleichung (23).

$$\dot{\gamma} = \frac{\tau}{\eta(\dot{\gamma})} \quad (23)$$

Eine Lösung dieser Gleichung ist über eine Iteration möglich, wobei in einem ersten Schritt der Durchmesser in diskrete Schritte unterteilt wird. Nun wird ausgehend von der linearen Verteilung der Schubspannung eine Geschwindigkeitsverteilung und damit eine Scherratenverteilung vorgegeben und eine Viskositätsverteilung bestimmt. Anhand dieser Viskositätsverteilung lässt sich eine neue Scherratenverteilung bestimmen. Dies wird wiederholt, bis die Abweichung der aktuellen Berechnung von der vorangegangenen einen definierten Wert unterschreitet. Bei scherverdünnenden Fluiden, wie den in dieser Arbeit verwendeten Gelen, ist die Viskosität in den Bereichen hoher Schubspannung und damit hoher Scherraten, also an der Rohrwand, geringer als in den Bereichen geringer Schubspannung, also in der Rohrmitte. Dadurch ergibt sich eine im Vergleich zu newtonschen Fluiden breitere Geschwindigkeitsverteilung, die sich aber mit erhöhter Geschwindigkeit an das Profil newtonscher Fluide zumindest etwas annähert, wie in Abbildung 16 zu sehen ist.

Eine weitere Besonderheit im Geschwindigkeitsprofil von Gelen tritt auf, wenn Gele über eine Fließgrenze verfügen. Sinkt die Schubspannung unter die Fließgrenze des entsprechenden Gels, tritt in diesem Bereich keine Geschwindigkeitsänderung über den Radius mehr auf und es entsteht ein Bereich mit konstanter Geschwindigkeit, der sogenannte „Plug-Flow“. Dieser ist ebenfalls in den Geschwindigkeitsprofilen in Abbildung 16 zu sehen, besonders gut in der rechten Abbildung bis zu einem Radius von 0,4.

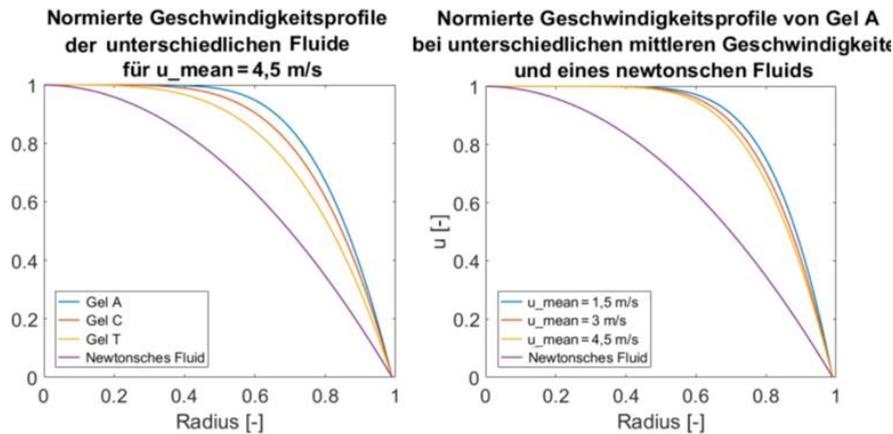


Abbildung 16: Vergleich der Geschwindigkeitsprofile scherverdünnender Fluide (Gele A, C und T); links: verschiedene Gele und ein nicht newtonsches Geschwindigkeitsprofil; rechts: Gel A bei verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten und das newtonsche Geschwindigkeitsprofil.

Trotz dieser Auswirkungen der Geliertmittel auf das Strömungsverhalten und der durch die „breiteren“ Geschwindigkeitsprofile erhöhten Schubspannung an der Rohrwand gibt es Beispiele, bei denen durch die Zugabe von Geliertmitteln der Strömungswiderstand in Rohren reduziert werden konnte [51] [52]. Diese Reduktion des Druckverlustes beruht auf einer Unterdrückung von Turbulenz durch das Geliertmittel. Das bedeutet, dass die Strömung bei Geschwindigkeiten, bei denen die Rohrströmung eines Fluids ohne Geliertmittel turbulent wäre, durch die beigemischten Geliertmittel noch laminar ist. Dadurch ist dieser Effekt auf einen gewissen Geschwindigkeitsbereich beschränkt.

Wie im Rotationsrheometer kann es auch bei Rohrströmungen zu Wall-Slip (oder auch Wandgleiten) kommen; eine schematische Darstellung ist in Abbildung 17 gegeben.

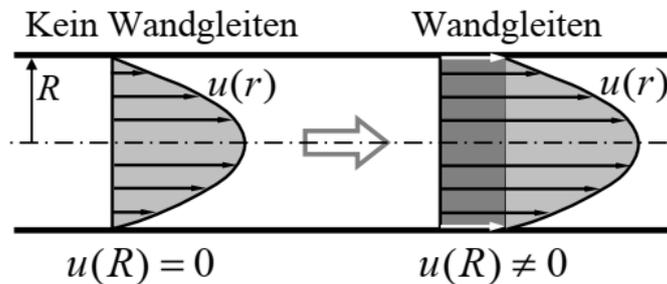


Abbildung 17: Effekt des Wandgleitens auf eine Rohrströmung [18].

Das Wandgleiten hat zur Folge, dass sich eine niederviskose Randschicht ausbildet, während der mittlere Bereich der Strömung eine geringere Scherung erfährt. Bezüglich des Druckverlustes wurde von Zhou et al. [53] gezeigt, dass der Druckverlust beim Auftreten von Wall-Slip abfällt, was sich auch mit der Beobachtung, dass die Schubspannung im Rotationsrheometer absinkt, deckt. Der Druckverlust im Rohr ist verhältnismäßig gering im Vergleich zu dem in strömungsrelevanten Bauteilen, sodass die Änderung des Druckverlustes hier nicht sehr stark ins Gewicht fällt.

2.2.2. Strömungsphänomene bei der Durchmesserreduktion

Die Strömung in einfachen Rohren beschreibt die Zuströmung der Medien zur Messstrecke; die Versuchsgeometrie selbst ist jedoch kein Rohr mit konstantem Querschnitt, sondern besteht aus einer Durchmesserreduktion. Deshalb sind neben den bereits beschriebenen noch weitere Strömungsphänomene relevant.

2.2.2.1 *Rezirkulation*

Im Bereich vor einer Verengung kann es, sofern die Verengung spontan genug und die Strömungsgeschwindigkeit hoch genug ist, zu einem Rezirkulationsgebiet vor der Verengung kommen. Dieses Rezirkulationsgebiet ist in Abbildung 18 dargestellt.



Abbildung 18: Stromlinienverlauf eines nicht newtonschen Fluids (1 % Polyacrylamid in Wasser gelöst) über eine Verengung von einem Durchmesser von 50 mm auf einen Durchmesser von 4 mm; mittlere Geschwindigkeit nach der Durchmesserreduktion: 0,29 cm/s, Rezirkulation vor der Verengung (aus [54]).

Entlang der Mittelachse sinkt der statische Druck in der Strömung ab, da die Strömung beschleunigt wird. An der Wand jedoch steigt der statische Druck an.

2.2.2.2 *Vena contracta*

Auch nach der Verengung kann es zu einer Ablösung kommen, der sogenannten Vena contracta. Besonders Geometrien mit einer scharfen Kante am Ende der Durchmesserreduktion neigen zu einer Vena contracta, aber auch eine Erhöhung der Geschwindigkeit vergrößert die Ablösung nach der Verengung oder führt zu deren Bildung. Der Stromlinienverlauf dieser Ablösung ist in Abbildung 19 zu sehen.

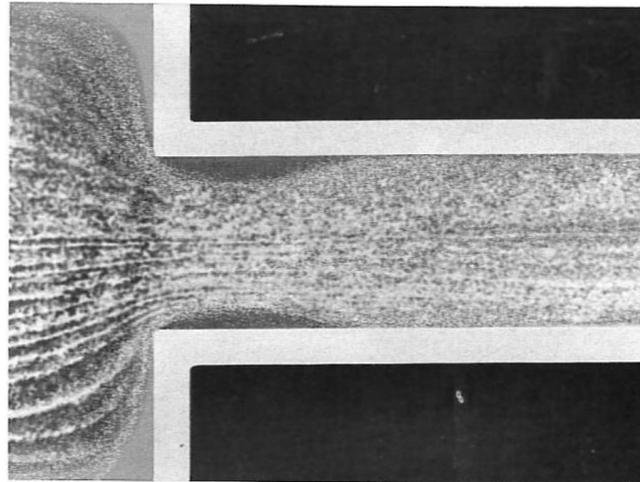


Abbildung 19: Stromlinienverlauf über eine Verengung mit deutlich erkennbarer Vena contracta; Fluid: Wasser, $u_{\text{mean}} = 1,2 \text{ m/s}$, Durchmesser nach der Durchmesserreduktion $d = 20 \text{ mm}$, $Re = 240$ (aus [54]).

Die weitere Einschnürung der Stromlinien hat eine Reduktion des effektiv durchströmbareren Durchmessers zur Folge. Dadurch steigt der Druckverlust an, was eine Erhöhung des Förderdrucks notwendig und somit das Fördersystem schwerer macht. Dies ist unerwünscht und dem soll entsprechend entgegengewirkt werden. Wie bereits erwähnt, besteht eine Möglichkeit, die Größe der Vena contracta zu reduzieren, darin, den Übergang weniger scharfkantig zu gestalten, beispielsweise indem die scharfe Kante durch einen Radius ersetzt wird.

2.2.2.3 Statischer Druckverlauf bei einer Durchmesserreduktion

In Abbildung 20 ist zu sehen, dass der statische Druck an der Rohrwand vor der Durchmesserreduktion ansteigt, während er in der Rohrmitte abfällt. Da in den Versuchen teils große Rezirkulationsgebiete zu sehen sind, ist der in diesen Bereichen gemessene statische Druck nicht gleich dem entlang der Rohrachse.

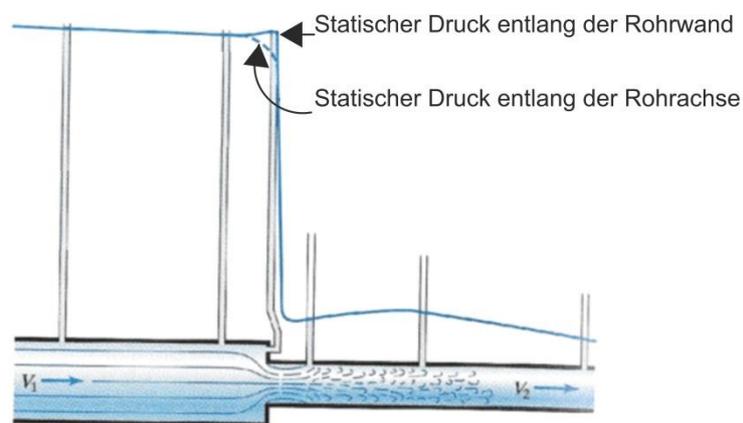


Abbildung 20: Druckverlauf einer Wasserströmung über eine Durchmesserreduktion [55].

Für den Fall, dass sich die Druckmessung in der Rezirkulationszone befindet, ist der gemessene statische Druck vor der Verengung zu groß, nach der Verengung jedoch korrekt.

Das bedeutet, dass der gemessene Druckverlust für derart große Rezirkulationsgebiete zu hoch angesetzt wird.

2.3. Relevante Grundlagen aus der chemischen Physik

Neben den Strömungsparametern und den rheologischen Parametern sind auch die im Folgenden beschriebenen physikalisch-chemischen Eigenschaften der Gele von Relevanz, da diese für Polymere zur Ermittlung des Einsetzens von oberflächlichem Schmelzbruch herangezogen werden.

2.3.1. Molekularmasse

Die Molekularmasse gibt das Gewicht eines Moleküls in g/mol an. Anhand der Summenformeln kann die Molekülmasse der einzelnen Bestandteile der Gele ermittelt werden, jedoch liegen für die Geliermittel keine Daten für die mittlere Molekülmasse oder die Summenformel vor, da sie von den Herstellern nach eigener Aussage nicht bestimmt wurden. Deshalb wurden auf der Basis der Summenformel die Molekülmassen der Basisflüssigkeiten ermittelt. Dies ist auch dadurch begründet, dass die Basisflüssigkeit einen Großteil des Massenanteils der Gele ausmacht und somit diesbezüglich den größten Anteil hat.

Bei der Ermittlung der mittleren Molekülmasse gibt es zwei relevante Größen: Zum einen kann das Zahlenmittel M_N , zum anderen das Massenmittel der Mischungen M_W ermittelt werden. Das Verhältnis dieser beiden gibt die Polydispersität Q an, die ein Maß für die Breite der Molekülmassenverteilung ist. Die Gleichungen zur Berechnung sind mit den Gleichungen (24) bis (26) gegeben. Zur Berechnung dieser Größen werden die Molekülmassen der einzelnen Moleküle M , deren jeweiliger zahlenmäßiger Anteil x sowie deren jeweiliger Massenanteil w der Mischungen herangezogen.

$$M_N = \sum_n x_n \cdot M_n \quad (24)$$

$$\text{mit } x_n = \frac{\frac{w_n}{M_n}}{\sum_i \frac{w_i}{M_i}}$$

$$M_W = \frac{1}{m_{ges}} \cdot \sum_1^n m_n \cdot M_n \quad (25)$$

$$Q = \frac{M_W}{M_N} \quad (26)$$

2.3.2. Mittlere Länge und Masse zwischen den Verknotungspunkten („entanglement length“ und „entanglement mass“)

Bei Polymeren oder Geliermitteln mit langkettigen Molekülen ergibt sich eine dreidimensionale Netzwerkstruktur. Die „entanglement length“ ist die mittlere Länge zwischen den Verknotungspunkten. Die „entanglement mass“ gibt die Masse an, die sich zwischen den Verknotungspunkten befindet. Da das dreidimensionale Netzwerk durch die Gelbildner entsteht, werden hier die Daten der Gelbildner herangezogen.

2.3.3. Monomere

Monomere sind in der Regel niedermolekulare, reaktionsfähige Moleküle, die die Basiseinheiten für Polymere bilden. Aufgrund ihrer Reaktionsfähigkeit reagieren die Monomere miteinander und bilden lange Polymerketten. Cellosize ist ein solches Polymer. Das dazugehörige Monomer, Cellulose, ist bekannt und somit kann die Monomermasse bestimmt werden. Für Aerosil ist eine solche Bestimmung nicht möglich, da es sich hierbei um ein partikelbasiertes Geliermittel handelt. Da es jedoch auch eine Netzwerkstruktur ausbildet, bei der die einzelnen Partikel mittels intermolekularer Kräfte zusammenhalten, wird als Annahme ein einzelnes Partikel als Monomer behandelt und die Partikelmasse als Monomermasse angenommen. Da diese Annahmen nicht physikalisch begründbar sind, sollen sie nur als Ergänzung und zum Abgleich dienen. Auch für Thixo-2 gibt es kein Monomer im klassischen Sinne, deshalb wird zur Bestimmung der „Monomermasse“ die kleinste sich wiederholende Einheit angenommen: 12-Hydroxystearinsäure.

Tabelle 4: Grundeinheiten der Geliermittel und deren Massen (¹ unter Annahme von runden Partikeln; ² lineare Interpolation zwischen den Molekülen HEC 2 und HEC 3 aus [56]; ³ in [57] wird die Länge von zwei 12-Hydroxytrinsäure-Molekülen angegeben, diese wurde halbiert; ⁴ aus der im Datenblatt [58] angegebenen Stampfdichte errechnet, unter Annahme einer optimalen Kugelpackdichte).

Geliermittel	Monomer	Summenformel	Monomermasse M_M	Monomerlänge
Cellosize	2,4-Hydroxyethylcellulose	$C_{16,8}H_{29,4}O_{12,4}$	430,01 g/mol	$1,59 \cdot 10^{-3} \text{ A}^2$
Thixo-2	12-Hydroxytrinsäure	$C_{18}H_{36}O_3$	300,48 g/mol	$26,4 \text{ A}^3$
Aerosil ¹	Einzelnes Partikel	–	$8,76 \text{ g}/6,022 \cdot 10^{23}$ Partikel ⁴	7 nm = 70 A

2.4. Relevante mechanische Grundlagen

Als weiterer Bereich soll hier noch auf die Grundlagen der mechanischen Knickung eingegangen werden. Auch wenn die Relevanz nicht direkt ersichtlich ist, werden diese Grundlagen später in dieser Arbeit für eine Analogie herangezogen. Es gibt unterschiedliche Fälle des Knickens von Stäben: die elastischen Knickfälle, auch eulersche Knickfälle genannt, und die plastische Knickung, die unter anderem von Tetmajer beschrieben wurde. Ist der Schlankheitsgrad eines Stabes zu gering, knickt dieser nicht ab, sondern wird gequetscht. Der Schlankheitsgrad λ eines Stabes wird mit Gleichung (27) bestimmt. Bei der Bestimmung des Schlankheitsgrades sind die Stablänge l , der Knicklängenbeiwert β sowie die Querschnittsfläche A und das Flächenträgheitsmoment I relevant.

$$\lambda = \beta \cdot l \cdot \sqrt{\frac{A}{I}} \quad (27)$$

Die Einteilung der Knickfälle ist in Abbildung 21 zu sehen.

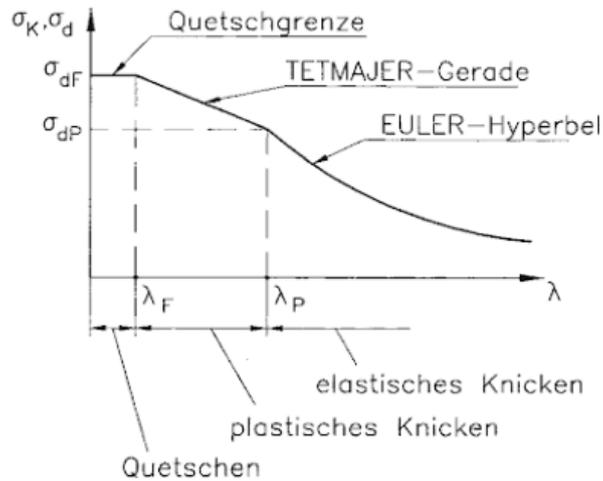


Abbildung 21: Einteilung der Deformationsbereiche bei mechanischen Knickbelastungen (aus [59]).

Der Bereich der elastischen Dehnung liegt oberhalb von λ_P ; unterhalb ist zuerst der Bereich des plastischen Knickens zu sehen und bei sehr kleinen Schlankheitsgraden findet man Quetschen, wobei der Übergang zwischen Knicken und Quetschen stetig und nicht schlagartig erfolgt [60].

2.4.1. Die elastische Knickung

Die elastische Knickung tritt dann auf, wenn der Schlankheitsgrad unterhalb eines Grenzwertes liegt, der sich aus der Proportionalitätsgrenze R_p und dem E-Modul E des Materials mit folgender Gleichung berechnen lässt:

$$\lambda_0 = \pi \cdot \sqrt{\frac{E}{R_p}} \quad (28)$$

Für einen Schlankheitsgrad λ oberhalb von λ_0 gelten die elastischen Knickfälle, wobei insbesondere die vier eulerschen Standardfälle, wie sie in Abbildung 22 gezeigt werden, in der Mechanik relevant sind. Die Knicklänge ist abhängig von der Einspannung, wie in Abbildung 22 zu sehen ist.

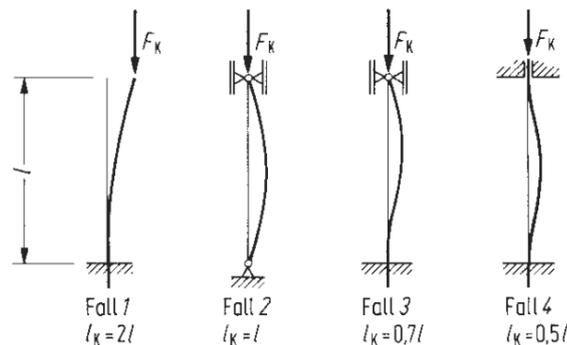


Abbildung 22: Die vier eulerschen Knickfälle (aus [61]).

Die kritische Knicklast F_{krit} lässt sich mit Gleichung (29) bestimmen.

$$F_{krit} = \frac{\pi^2 EI}{l_k^2} \quad (29)$$

2.4.2. Quetschung

Ist der Knickstab zu kurz, um zu knicken, und es wird eine kritische Spannung erreicht, bevor der Stab knickt, kommt es zur Quetschung. Dabei fließt das Material, anstatt aus der Mittelachse auszuweichen. Eine schematische Darstellung der verschiedenen Deformationsbereiche ist in Abbildung 21 zu sehen.

Da die Fließgrenze τ_0 eines Stoffes sich auf Schubspannungen bezieht, während die kritische Spannung für Knicken σ_{dF} eine Normalspannung ist, entsprechen sich diese nicht, wie in Ungleichung (30) zu sehen ist.

$$\sigma_{dF} \neq \tau_0 \quad (30)$$

2.4.3. Die plastische Knickung nach Tetmajer

Zwischen dem Quetschen und dem elastischen Knicken nach Euler liegt ein Bereich, in dem plastische Knickung auftritt. Von Tetmajer wurde dieser Bereich, wie in Abbildung 21 zu sehen ist, mit einer Geraden approximiert. Dementsprechend lässt sich die kritische Spannung mit Gleichung (31) berechnen, wobei a und b Materialparameter sind [59].

$$\sigma_{Knick} = a - b\lambda \quad (31)$$

3 Aktueller Stand der Literatur

Die Strömung nicht newtonscher Fluide ist nicht nur im Bereich der Raketenantriebssysteme relevant, sondern beispielsweise auch in der Prozesstechnik für Lebensmittel und Hygieneartikel, insbesondere aber in der Kunststoffverarbeitung. Deshalb kann im Folgenden auf reichhaltige Literaturberichte zurückgegriffen werden, um Strömungsphänomene zu erklären, zu beschreiben und einzuordnen.

3.1. Bagley-Einlaufdruckverluste

Auf den Druckverlust, der beim Einströmen in eine Kapillare auftritt wurde bereits im Unterpunkt „Bagley-Korrektur“ des Unterabschnitts 2.1.2.2. eingegangen. Zur Ermittlung des Einlaufdruckverlustes wird der Druck (Überdruck gegenüber der Umgebung) vor der Kapillare gemessen und das Fluid durch die Kapillare in die Umgebung gepresst. Diese gemessenen Drücke werden über dem Längen-Durchmesser-Verhältnis L/D der Kapillare aufgetragen. Die Messpunkte lassen sich mit einer Geraden verbinden, welche die y -Achse oberhalb des Ursprungs schneidet. Dieser Schnittpunkt stellt den Einlaufdruckverlust dar [62]. Da die Messpunkte jedoch mit einer Geraden verbunden werden, wird von einer ausgebildeten Rohrströmung ausgegangen.

3.2. Strömungsbilder beim Einströmen in eine Kapillare

Bezüglich der Strömungsbilder beim Einströmen in eine Kapillare wurden bereits unterschiedliche Untersuchungen durchgeführt. Dabei sind besonders Bagley et al. [63] und, etwas aktueller, Rothstein et al. [64] zu nennen. Die von Bagley et al. [63] erstellten Aufnahmen sind in Abbildung 23 zu sehen und wurden mittels einer Schichtung von eingefärbtem und nicht eingefärbtem Fluid erzeugt. Das geschichtete Fluid wurde aus einem Reservoir durch eine Kapillare in die Umgebung gepresst. Es ist deutlich zu erkennen, dass es unterschiedliche Strömungsregime gibt: mit Totwassergebiet (links), ohne Totwassergebiet (rechts) und leicht asymmetrische Zuströmung (Mitte).



Abbildung 23: Verschiedene Strömungsbilder aus [63]; links: Totwassergebiet vor der Verengung; Mitte: asymmetrische Zuströmung; rechts: kein Totwassergebiet.

Die Untersuchungen von Rothstein und McKinley [64] wurden an einer Verengung mit anschließender Aufweitung durchgeführt. Es wurde gezeigt, dass Instabilitäten in den

Strömungen zum einen bei höheren Deborah-Zahlen auftreten und zum anderen durch die Gestaltung des Einlaufes beeinflusst werden. So waren bei einem abgerundeten Einlauf bei gleicher Deborah-Zahl keine Instabilitäten zu erkennen, während bei einem scharfkantigen Einlauf Instabilitäten auftraten. Außerdem waren die Wirbel vor dem Einlauf eines scharfkantigen Einlaufes deutlich größer als bei einem abgerundeten Einlauf. Diese Zusammenhänge sind in Abbildung 24 zu sehen.

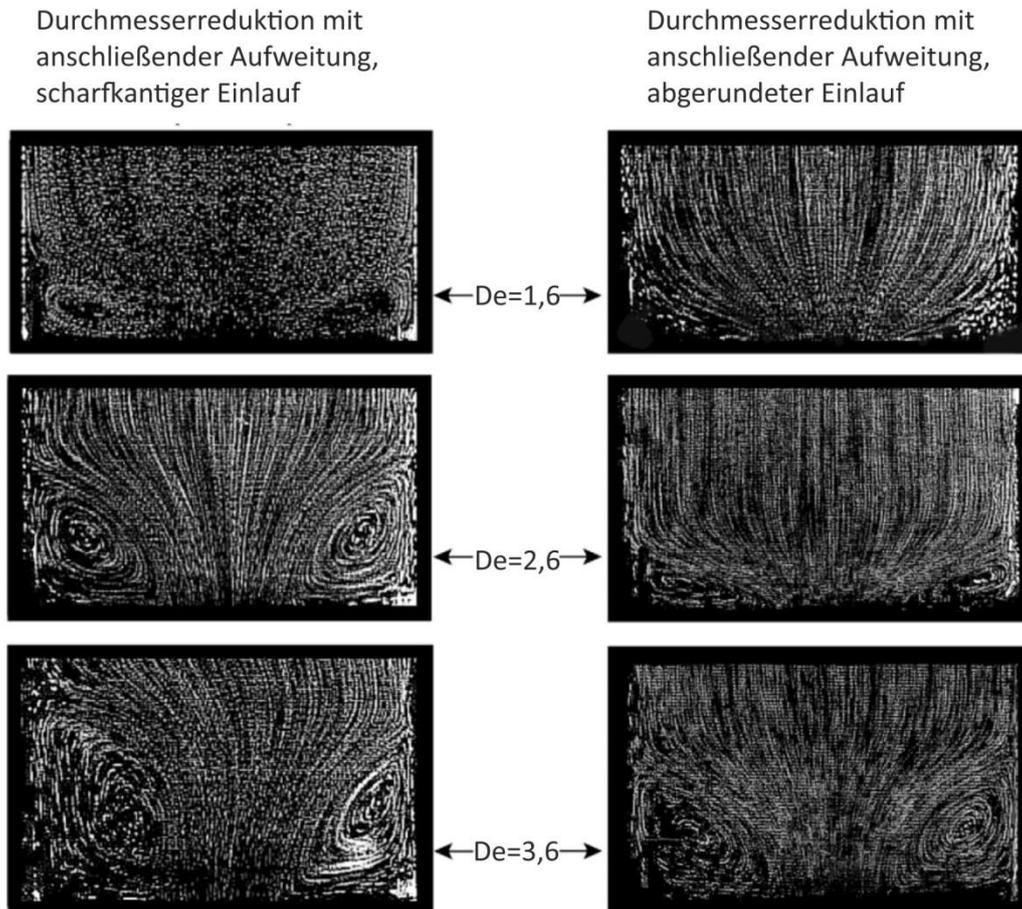


Abbildung 24: Einlaufverhalten in einer plötzlichen Durchmesserreduktion mit anschließender Aufweitung mit einem Querschnittsverhältnis 4:1:4 für unterschiedliche Deborah-Zahlen; links: mit einer scharfkantigen Einlaufkante; rechts: mit einer abgerundeten Einlaufkante [64].

Von Ballenger et al. [65] wurde in weiteren Untersuchungen festgestellt, dass bei einigen Schmelzen eine rotierende Bewegung in Extrusionsdüsen, allerdings noch kein Schmelzbruch (siehe Unterkapitel 3.4: „Schmelzbruch“) auftrat. Bei Erhöhung der Geschwindigkeit verstärkten sich diese Instabilitäten und das zuvor noch erkennbare „Weinglassystem“ brach auf. Ein „Weinglassystem“ besteht aus einem Wirbel vor dem Einlauf, wodurch die Strömung bereits vor der eigentlichen Durchmesserreduktion einschnürt, beispielsweise im Bild rechts unten in Abbildung 24 zu sehen.

3.3. Instabilitäten in der Strömung

Castillo und Wilson [66] sowie Wilson und Rallison [67] [68] setzten sich mit den Instabilitäten in elastischen und scherverdünnenden Fluiden einer Rohrströmung viskoelastischer Fluide auseinander. Dabei wurde auf zwei verschiedene Formen der Instabilität eingegangen; diese sind in Abbildung 25 schematisch dargestellt. Links in

Abbildung 25 verengen sich die Stromlinien und weiten sich anschließend wieder auf, rechts schwanken sie parallel.

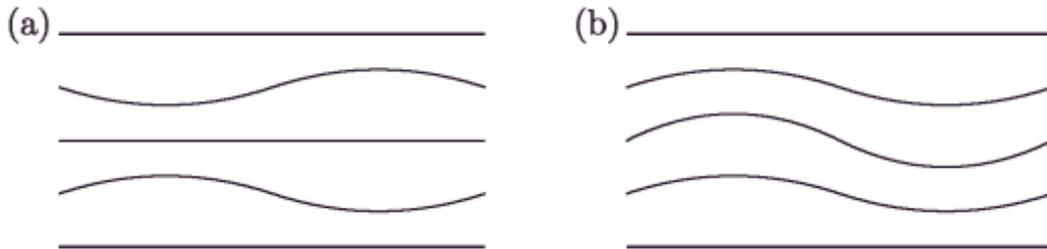


Abbildung 25: Instabilitäten in Rohrströmungen; links: variköser Mode; rechts: Sinusmodeaus [66].

Obwohl es sich hier um eine reine Rohrströmung und nicht um eine Verengung im Rohr handelt, weisen die beiden Modi eine deutliche Ähnlichkeit zu den im Rahmen dieser Arbeit gefundenen Strömungsbildern auf (siehe Abschnitt 6.2.2: „Stromlinienbilder“ und Unterabschnitt 6.2.6.2: „Vergleich der Strömungen bei ähnlicher Geschwindigkeit“). In der Arbeit von Castillo und Wilson [66] wurde eine kritische Strömungsgeschwindigkeit ermittelt, ab der Instabilitäten auftraten. Dieses Verhalten wurde auch in dieser Arbeit festgestellt, da Instabilitäten auch bei den Versuchswiederholungen in ähnlichem Maße und in ähnlicher Form auftraten und dies bei gleichem Fluid und gleicher Messstrecke reproduzierbar war. Aufgrund der Verwendung von Polymeren als Fluiden und damit höherer Elastizität und kaum vorhandener Fließgrenze lassen sich die Ergebnisse von Castillo und Wilson [66] nur qualitativ auf diese Arbeit übertragen.

3.4. Schmelzbruch

Unter Schmelzbruch versteht man Störungen in der Oberfläche, die beim Extrudieren von Kunststoffen auftreten können. Beispiele hierfür sind in Abbildung 26 gegeben.

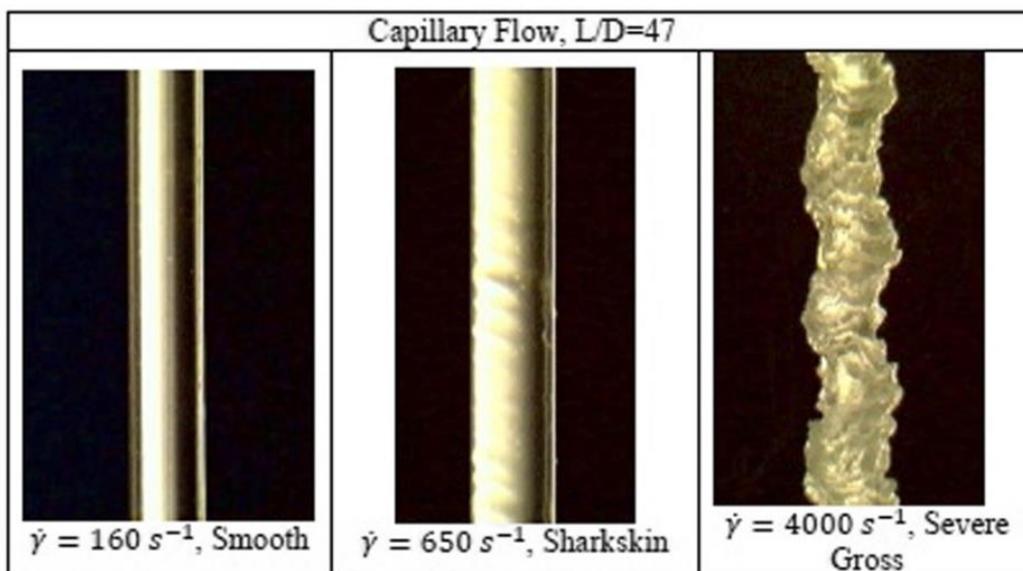


Abbildung 26: Entwicklung des Schmelzbruches in Abhängigkeit von der Scherrate für ein LLDPE („linear low density polyethylene“) (aus [69]).

Dabei ist zu sehen, dass es grundsätzlich zwei Arten des Schmelzbruches gibt: zum einen eine oberflächige Störung der Struktur („sharkskin“), zum anderen ein Ausweichen des extrudierten Materials aus der Mittelachse („gross melt fracture“).

Dieses Phänomen ist Bestandteil vieler Untersuchungen, unter anderem von Tordella [70]. Aber auch die Arbeit von Petrie und Denn [71] ist zu erwähnen, da diese zum ersten Mal elastische Instabilitäten in einer Scher- und Dehnströmung nachwies [66]. Von Gleißle [72] wird die These vertreten, dass es ein kritisches Verhältnis der Dehn- und Scherspannungen gibt, ab dem Schmelzbruch beginnt. Ein solches Verhältnis wurde von Meulenbroek et al. [73] für eine definierte Polymerlösung bestimmt.

Eine oberflächige Störung der Strömung ist für den Prozess der Injektion von keiner großen Bedeutung, da bei der Zerstäubung die oberflächige Struktur zerstört wird. Allerdings zeigt das rechte Bild in Abbildung 26 nicht nur eine Störung der Oberfläche, sondern auch eine Abweichung des Fluids aus der Achse. Diese kann dazu führen, dass bei einem Prallinjektor die Strahlen der eingespritzten Fluide nicht mehr direkt aufeinandertreffen und die Zerstäubung weniger fein erfolgt und damit die Verbrennungseffizienz geringer ist.

3.4.1. Oberflächiger Schmelzbruch („sharkskin“)

Auch wenn kein Grund ersichtlich ist, warum der oberflächige Schmelzbruch einen Einfluss auf die Zerstäubung hat, muss er hier trotzdem erwähnt werden, da er vor dem groben Schmelzbruch auftritt [74] und somit eine Vorstufe hierzu darstellt. Unter anderem wurde der Schmelzbruch von Bagley et al. [75] untersucht. In diesen Untersuchungen wurde der Eintrittswinkel in eine Kapillare variiert. Es wurde festgestellt, dass das Auftreten von Schmelzbruch nicht vom Eintrittswinkel abhängt. Allerdings wurde eine kritische Schubspannung identifiziert, oberhalb derer es zu Schmelzbruch kam. Diese kritische Schubspannung wächst laut Vlachopoulos et al. [76] linear mit dem Molekulargewicht der Polymerschmelze.

Die Ergebnisse von Bagley et al. [75] deuten jedoch darauf hin, dass der Einlaufwinkel zumindest einen geringen Einfluss auf die Strömungsinstabilitäten hat. In neueren Untersuchungen (beispielsweise [69], [77] und [78]) wurde als wesentlicher Einflussfaktor nicht nur die mittlere Molekülmasse, sondern auch die Verteilung der Molekülmassen zur Bestimmung des Einsetzens von Schmelzbruch herangezogen. Die genaue Verteilung der Molekülmassen der einzelnen Stoffe konnte nur für die Basisfluide ermittelt werden, sodass deren Molekülmassen zur Bestimmung der mittleren Molekülmasse M_w und Dispersität PDI der Molekülmasse herangezogen wurden. Ebrahimi et al. [69] geben für das Einsetzen von Schmelzbruch das Kriterium (32) an. Neben den bereits erwähnten Größen ist hierfür noch die Anzahl der Monomere zwischen den Verknotungspunkten der Moleküle N_e des Geliermittels erforderlich. Diese Anzahl an Monomeren ergibt sich aus dem Quotient aus der „entanglement mass“ M_e und der Monomermasse M_M .

$$M_w > M_e \sqrt{N_e} PDI \quad (32)$$

Die „entanglement mass“ M_e kann dabei aus dem Plateau-Modul G_N^0 errechnet werden [79]:

$$Me = \frac{\rho RT}{G_N^0} \quad (33)$$

$$\text{mit } G_N^0 = G'(\omega)_{\tan \delta_{min}}$$

Der Plateau-Modul G_N^0 ist der Speichermodul G' bei der Schwingungsfrequenz mit der minimalen Phasenverschiebung δ_{min} zwischen der Schubspannung und der Auslenkung. Daneben werden noch die Dichte ρ , die Temperatur T und die universelle Gaskonstante R benötigt.

3.4.2. Grober Schmelzbruch („gross melt fracture“)

Grober Schmelzbruch tritt im Vergleich zum oberflächigen Schmelzbruch bei höheren Scherraten auf [80]. Dabei wird nicht nur die Oberfläche des extrudierten Materials deformiert, sondern auch tiefliegende Bereiche des Fluids, was bis hin zu einer Abweichung des extrudierten Stranges aus seiner Mittelachse führt (siehe Abbildung 26). Dies kann bei Prallinjektoren zu Problemen führen, da diese durch das Aufeinanderprallen mindestens zweier Fluidstrahlen für eine möglichst feine Zerstäubung sorgen sollen. Werden die Strahlen so weit deformiert, dass sie nicht aufeinandertreffen, findet auch keine ausreichende Zerstäubung statt. Kommt es zu einer zyklischen Störung der Strahlen, kann es auch zu zyklischen Veränderungen in der Zerstäubung kommen, was im schlimmsten Fall zu zyklischen Druckschwankungen führen könnte. In der Literatur [74] werden, wie auch in dieser Arbeit, grober Schmelzbruch und oberflächiger Schmelzbruch als unterschiedliche Phänomene behandelt. So wird als Ursache für den oberflächigen Schmelzbruch ein Wandgleiten beziehungsweise ein unregelmäßiges Wandgleiten angesehen [78] [74]. Eine Übersicht über das Auftreten von Schmelzbruch in Abhängigkeit von $8\dot{V}/D$ ist mit Abbildung 27 gegeben. Dabei ist D der Rohrdurchmesser und \dot{V} der Volumenstrom.

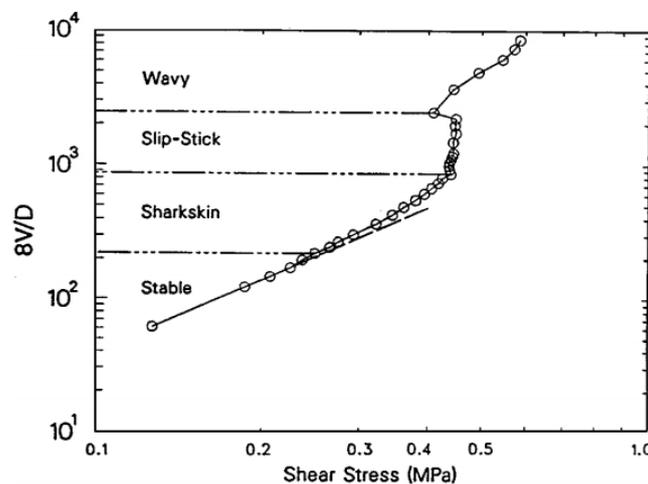


Abbildung 27: Bereiche unterschiedlicher Störungen bei der Extrusion von Polyethylen (aus [74]).

Dem Ansatz, dass es sich bei oberflächlichem Schmelzbruch und grobem Schmelzbruch um unterschiedliche Phänomene handelt, widerspricht Kazatchkov [81] und behauptet, dass es sich um dasselbe Phänomen handelt. Nach unterschiedlichen Untersuchungen scheint weder die Temperatur [82] noch der Einlaufwinkel in eine Kapillare [83] einen starken Einfluss auf das Auftreten von grobem Schmelzbruch zu haben. Von Kim et al. [83] wird die kritische Scherrate beim Eintreten von Schmelzbruch als Materialeigenschaft bezeichnet. Die

Form der Kapillare scheint jedoch einen Einfluss auf die kritische Scherrate zu haben: Zum einen setzt Schmelzbruch bei Kapillaren mit rundem Querschnitt im Vergleich zu Kapillaren mit rechteckigem, schmalen Querschnitt später ein [84], zum anderen scheint ein großes L/D das Auftreten von grobem Schmelzbruch zu dämpfen [85].

Darüber hinaus scheint es Marker zu geben, die das Einsetzen von Schmelzbruch anzeigen. So steigt laut Han und Lamonte [86] der Druckverlust beim Einsetzen von Schmelzbruch plötzlich an, was von den Autoren als eine Änderung der elastischen Eigenschaften des Fluids interpretiert wird. Zum anderen steigen die Dehnspannungen am Düsen Eintritt beim Einsetzen von grobem Schmelzbruch an [80]. Da allerdings die meisten Untersuchungen in diesem Bereich mit Polyethylen gemacht wurden, ist eine Übertragung nur unter dem Vorbehalt möglich, dass die in der Literatur gegebenen Erkenntnisse auch für andere scherverdünnende Fluide mit Fließgrenze gelten.

3.5. Aufgeweitete Strömung

Eine spezielle Form der instabilen Strömung vor einer Durchmesserreduktion ist die aufgeweitete Strömung, die von Cable und Boger [87] [88] [89] beschrieben wurde. Bei dieser Art der Strömung verlangsamt sich das Fluid in der Nähe der Achse vor der Durchmesserreduktion (die durchgezogenen Stromlinien liegen weiter auseinander), während sich die Geschwindigkeit näher an der Wand erhöht (die durchgezogenen Stromlinien liegen enger zusammen). Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 28 die Stromlinien einer solchen Strömung mit durchgezogenen Linien im Vergleich zu einem newtonschen Fluid mit gestrichelten Linien dargestellt. Die vor der Durchmesserreduktion aufgeweiteten Stromlinien sind im Vergleich mit denen des newtonschen Fluids deutlich zu sehen.

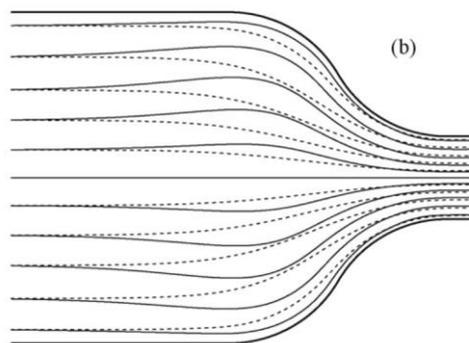


Abbildung 28: Vergleich der in einer Simulation errechneten Stromlinien über eine Verengung eines newtonschen Fluids (gestrichelte Linien) und eines nicht newtonschen Fluids mit $De = 16$ (durchgezogene Linien) bei einem Durchmesser Verhältnis von $d_1/d_2 = 4$ (aus Alves und Poole [90]).

Von Alves und Poole wurde das in Abbildung 29 gezeigte Kriterium zur Vorhersage der aufgeweiteten Strömung ermittelt.

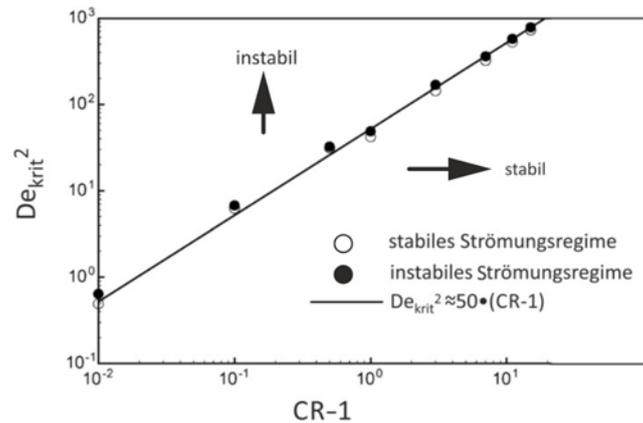


Abbildung 29: Kriterium für das Einsetzen einer aufgeweiteten Strömung (aus Alves und Poole [90]).

In diesem Kriterium wird eine kritische Deborah-Zahl auf der Basis des Kontraktionsverhältnisses CR bestimmt. Da hier nur die Deborah-Zahl und das Durchmesser Verhältnis eine Rolle spielen, ist der einzige relevante Fluidparameter die Relaxationszeit.

Auch von Lee et al. [91] wurde die aufgeweitete Strömung untersucht. Dabei zeigte sich eine Abhängigkeit der aufgeweiteten Strömung von der Elastizitäts-Zahl und der Weissenberg-Zahl. Von den Autoren wurde angegeben, dass die aufgeweitete Strömung nur bei hinreichend kleinen Elastizitäts-Zahlen auftritt.

3.6. Wirbelgröße in Krümmern

Von Kalb et al. [92] wurde neben der Strömung durch einen Vierfachverbinder mit jeweils 90° zwischen den Anschlussstücken und gegenüberliegender Zuströmung auch die Strömung eines viskoelastischen Fluids durch einen scharfkantigen Krümmer untersucht. Dabei war insbesondere die Entwicklung des Wirbels vor dem Krümmer von Interesse. Dessen Größe wurde anhand der Deborah-Zahl und der Scherverdünnung untersucht. Es zeigte sich, dass bei einer zunehmenden Deborah-Zahl De die Wirbelgröße zunimmt. Die Wirbelgröße wurde von Kalb et al. normiert mit der Variable χ angegeben.

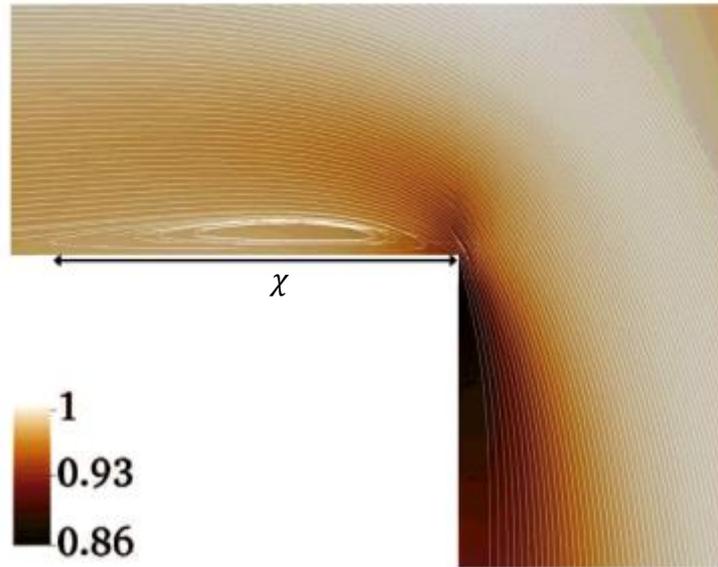


Abbildung 30: Wirbel an einem scharfkantigen Krümmen vor der Richtungsänderung (aus [92]).

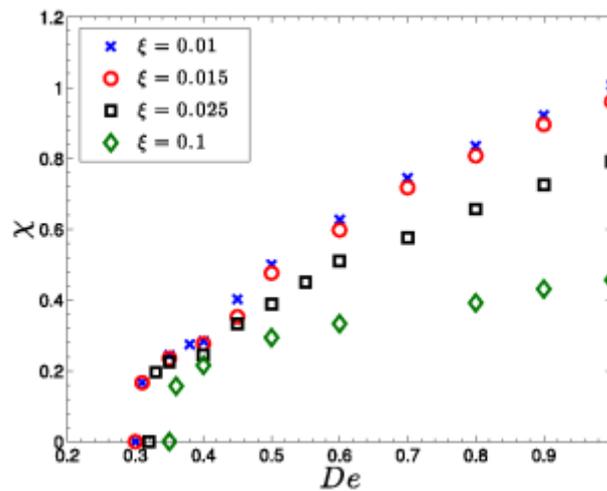


Abbildung 31: Entwicklung der Wirbelgröße χ in Abhängigkeit der Deborah-Zahl De für Fluide mit unterschiedlicher Scherverdünnung ξ (aus [92]).

Einen Einfluss hat neben der Deborah-Zahl auch die Riemanns-Zeta-Funktion ξ , welche ein Maß für die Scherverdünnung ist. Da ξ ein Parameter aus einer Approximation des Bird-Carreau-Modells ist, lässt sich ξ nicht direkt auf die untersuchten Gele übertragen. Allerdings lässt sich festhalten, dass mit zunehmendem ξ die Scherviskosität stärker abfällt, wenn die Scherrate steigt. In Abbildung 32 ist zu sehen, dass mit steigender Scherverdünnung ξ die Wirbelgröße abnimmt.

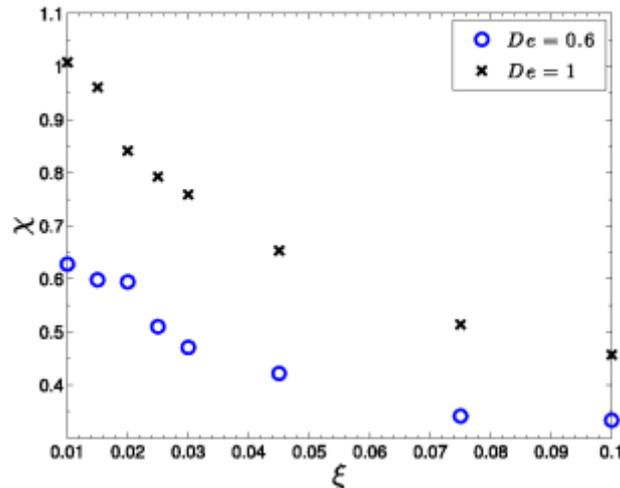


Abbildung 32: Entwicklung der Wirbelgröße χ mit zunehmender Scherverdünnung ξ (aus [92]).

3.7. Strömungsverhalten durch eine plötzliche Verengung

Eine plötzliche Verengung mit einem Kontraktionsverhältnis von 8 : 1 wurde von Tamaddon-Jahromi et al. [93] untersucht. Dabei lag der Fokus auf der Wirbelbildung vor der Verengung und der Größe der Wirbel in Abhängigkeit vom Volumenstrom Q/Q_0 und dem Anteil des Lösemittels β in der Lösemittel-Polymer-Mischung. Diese Wirbel sorgen nicht für eine weitere Einschnürung der Stromlinien als von der festen Geometrie vorgegeben. Das bedeutet, dass die Wirbel die Strömung formen, den eigentlichen Strömungsfluss jedoch nicht blockieren und dementsprechend nicht in die Gebiete höherer Viskosität hineinreichen.

Die Wirbel wurden dabei in zwei Bereiche eingeteilt: die Eckwirbel und die Kantenwirbel. Diese können separat oder gleichzeitig auftreten, wie in Abbildung 33 zu sehen ist. Die Eckwirbel treten in der Ecke auf, also dort, wo das Rohr mit großem Durchmesser endet. Die Kantenwirbel treten dagegen an der Stirnseite der Durchmesserreduktion auf, in der Nähe des Rohrs mit kleinerem Durchmesser.

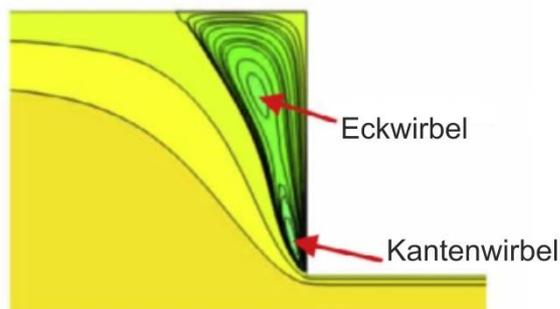


Abbildung 33: Eck- und Kantenwirbel (aus [93]).

Der Eckwirbel war bei kleinen Volumenströmen zu sehen, mit zunehmendem Massenstrom entwickelte sich ein Kantenwirbel und der Eckwirbel löste sich auf. Für große Massenströme wurde der Kantenwirbel sehr groß und dehnte sich über die Position des Eckwirbels hinaus aus, sodass Eckwirbel und Kantenwirbel verschmolzen. Diese Entwicklung ist in Abbildung 34

zu sehen. Da in der zitierten Arbeit der Massenstrom nicht exakt angegeben ist, können die Betrachtung und der Vergleich nur qualitativ erfolgen.

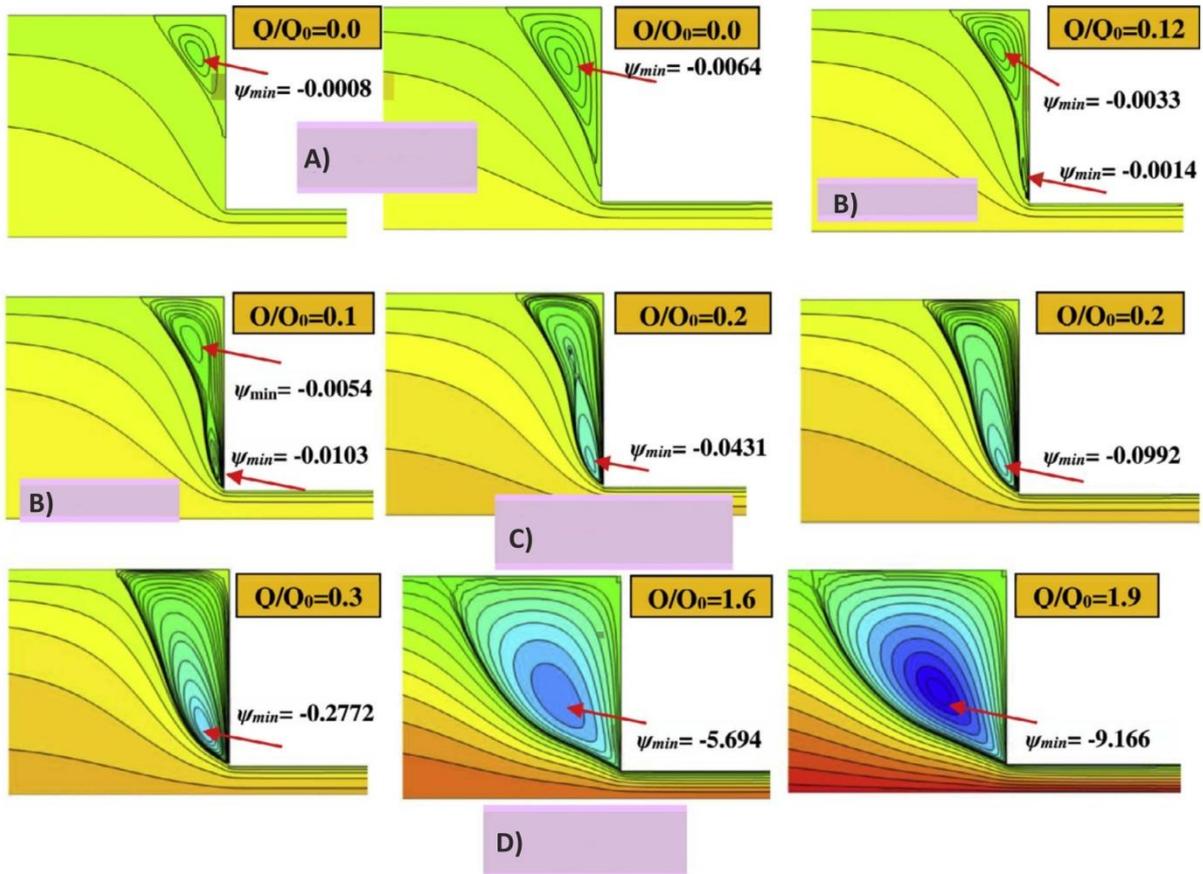


Abbildung 34: Stromlinien in der simulierten Strömung eines viskoelastischen Fluids für verschiedene Massenströme Q/Q_0 und Wirbelstärken ψ_{min} ; A) Eckwirbel; B) Kantenwirbel; C) Übergang von Kantenwirbel zu einem verschmolzenen Wirbel; D) verschmolzener Wirbel (aus [93]).

4 Gele

Da eine Vorgabe für die vorliegende Arbeit die Untersuchung von Gelen ist, ist auch die Auswahl der entsprechenden Fluide Teil dieser Arbeit. Um eine möglichst große Bandbreite an möglichen Geliermitteln für den Einsatz in Treibstoffen zu untersuchen, werden drei verschiedene Geliermittel verwendet. Dabei sollte zumindest eines der Geliermittel aus kleinen, sich agglomerierenden Partikeln und mindestens ein Geliermittel aus langen, ein 3-D-Netzwerk ausbildenden Molekülen bestehen.

4.1. Gelauswahl

Die hauptsächlichen Kriterien für die Komponenten der Gele sind in Tabelle 5 aufgeführt. Dabei ist auch eine Priorisierung der einzelnen Kriterien für die Treibstoff-Geliermittel-Kombination angegeben, um nachvollziehbar zu machen, warum bei der Auswahl der Ausgangsstoffe im Falle eines Konfliktes einem bestimmten Kriterium Vorrang gegeben wurde.

Tabelle 5: Kriterien zur Auswahl der Gelbestandteile.

Kriterium	Beschreibung	Priorisierung 1 = groß bis 4 = klein
Vergelbar	Nicht alle Stoffe sind mit jedem Geliermittel vergelbar, insbesondere ohne dabei einzutrüben. Jedoch ist die Untersuchung eines nicht newtonschen Fluids eine feste Vorgabe. Somit ist die Vergelbarkeit eine unverrückbare Voraussetzung für die Durchführbarkeit der Versuche.	1
Brechungsindex	Für optische Untersuchungen in einem runden Strömungskanal ist die Anpassung des Brechungsindexessenziell. Deshalb ist unter Berücksichtigung des gewählten Versuchsaufbaus auch die Anpassbarkeit des Brechungsindex des Gels eine feste Vorgabe. Deshalb werden pro Gel zwei Basisflüssigkeiten verwendet: eine mit höherem und eine mit geringerem Brechungsindex als PMMA („Polymethylmethacrylat“). Dadurch lässt sich der Brechungsindex des Gels durch Mischen dieser Flüssigkeiten anpassen. Insbesondere die Auswahl an Flüssigkeiten mit einem Brechungsindex $n_{PMMA} > 1,495$ ist stark eingeschränkt. Da Untersuchungen eines nicht newtonschen Fluids auch ohne optische Untersuchung möglich, jedoch deutlich weniger aussagekräftig gewesen wären, ist die Priorisierung hier geringer als die der Vergelbarkeit. Mit der Vergelbarkeit gehen untrennbar die definierten Kriterien für Gele einher: die Scherverdünnung und die Fließgrenze.	2

Gesundheitsgefahr	Ein weiteres relevantes Kriterium ist, die Gesundheitsgefahr möglichst weit zu reduzieren. Dazu wurde versucht, auf Aromaten zu verzichten, was bis auf einen Zusatz, der Aromaten in geringer Konzentration enthielt, auch gelang. Daneben ist ein Kriterium, nicht den originalen Treibstoff zu verwenden, da sich dieser unter Umständen selbst zersetzen und somit in Kombination mit einem abgeschlossenen System, wie dem ausgewählten Versuchsaufbau, ein verdämmtes und explosives System bilden könnte.	3
Umweltverträglichkeit	Nach der Gesundheitsgefahr ist auch die Umweltgefahr relevant, da die Umweltgefahr direkte Auswirkungen auf die Handhabung der Gele und insbesondere deren Entsorgung hat.	4

Auf der Basis der in Tabelle 5 genannten Kriterien wurden als Basisflüssigkeiten für die Fluide folgende Flüssigkeiten ausgewählt:

1. 1-Ethyl-3-Methyl-Imidazolium-Thiocyanat (IL):
Ein ionisches Liquid mit einer Thiocyanatgruppe als Anion und einem Brechungsindex von $n = 1,5314$ in einer Mischung mit 20 % Wasser [94]
2. Destilliertes Wasser:
Brechungsindex $n = 1,33$ [95]
3. 1-Octanol:
Langkettiger Alkohol mit einem Brechungsindex von $n = 1,43$ [95]
4. PDM-7040:
Ein Silikonöl der Firma Gelest Inc. mit einem Brechungsindex von $n = 1,556$ [96]

Tabelle 6: Verwendete Fluide.

Fluidname	Basis 1 [Massen- anteil]	Basis 2 [Massen- anteil]	Geliermittel [Massen- anteil]	Zusatz [Massen- anteil]	Seeding
Gel C	1-Ethyl- 3-Methyl- Imidazolium Thiocyanat [62 %]	H ₂ O [36 %]	Cellosize [1,3 %]	Natrium- oxalat [> 0,1 %]	20 µm Polyamid [> 0,01 %]
Gel T	1-Octanol [46 %]	PDM-7040 [48 %]	Thixo-2 [6 %]	–	20 µm Silberhohl- kugel [> 0,01 %]
Gel A	1-Octanol [49 %]	PDM-7040 [40 %]	Aerosil R 812 [6,9 %]	BYK-R 607 [4,4 %]	20 µm Polyamid [> 0,01 %]
Newtonsches Fluid	1-Octanol [42 %]	PDM-7040 [58 %]	–	–	20 µm Polyamid [> 0,01 %]

4.2. Verwendete Geliermittel – Eigenschaften und Gelbildung

Es gibt eine Vielzahl verschiedener Geliermittel, die sich in ihrer Struktur, ihren Eigenschaften und ihrer Anwendung unterscheiden. Für die Geliermittel in dieser Arbeit sind insbesondere die Kompatibilität mit den verwendeten Basisflüssigkeiten sowie die Ausbildung eines möglichst klaren Gels relevant. Allen gemein ist dabei, dass sich eine dreidimensionale Netzwerkstruktur ausbildet, welche die Gelbasis hält. Von Madlener [18] wurden einige Geliermittel beschrieben: zum Ersten Aerosil als ein Beispiel für ein partikuläres Geliermittel, bei dem durch Agglomeration von Feststoffpartikeln ein dreidimensionales Netzwerk entsteht; zum Zweiten Thixatrol als ein Beispiel für ein Geliermittel, bei dem durch Wärmeeinwirkung lange Moleküle entfaltet werden und ebenfalls ein dreidimensionales Netzwerk ausbilden; zum dritten Methocel als ein Beispiel für ein Geliermittel, bei dem durch Wasserstoffbrückenbindung langkettiger Moleküle ein dreidimensionales Netzwerk entsteht, wie auch bei dem in dieser Arbeit verwendeten Cellosize Q5200HP.

Im Folgenden sind die in dieser Arbeit verwendeten Geliermittel aufgeführt und beschrieben.

4.2.1. Aerosil R 812

Aerosil ist ein partikuläres Geliermittel, besteht also aus sehr kleinen Feststoffpartikeln; im Rahmen dieser Arbeit wurde es in der hydrophobierten Ausführung Aerosil R 812 verwendet. Chemisch betrachtet besteht Aerosil aus Siliciumdioxid (SiO₂). Durch den Herstellungsprozess der Pyrolyse liegt es in sehr kleinen Partikeln von ungefähr 7 nm

Durchmesser [97] und mit einer großen Oberfläche von 230–290 m²/g [98] vor. Diese Daten gelten für das gewählte Produkt, Aerosil ist aber auch in vielerlei anderen Ausführungen zu erwerben. Die einzelnen Partikel agglomerieren und bilden in der Gelbasis eine dreidimensionale Struktur aus, welche die Basisflüssigkeit bindet. Diese Struktur ist sehr stabil, da sie durch Wasserstoffbrücken zusammengehalten wird [99].

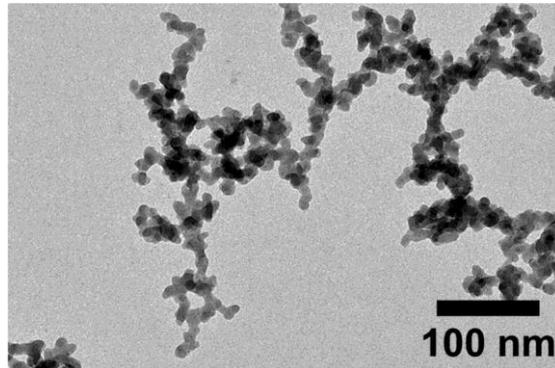


Abbildung 35: Transmissionselektronenmikroskopische Aufnahme von Aerosil R 812, pyrolysierte Siliciumdioxid-Nanopartikel [3].

Durch die Art der Bindung ist der Gelierungseffekt umso stärker, je stärker die Polarität der Basisflüssigkeit ist. Damit nimmt die Festigkeit des Gels bei konstantem Anteil von Geliermittel mit steigender Polarität der Basisflüssigkeit zu. Umgekehrt führt eine geringe oder nicht vorhandene Polarität der Basisflüssigkeit verstärkt zur Ausbildung von Van-der-Waals-Bindungen, welche deutlich schwächer als Wasserstoffbrückenbindungen sind und zu einem deutlich instabileren Gel führen [99].

In Verbindung mit der Basisflüssigkeit, die in diesem Fall aus 1-Octanol und einem Silikonöl besteht, lassen sich gewisse Eigenschaften bereits vorhersagen. Beide Flüssigkeiten, die die Basis des Gels bilden, sind wenig polar oder unpolar, weshalb ein verhältnismäßig hoher Anteil von Aerosil von 8 % bezogen auf die Masse verwendet wurde, um ein ausreichend festes Gel zu erhalten; außerdem wurde BYK-R 607 zur Unterstützung der Gelierung beigemischt.

4.2.2. Thixo-2

Der Hauptbestandteil von Thixo-2 ist hydriertes Rizinusöl. Thixo-2 selbst liegt bei Raumtemperatur als weißes Pulver vor [100]. Hauptbestandteil von Rizinusöl ist das in Abbildung 36 dargestellte Triricinolein. Durch die Hydrierung werden die Doppelbindungen, in Abbildung 36 zwischen C-9 und C-10, zu Einfachbindungen umgeformt, wodurch die Schmelztemperatur des hydrierten Rizinusöls sinkt, abhängig von der genauen Struktur teilweise bis unter Raumtemperatur [99].

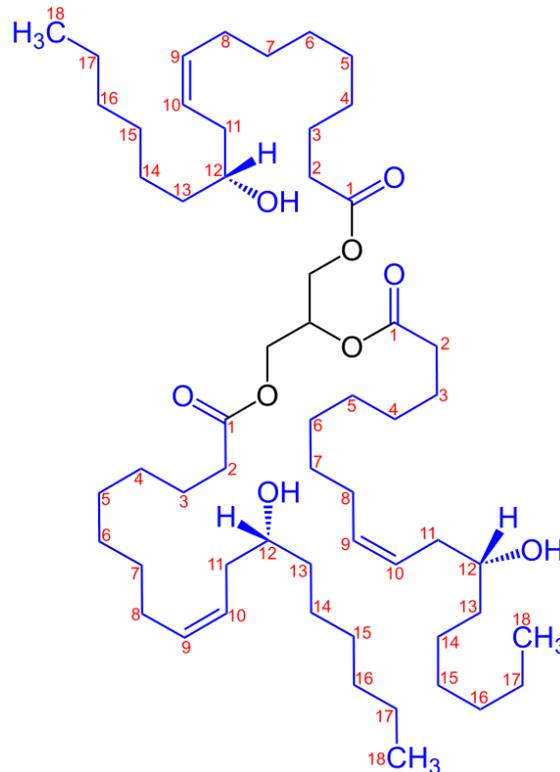


Abbildung 36: Strukturformel von hydrolysiertem Triricinolein, Rizinusöl aus Wikipedia [101], überprüft anhand von [102].

Die Alkylgruppen des Triricinolein-Moleküls, in Abbildung 36 blau dargestellt und mit durchnummerierten Kohlenstoffatomen, bilden ein Netzwerk aus, in welchem die Basisflüssigkeit gebunden wird. Je länger die Alkylgruppen sind, desto flexibler sind sie und desto stärker reagiert das fertige Gel auf äußere Störungen. Für das fertige Gel bedeutet das, dass die Scherverdünnung und die Thixotropie mit zunehmender Alkylgruppenlänge zunehmen. Gemäßigte Temperaturerhöhung kann die Entfaltung der Alkylgruppen und damit die Gelbildung unterstützen, zu hohe Hitze kann das Triricinolein jedoch zerstören [99]. In dieser Arbeit wurde auf eine Wärmezufuhr bei der Gelherstellung verzichtet.

4.2.3. Cellosize Q5200HP

Cellosize besteht zum größten Teil aus sehr langkettigen Cellulosemolekülen. Erfahrungen mit einem einfachen ionischen Liquid zeigten große elastische Anteile im Verhalten des Gels. Das in dieser Arbeit verwendete ionische Liquid ist jedoch deutlich komplexer und daher kann keine Aussage über Bindungstypen getroffen werden. Auch eine chemische Reaktion zwischen der Cellulose und dem ionischen Liquid kann nicht ausgeschlossen werden [99]. Findet eine Reaktion statt, handelt es sich nicht mehr um ein Gel im Sinne eines mehrphasigen Gemisches, da das Geliermittel und die Basisflüssigkeit nicht mehr als separate Stoffe vorliegen und die Gelbestandteile somit nicht mehr voneinander getrennt werden können. Aus diesem Grund wurde das Geliermittel Cellosize Q5200HP mit Wasser gemischt. Dieses Gemisch, eine Vormischung des Gels C sowie das fertige Gel wurden mit einem Infrarotspektrometer untersucht. Das Ergebnis der IR-Spektroskopie ist in Abbildung 37 zu sehen.

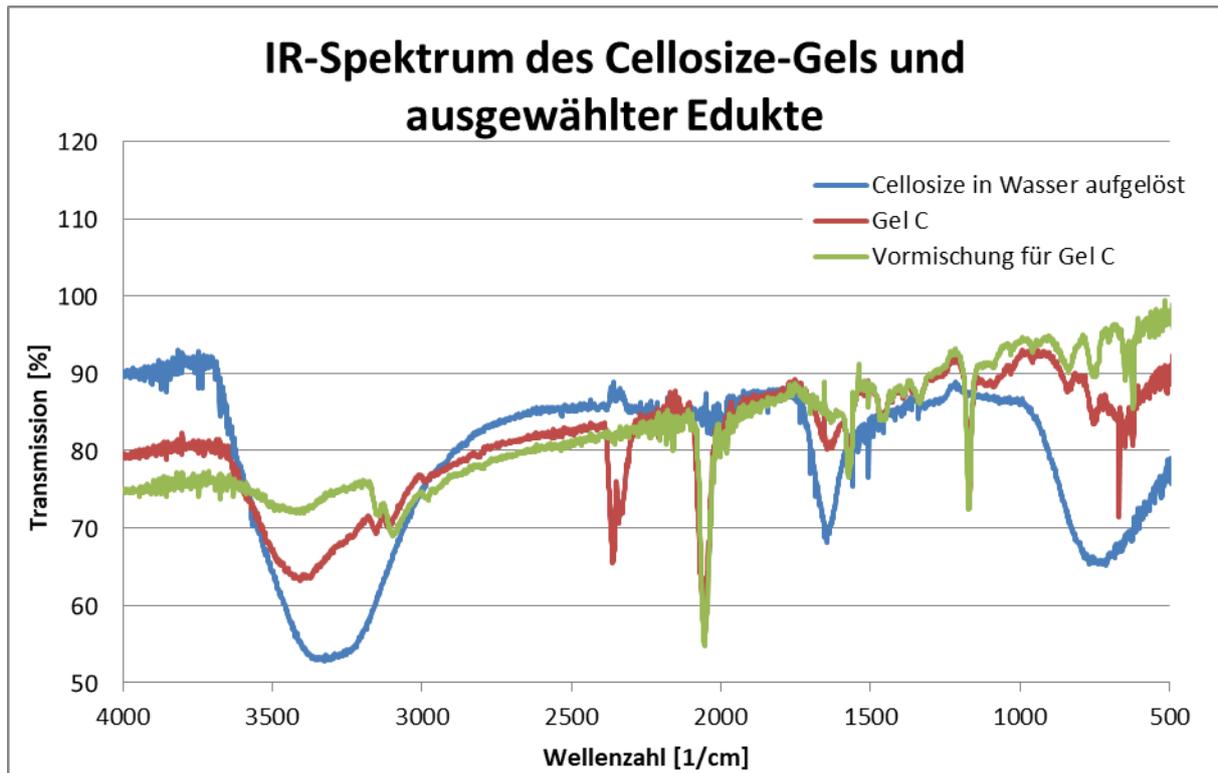


Abbildung 37: IR-Spektren des Gels C und ausgewählter Edukte.

Das Infrarotspektrum zeigt einen Verlauf des Gels (rot), der zwischen dem Verlauf der Geliermittel-Wasser-Mischung (grün) und der Vormischung (blau) liegt. Der einzige Ausreißer dabei ist bei einer Wellenzahl von ca. $\tilde{\nu}_{as} = 2350 \text{ 1/cm}$. Da sich bei dieser Wellenzahl die Bande von CO_2 befindet [103], ist hier von einer Verunreinigung durch das CO_2 aus der Luft auszugehen. Somit ist nachgewiesen, dass keine chemische Reaktion stattfindet und das Stoffgemisch als Gel im Sinne der obigen Definition als homogenes Mehrphasengemisch vorliegt.

4.3. Bestimmung der Scherviskosität der Gele

Da wie bereits erwähnt die Rheologie der Gele einen starken Einfluss auf das Fließverhalten hat, sind fundierte Kenntnisse der rheologischen Eigenschaften der untersuchten Gele unabdingbar. Dazu gehört auch die von der Scherrate abhängige Viskosität. Diese wurde im Scherratenbereich unterhalb von $\dot{\gamma} = 2000 \text{ 1/s}$ mit einem Rotationsrheometer ermittelt. Die Begrenzung des Messbereiches des Rotationsrheometers bei hohen Scherraten liegt zum einen daran, dass das Fluid aus dem Messspalt geschleudert wird, zum anderen an den Leistungsdaten des Rheometers. Somit ist die obere Begrenzung des Messbereiches vom Rotationsrheometer, dem Messgerät und dem vermessenen Fluid abhängig. Im Scherratenbereich oberhalb von $\dot{\gamma} = 2000 \text{ 1/s}$ wurden diese Daten mittels eines Kapillarrheometers gewonnen, wobei die Messungen am Kapillarrheometer extern durchgeführt wurden. Die daraus gewonnenen Viskositätsdaten sind in Abbildung 38 bis Abbildung 40 dargestellt.

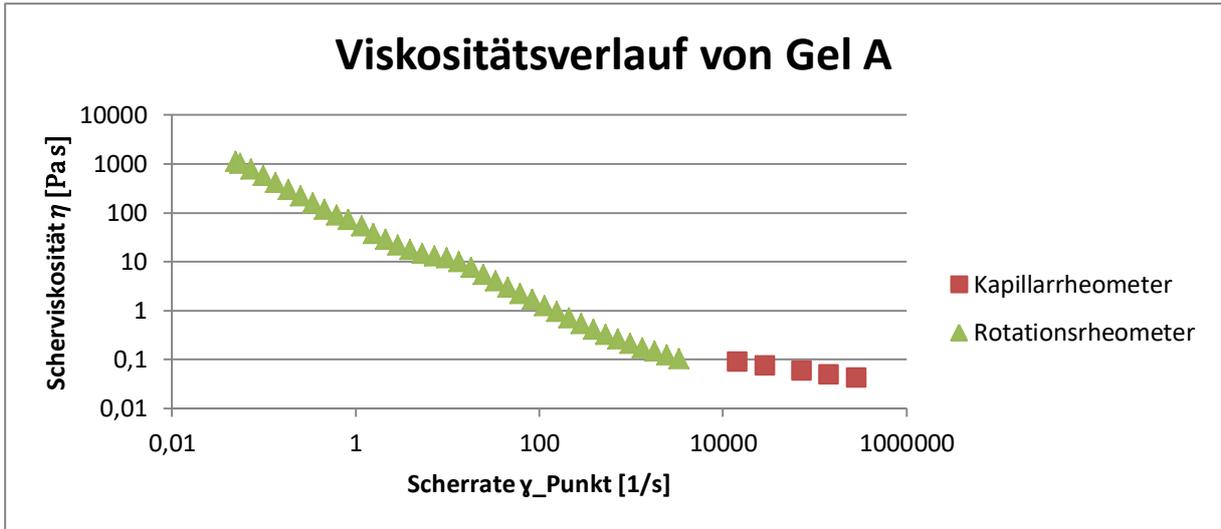


Abbildung 38: Viskositätsverlauf von Gel A.

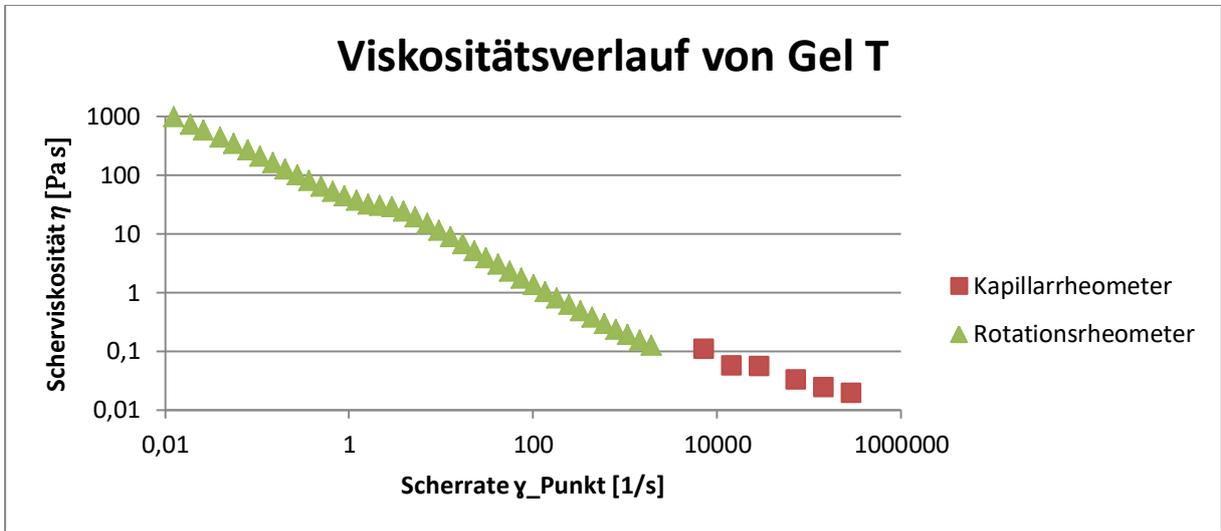


Abbildung 39: Viskositätsverlauf von Gel T.

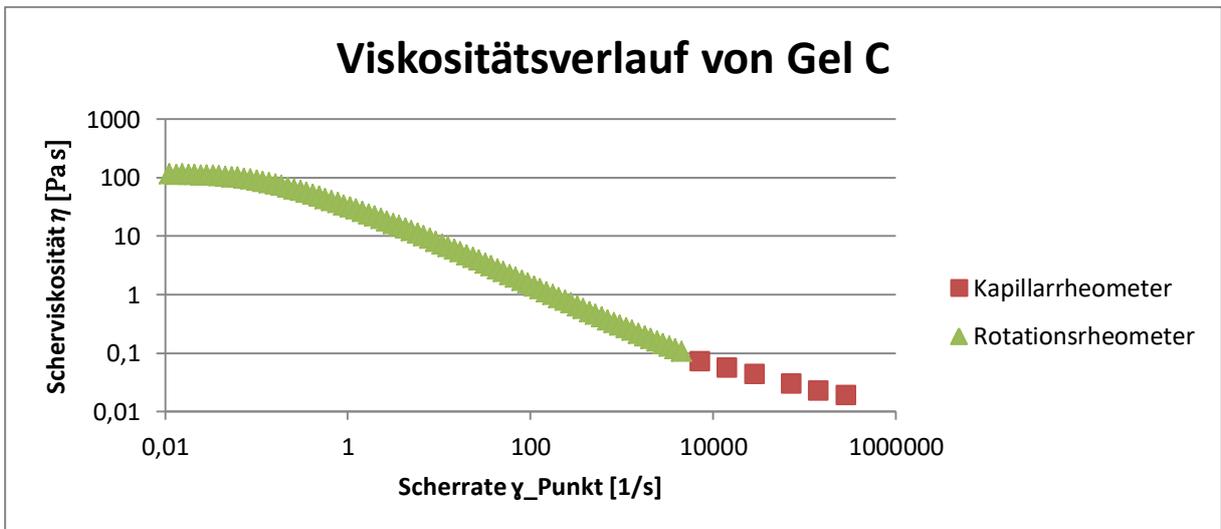


Abbildung 40: Viskositätsverlauf von Gel C.

Es zeigt sich, dass die Viskositätskurve bei hohen Scherraten abflacht, was darauf hindeutet, dass die Viskosität nicht auf null abfällt. Diese Beobachtung deckt sich mit den Ergebnissen von Madlener [18], dass sich die Viskosität von Gelen bei sehr hohen Scherraten der Viskosität ihrer Basisfluide annähert. Aus den obigen Daten lassen sich die Parameter des HBE-Viskositätsmodells ableiten; diese sind in Tabelle 7 in Unterkapitel 4.5 („HBE-Parameter der Gele“) aufgelistet.

4.4. Bestimmung der Fließgrenze

Die Fließgrenze bezeichnet die Schubspannung, ab der ein Gel zu fließen beginnt. Sie ist verantwortlich für den „Plug-Flow“ und dessen Durchmesser. Um die Fließgrenze zu bestimmen, wird das Rotationsrheometer mit einer Kegel-Platte-Geometrie ausgerüstet und mit Gel befüllt. Im Versuch wird das Gel mit einer steigenden Schubspannung beaufschlagt und die dazugehörige Bewegung gemessen („controlled stress“-Messung). Im Bereich unterhalb der Fließgrenze verhält sich das Gel elastisch und die Scherung γ ist proportional zur Schubspannung, womit sie in Abbildung 41 als Gerade zu sehen ist. Sobald die Festkörperstruktur aufgebrochen ist, beginnt das Gel zu fließen und der Verlauf der Scherung γ weicht von einer Geraden ab. Im Idealfall kommt es zu einem starken Anstieg der Auslenkung. Werden beide Kurven bis zu einem Schnittpunkt verlängert, beschreibt die Schubspannung an diesem Punkt die Fließgrenze [104]. Daraus ergibt sich die Fließgrenze für Gel A mit $\tau_0 = 18 \text{ Pa}$, für Gel C mit $\tau_0 = 3 \text{ Pa}$ und für Gel T mit $\tau_0 = 56 \text{ Pa}$.

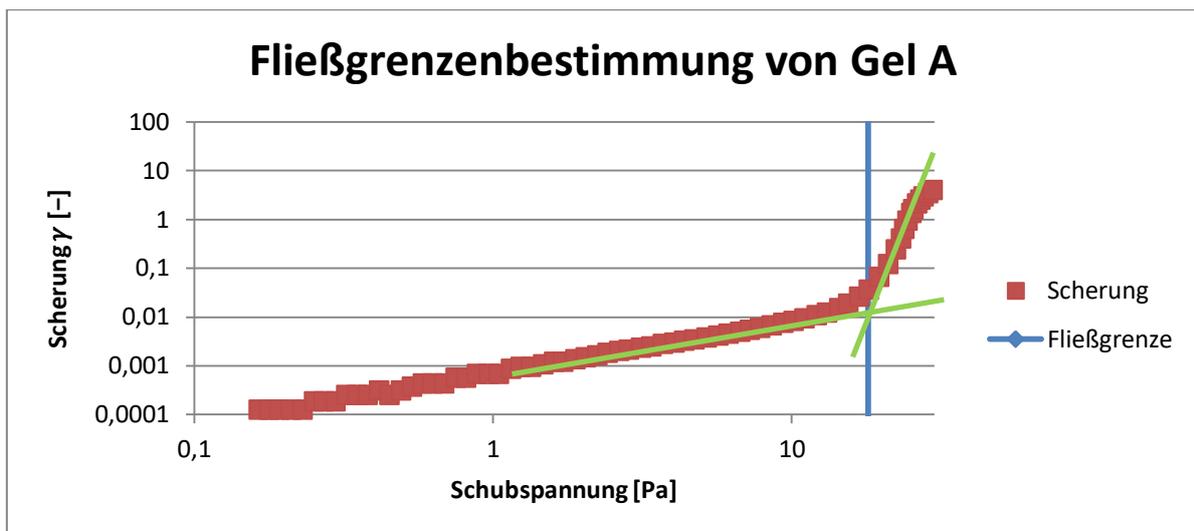


Abbildung 41: Fließgrenzenbestimmung von Gel A.

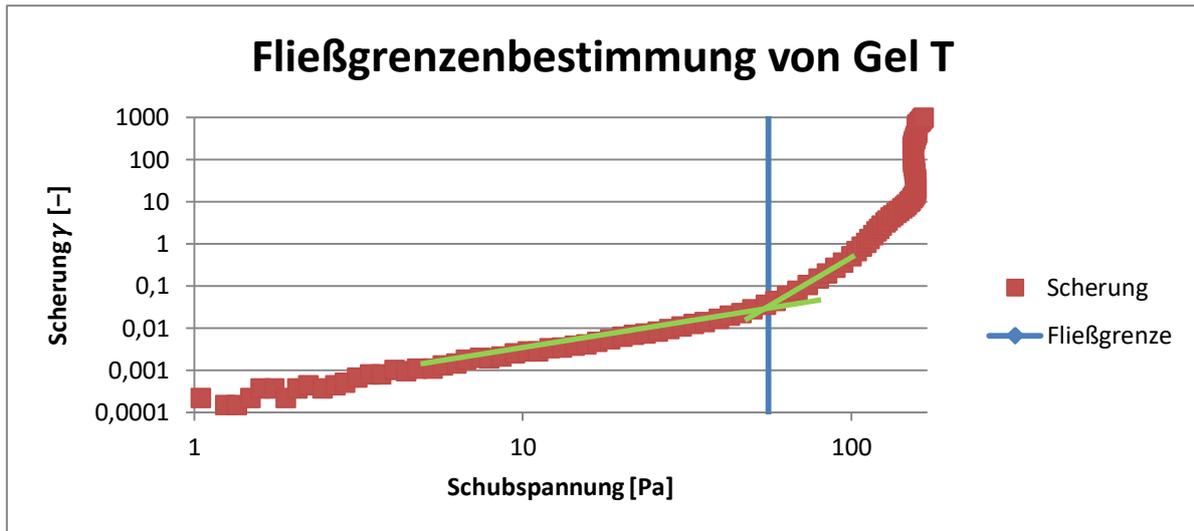


Abbildung 42: Fließgrenzenbestimmung Gel T.

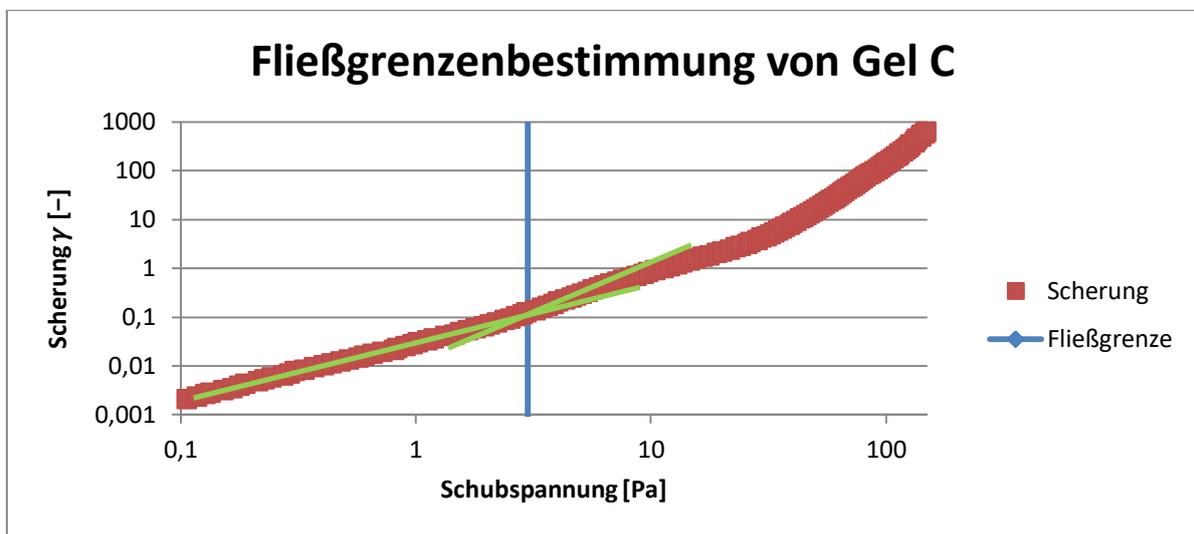


Abbildung 43: Fließgrenzenbestimmung von Gel C.

Alle Parameter des HBE-Modells und auch die Fließgrenzen sind nochmals in Tabelle 7 in Unterkapitel 4.5 („HBE-Parameter der Gele“) zusammengefasst.

4.5. HBE-Parameter der Gele

Der Viskositätsverlauf sowie die Fließgrenze sind relevant, um die Parameter des HBE-Modells zu bestimmen. Daneben ist die Viskosität bei sehr großen Scherraten relevant. Nach Madlener et al. [18] nähert sich diese bei hohen Scherraten an die Viskosität der Basisflüssigkeit an, weshalb die Viskosität der Basisflüssigkeit hier als Viskosität des Gels für unendlich hohe Scherraten angenommen wird. Unten ist nochmals die HBE-Gleichung dargestellt:

$$\eta(\dot{\gamma}) = \frac{\tau_0}{\dot{\gamma}} + K\dot{\gamma}^{n-1} + \eta_\infty \quad (34)$$

Tabelle 7: HBE-Parameter der Gele.

Parameter	Gel A	Gel T	Gel C	Newtonsches Fluid
K [Pa s ⁿ]	47,4	39,9	29,9	0,013
n [-]	0,16	0,29	0,34	1
τ_0 [Pa]	18	56	3	0
η_∞ [Pa s]	0,012	0,012	0,013	0
ρ [kg/m ³]	970	970	1260	947

Die Parameter des newtonschen Fluids sind so gewählt, dass sich eine konstante Viskosität und damit das newtonsche Verhalten eines Fluids ergibt.

4.6. Dehnviskosität der Gele

Die Strömung durch eine Verengung ist eine stark von der Dehnung bestimmte Strömung, weshalb das Wissen über die Dehnviskosität der Gele absolut relevant ist. Daneben bietet sich die Messung der Dehnviskosität in einem Kapillarrheometer an, da sich die Strömungen in der Versuchsgeometrie und in einem Kapillarrheometer ähneln.

Die Dehnviskosität von newtonschen Fluiden lässt sich mittels des Trouton-Verhältnisses Tr bestimmen, das das Verhältnis zwischen der Dehn- und der Scherviskosität beschreibt und bei newtonschen Fluiden unter uniaxialen Spannungen bei $Tr = 3$ liegt [105]:

$$Tr = \frac{\eta_e}{\eta_s} = 3 \quad (35)$$

Für nicht newtonsche Fluide ist dieses Verhältnis nicht konstant und von der Strömung abhängig. Daraus folgt, dass sich für die untersuchten Gele ein solches Verhältnis nicht allgemein angeben lässt, sondern nur für definierte Zustände. Dies ist dadurch bedingt, dass die Dehnviskosität von der Dehnrates und die Scherviskosität von der Scherrate abhängt.

4.6.1. Bagley-Plots

Für die Auswertung der Daten des Kapillarrheometers sind, wie bereits diskutiert, die Bagley-Plots notwendig. Die Bagley-Plots der vermessenen Gele sind in Abbildung 44, Abbildung 45 und Abbildung 46 zu sehen. Anhand der Bagley-Plots kann die Bagley-Korrektur bestimmt werden. Dazu werden die Druckverluste für die jeweilige Geschwindigkeit über dem Durchmesser-Radius-Verhältnis der Kapillare L/R aufgetragen und der Schnittpunkt mit der γ -Achse ermittelt.

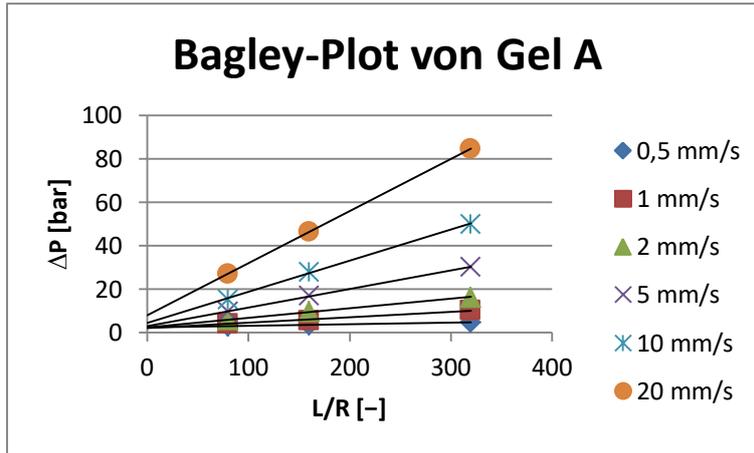


Abbildung 44: Bagley-Plot von Gel A.

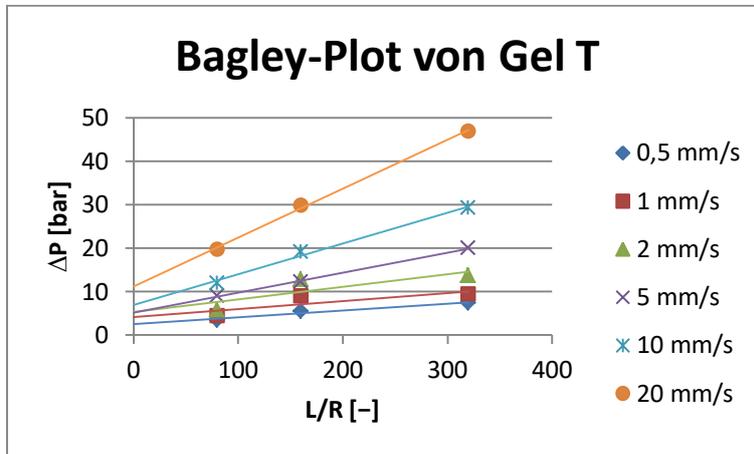


Abbildung 45: Bagley-Plot von Gel T.

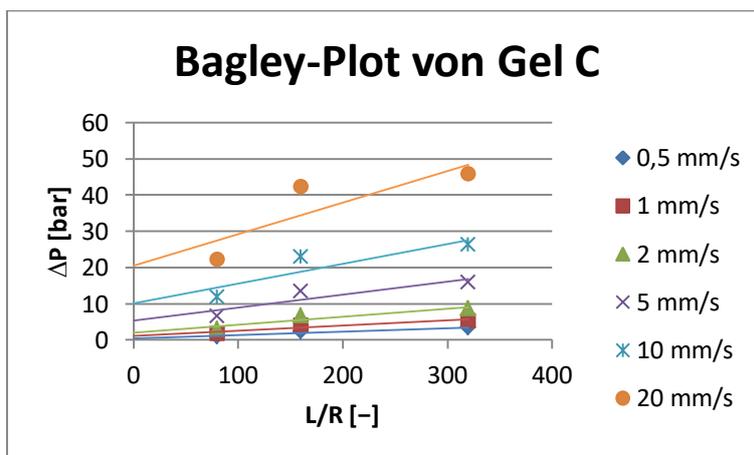


Abbildung 46: Bagley-Plot von Gel C.

Die Einlaufdruckverluste für alle im Kapillarrheometer untersuchten Gele und Scherraten sind in Abbildung 47 zusammengefasst. Zur Bestimmung der Scherrate wurde Gleichung (7) aus Kapitel 2 („Relevante Grundlagen“) herangezogen.

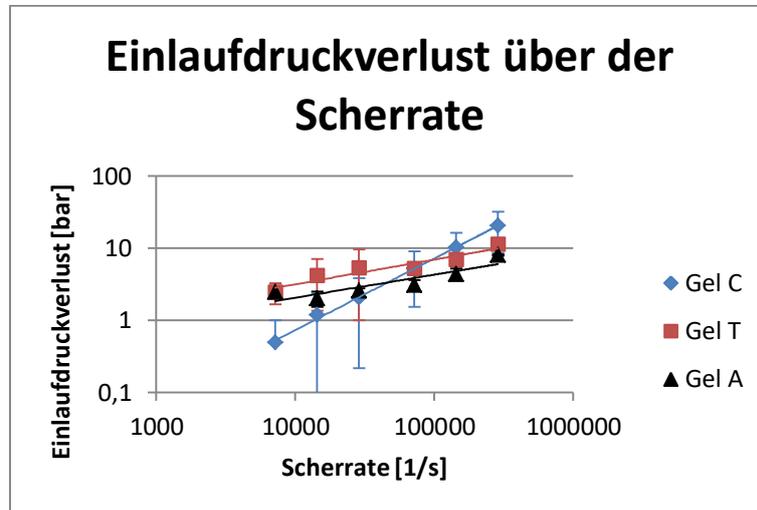


Abbildung 47: Bagley-Korrektur der Gele (aus dem extern beauftragten Messbericht [106]).

4.6.2. Bestimmung der Dehnviskosität

Anhand des im Grundlagenbereich in Unterkapitel 2.1 („Relevante Grundlagen aus der Rheologie“) gezeigten Wegs werden weiterführend die Dehnviskositäten der Gele ermittelt. Die daraus resultierenden Daten sind in Abbildung 48 dargestellt.

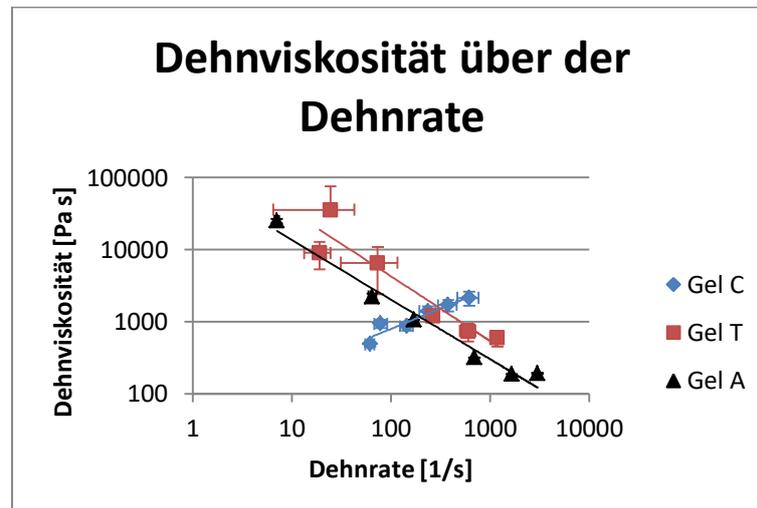


Abbildung 48: Dehnviskosität der Gele (aus dem extern beauftragten Messbericht [106]).

Es zeigt sich, dass für Gel C die Dehnviskosität mit steigender Dehnrade zunimmt, während die Dehnviskosität der Gele A und T mit steigender Dehnrade abnimmt. Die Gele A und T sind dehnverdünnend, während Gel C dehnverdickend ist.

4.7. Relaxationszeit der Gele

Zur Bestimmung der Deborah-Zahl ist die Kenntnis der Relaxationszeit der Gele erforderlich. Da jedoch zwei verschiedene Viskositäten eine Rolle spielen, wird auch die Relaxationszeit auf zwei verschiedene Arten ermittelt: zum einen basierend auf einem Scherprozess und zum anderen basierend auf einem Dehnprozess.

4.7.1. Scherbasierte Relaxationszeit

Zur Bestimmung der Scherrelaxationszeit wurden die untersuchten Gele in einem Rotationsrheometer in einer Kegel-Platte-Geometrie vermessen, da hier die Scherrate über den Radius konstant ist. Dabei wurde schlagartig eine Scherrate von $\dot{\gamma} = 300 \text{ 1/s}$ angelegt und die Zeit ermittelt, bis eine konstante Scherviskosität vorlag. Diese Zeit wird als Relaxationszeit $t_{c,\text{scher}}$ verwendet.

4.7.2. Dehnbasierte Relaxationszeit

Die Dehnrelaxationszeit wurde ebenfalls in einem Rotationsrheometer ermittelt, allerdings wurde hierzu eine Platte-Platte-Geometrie verwendet, da hier nicht die Scherrate, sondern der Plattenabstand für die Berechnung relevant ist und dieser bei einer Platte-Platte-Geometrie an jeder Position gleich ist. Es wurde ein mit Gel gefüllter Spalt von 1 mm Breite eingestellt und dieser schnellstmöglich um 0,2 mm, also 20 % der Spaltbreite, aufgeweitet. Anschließend wurde die Zeit ermittelt, bis sich eine konstante Axialkraft einstellte. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 zu sehen.

Tabelle 8: Relaxationszeiten von Gel C und Gel T.

Gel	Scherrelaxationszeit $t_{c,\text{scher}}$ [s]	Dehnrelaxationszeit $t_{c,\text{dehn}}$ [s]
Gel T	7,2	2,0
Gel C	13	10,5

4.8. Physikalisch-chemische Eigenschaften der Gele

Wie bereits zuvor erwähnt, sind neben den rein physikalischen Eigenschaften auch die mittlere Molekülmasse der Fluide sowie deren Dispersität relevant. Die Molekülmassen der Grundbestandteile der Gele sind in Tabelle 9 aufgelistet.

Tabelle 9: Molekülmassen und Summenformeln der Gelbasisbestandteile.

Name	Summenformel	Molekülmasse M_M [g/mol]
Wasser	H ₂ O	18,02
1-Octanol	C ₈ H ₁₈ O	130,23
PDM-7040	C ₂₈ H ₃₂ O ₂ Si ₃	484,82
1-Ethyl-3-Methylimidazolium (Kation des IL)	C ₆ H ₁₀ N ₂	110,16
Thiocyanat (Anion des IL)	SCN	58,08

Daraus lassen sich unter Berücksichtigung der Vereinfachung, dass nur die Basisfluide der Gele zur Ermittlung der mittleren Molekülmasse herangezogen werden, die in Tabelle 10 aufgezeigten Werte ermitteln. Diese Werte werden zur Untersuchung der Schmelzbruchkriterien in Unterkapitel 7.1 Schmelzbruch benötigt.

Tabelle 10: Mittlere Molekülmassen und Dispersität der Basisfluide.

Fluid	Mittlere Molekülmasse M_w (Massenmittel) [g/mol]	Mittlere Molekülmasse M_n (Zahlenmittel) [g/mol]	Dispersität Q [-]
Gel A	289,59	194	1,49
Gel C	59,83	34,84	1,71
Gel T	311,3	205,65	1,5
Newtonsches Fluid	335,89	226,17	1,48

4.9. Einfluss des Geliertmittels auf den spezifischen Impuls

Die Geliertmittel beeinflussen neben den rheologischen Eigenschaften auch die Leistung der Treibstoffe bei der Verbrennung in der Raketenbrennkammer. Um diesen Einfluss abzuschätzen, wurde mittels des NASA CEA eine Modellrechnung durchgeführt. Hierzu wurde als Treibstoff Nitromethan verwendet und als Oxidator Wasserstoffperoxid mit einem Wassergehalt von 2 %. Das Ergebnis ist in Abbildung 49 aufgezeigt. Es ist zu sehen, dass Aerosil unabhängig vom Oxidatormasse-Treibstoffmasse-Verhältnis einen negativen Einfluss auf den spezifischen Impuls hat. Das kann dadurch erklärt werden, dass Aerosil aus Siliciumdioxid (SiO_2) besteht. Da das Silicium bereits oxidiert ist und den Sauerstoff auch nicht für die chemischen Reaktionen zur Verfügung stellt, nimmt Aerosil nicht an den Verbrennungsreaktionen in der Brennkammer teil. Dadurch steht im Vergleich zu unvergelmtem Treibstoff bei gleicher Treibstoffmasse weniger reaktiver Treibstoff zur Verfügung. Zusätzlich wird das Aerosil in der Brennkammer mit erhitzt und entzieht den Abgasen Energie. Somit wirkt sich Aerosil in zweifacher Weise negativ auf den spezifischen Impuls aus. Anders ist die Situation mit den Geliertmitteln Cellosize und Thixo-2. Beide sorgen für eine Verschiebung der Kurve hin zu einem höheren Oxidatoranteil. Da sowohl Cellosize als auch Thixo-2 an der Verbrennung teilnehmen, wird mehr Sauerstoff benötigt, was den erhöhten Oxidatorbedarf erklärt. Die Kurve für das Thixo-2-Gel ist deutlich weiter nach rechts verschoben und als Monopropellant, also ohne zusätzlichen Oxidator, ist der spezifische Impuls deutlich kleiner. Thixo-2 besteht in erster Linie aus Kohlenstoff und Wasserstoff, die Sauerstoff benötigen, um zu verbrennen. Da Nitromethan sich jedoch unter Sauerstoffmangel zersetzt, kann Thixo-2 ohne ausreichende Oxidatorzugabe nicht oxidiert werden und zu einer Erhöhung des spezifischen Impulses beitragen. Der geringere Anteil von Geliertmittel und ein gewisser Sauerstoffanteil in der Cellulose des Cellosize-Gels sorgen dafür, dass nur eine geringe Abweichung zum reinen Brennstoff auftritt.

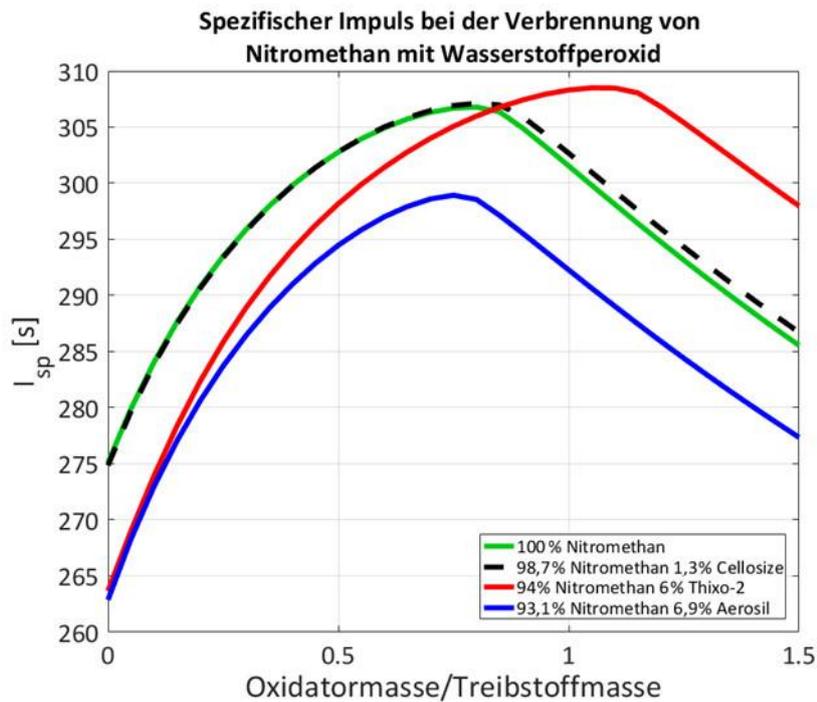


Abbildung 49: Spezifischer Impuls von Nitromethan und nitromethan-basierter Gelen; der spezifische Impuls wurde mittels der NASA CEA berechnet, der Brennkammerdruck in diesem Beispiel ist 70 bar, das Expansionsverhältnis beträgt 16.

Wie in Abbildung 49 zu sehen, ist das Cellosize-Gel als Monopropellant am besten geeignet, während als Geliermittel für ein Bipropellant-Gel auch Thixo-2 eine gute Wahl ist. Aerosil bietet bei allen Oxidatormasse-Treibstoffmasse-Verhältnissen eine deutlich schlechtere Leistung als der reine Treibstoff.

5 Versuchsaufbauten

Für die Durchführung der Versuche wurden spezielle Versuchsaufbauten entworfen und gefertigt. Im Folgenden werden sowohl der Versuchsaufbau zur Bestimmung der Genauigkeit der Druckmessung als auch der Aufbau für die Hauptversuche, bei denen die Strömung analysiert wurde, beschrieben.

5.1. Optische Messtechnik

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete optische Messtechnik ist die Particle Image Velocimetry (PIV). Da aufgrund der Geometrie die Anpassung des Brechungsindex der Fluide erforderlich war, wird im Folgenden neben dem Funktionsprinzip der PIV auch die Anpassung des Brechungsindex beschrieben.

5.1.1. Particle-Image-Velocimetry (PIV)

Ziel der Particle-Image-Velocimetry (PIV) ist es, die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb einer Strömung zu untersuchen. Dabei werden Partikel, sogenanntes Seeding, in ein strömendes Fluid eingebracht, die dessen Bewegung folgen. Damit die Partikel der Strömung optimal folgen, muss ihre Dichte möglichst nah an der des Fluids liegen. Außerdem sollten sie möglichst klein sein, um einen geringen Einfluss auf die Strömung zu haben, allerdings noch so groß, dass ausreichend Licht für die Kameraaufnahmen reflektiert wird. Da abgesehen von den Partikeln keine die Strömung störenden Instrumente in die Strömung eingebracht werden, kann die Strömung weitestgehend unbeeinflusst untersucht werden.

Das verwendete PIV-System wurde von der Firma Dantec Dynamics bezogen. Die Betriebssoftware für das PIV-System sowie die Software zur Auswertung der PIV-Daten stammen ebenfalls von Dantec Dynamics. Der verwendete Doppelpuls laser Nano L 200-15 PIV stammt von der Firma Litron Lasers Ltd. und verfügt über zwei Kavitäten, die je mit einer maximalen Frequenz von 15 Hz und einer Wellenlänge von 1064 nm arbeiten, wobei die Wellenlänge über einen Kristall auf 532 nm halbiert wird [107]. Bei der Kamera handelt es sich um eine FlowSense EO 4M-32 der Firma Dantec Dynamics mit einer maximalen Einzelbildrate von 32 Hz und einer Auflösung von 2048 × 2048 Pixeln [108]. Für Gel C und das newtonsche Fluid wurden Polyamidpartikel mit einem mittleren Durchmesser von 20 µm eingesetzt [109]. Für Gel T wurden als Seeding aufgrund der besseren Reflexionseigenschaften versilberte Glashohlkugeln der Firma LaVision mit einem mittleren Durchmesser von 20 µm und einer Dichte von 1,7 g/cm³ verwendet [110]. Auch wenn für die versilberten Glashohlkugeln der Dichteunterschied groß ist, überwiegt der Vorteil der besseren Reflexion, da somit Messungen überhaupt erst möglich wurden.

Für eine Stokes-Zahl $St \ll 1$ ist gutes Folgeverhalten gewährleistet. Die Stokes-Zahl St lässt sich mit Gleichung (36) bestimmen.

$$St = \frac{\rho_p \cdot d_p^2}{18 \cdot \eta_{Fluid}} \cdot u_{mean} \quad (36)$$

mit

ρ_p = Partikeldichte

d_p = Partikeldurchmesser

η_{Fluid} = Fluidviskosität

$r_1 - r_2$ = Differenz der Radien als charakteristische Länge

u_{mean} = mittlere Geschwindigkeit

Mit $St_{min} = 3 \cdot 10^{-5}$ für die Glashohlkugel ist ein gutes Folgeverhalten gewährleistet.

Um eine Messung durchzuführen, werden der Laser, eine entsprechende Optik sowie eine Kamera benötigt. Außerdem muss die Strömung im Falle eines zweidimensionalen Messbereiches und einer zweidimensionalen Geschwindigkeitsermittlung von zwei Seiten optisch zugänglich sein. Die Seedingpartikel werden in die Strömung eingebracht und der Laser mittels einer Optik so geweitet, dass bei einem 2-D-Messbereich eine Ebene ausgeleuchtet wird. Der Laser sowie eine Kamera werden so getriggert, dass kurz aufeinander folgend zwei Bilder des Messbereiches aufgenommen werden. Um das Geschwindigkeitsfeld zu ermitteln, wird mittels einer Kreuzkorrelation die Helligkeitsverteilung der beiden Bilder verglichen und deren Verschiebung an den einzelnen Positionen ermittelt. Im Gegensatz zur Particle Tracking Velocimetry wird nicht die Verschiebung der einzelnen Partikel, sondern die der Helligkeitsverteilung bestimmt. Weitere Informationen sind in der vielfältigen Fachliteratur (z. B. [111]) zu finden.

5.1.2. Brechungsindex und seine Anpassung

Von besonderer Bedeutung ist bei dem verwendeten Aufbau die Lichtbrechung, da es bedingt durch die zylindrische Geometrie des Strömungskanals nicht möglich ist, Licht ausschließlich senkrecht auf Mediengrenzflächen auftreffen zu lassen. Wird das Licht an den Mediengrenzflächen gebrochen, führt das zu einer Verzerrung des Bildes und infolgedessen zu falschen Geschwindigkeitsvektoren. Da die Strömung von einem Laser beleuchtet wird und die Reflexionen dieser Beleuchtung mittels einer Kamera aufgenommen werden, muss das Licht insgesamt vier relevante Mediengrenzflächen passieren: Das Laserlicht muss zuerst aus der Luft in die Messstrecke (Grenzfläche 1) und von dort in das strömende Fluid (Grenzfläche 2) eindringen. Dort wird es von den Partikeln reflektiert und durchdringt zuerst die Grenzfläche zwischen Strömung und Messstrecke (Grenzfläche 3). Anschließend gelangt das Licht von der Messstrecke in die umgebende Luft (Grenzfläche 4). Dieser Weg des Lichts ist in Abbildung 50 zu sehen.

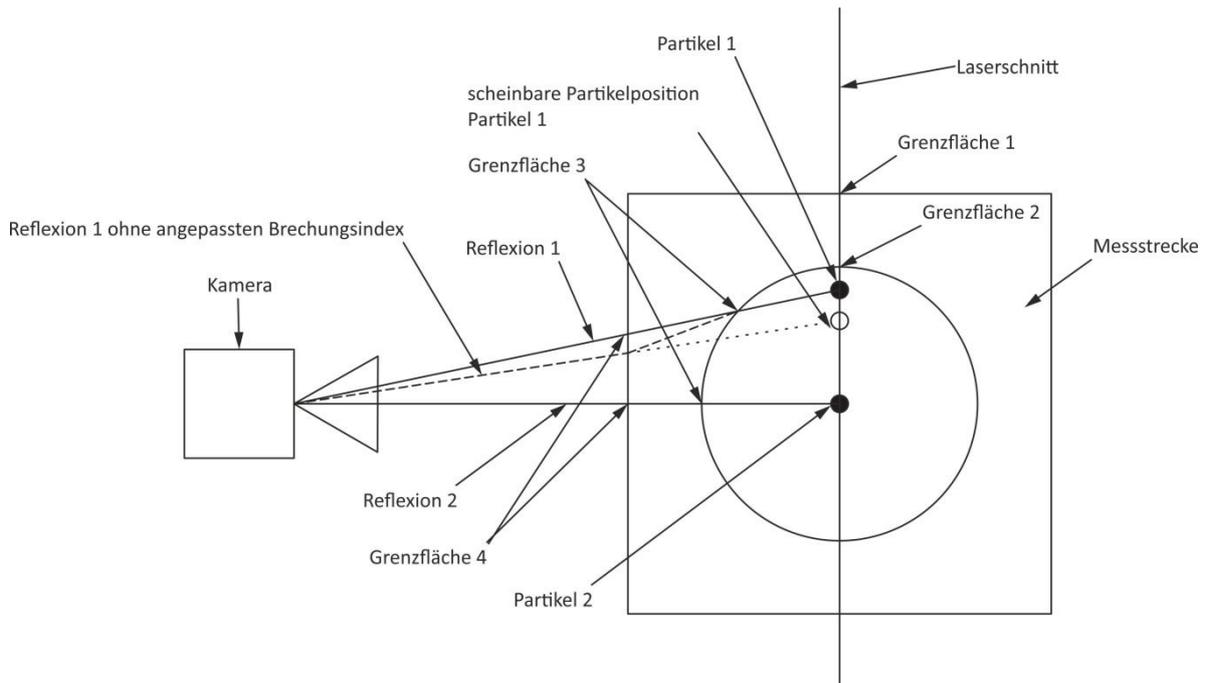


Abbildung 50: Weg des Laserlichts von der Lichtschnittoptik bis zur Kamera.

Der Brechungsindex n ist wie folgt definiert, wobei c die Lichtgeschwindigkeit in den jeweiligen Medien ist:

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_1}{c_2} \quad (37)$$

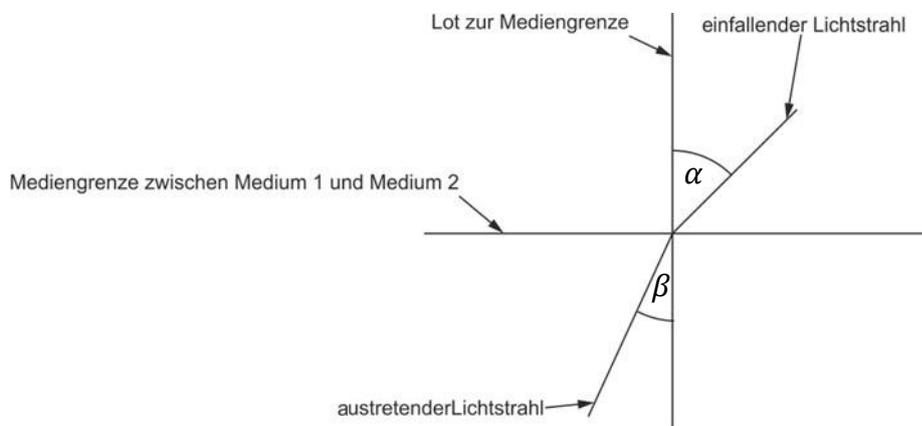


Abbildung 51: Schematische Darstellung der Lichtbrechung.

Die Ablenkung des Lichts an einer Mediengrenzfläche lässt sich aus der Definition des Brechungsindex ableiten und mit Gleichung (38) bestimmen.

$$\sin \alpha = \frac{n_1}{n_2} \cdot \sin \beta \quad (38)$$

In Gleichung (38) sind zwei Abhängigkeiten des Brechungswinkels α zu erkennen. Zum einen gibt es die Abhängigkeit vom Winkel β zwischen der Grenzfläche und dem eintretenden Lichtstrahl. Beträgt dieser Winkel $\beta = 90^\circ$, tritt unabhängig von den anderen Parametern der

Gleichung keine Ablenkung auf. Der zweite Einflussfaktor sind die Brechungsindizes der Medien. Der Brechungsindex n_{Luft} der Luft liegt bei ca. 1 und ist unter den Versuchsbedingungen nicht oder nur sehr schwer zu beeinflussen. Die Messstrecke besteht aus Plexiglas, womit auch hier der Brechungsindex gegeben ist. Deshalb müssen die Übergangsflächen zwischen der umgebenden Luft und der Messstrecke rechtwinklig zum Lichtstrahl sein, um eine Lichtbrechung zu vermeiden. Im gegebenen Versuchsaufbau stellen die Grenzflächen 1, 2 und 4 keine Herausforderung dar, da alle problemlos rechtwinklig zum Lichtstrahl ausgerichtet werden können. Grenzfläche 3 stellt insofern eine Herausforderung dar, als abhängig von der Partikelposition der Winkel an Grenzfläche 3 variiert und mehrere Partikel zur gleichen Zeit aufgenommen werden, was zur Folge hat, dass der Winkel nicht für alle Partikel gleichzeitig auf 90° eingestellt werden kann. Deshalb war es erforderlich, den Brechungsindex des Fluids an den von Plexiglas anzupassen. Wie aus Gleichung (38) ersichtlich ist, sind, falls die Brechungsindizes n_1 und n_2 gleich sind, die Winkel β und α ebenfalls identisch. Somit kommt es durch die Anpassung des Brechungsindex der Fluide zu keiner oder nur einer geringen Lichtbrechung.

5.2. Druckmessstellen-Vorversuch

Ein wesentlicher Aspekt bei den durchgeführten Strömungsuntersuchungen ist die Druckmessung und somit ist ein punktueller Zugang zur Messstrecke erforderlich. Die verwendeten Drucksensoren (ATM.1ST der Firma STS Sensor Technik Sirmach AG [112] mit $P_{max} = 35 \text{ bar}$ und einem Fehler von $0,1 \% P_{max}$) verfügen über eine Membran mit einem Durchmesser von $\frac{1}{2}''$ (13,85 mm) und sind somit für eine direkte Montage in einem Strömungskanal mit 12 mm und weniger im Durchmesser ungeeignet. Deshalb wurde entschieden, die Sensoren über eine Kapillare mit dem Strömungskanal zu verbinden. Diese Kapillare wurde möglichst kurz ausgeführt, um ihren Einfluss auf die Druckmessung zu minimieren.

Um die Abweichung der Druckmessung durch die Kapillare abschätzen zu können, wurde ein Vorversuch entworfen und der dazugehörige Versuchsaufbau gefertigt. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 52 zu sehen.

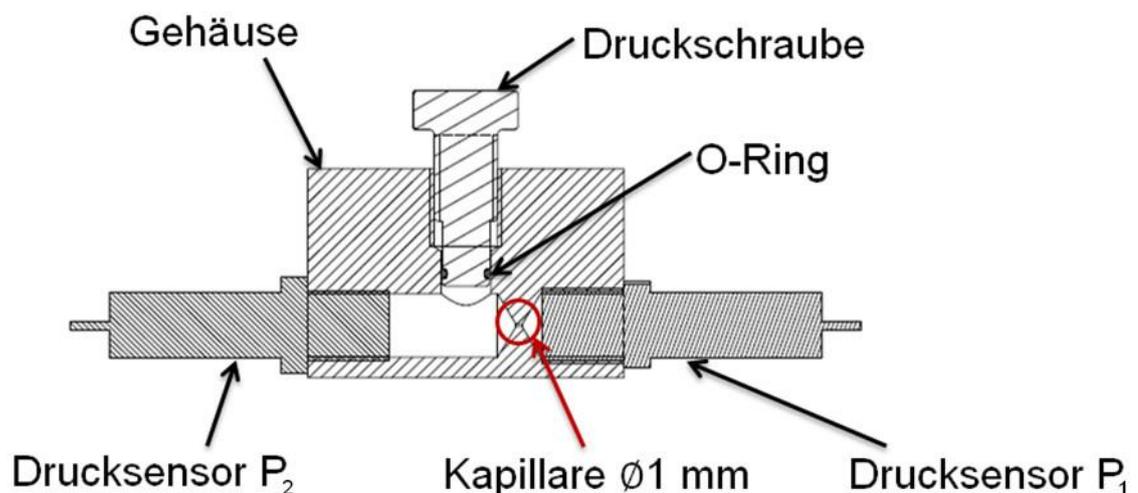


Abbildung 52: Vorversuch zur Ermittlung des Messfehlers durch die Kapillare [113].

Bei dieser Voruntersuchung wurden zwei Drucksensoren in einen Plexiglasblock eingeschraubt und der Druck in einer Druckkammer gemessen. Der Plexiglasblock ermöglichte einen Einblick in den bedrückten Bereich und erlaubte es, das Luftvolumen, insbesondere hinter der Kapillare, abzuschätzen. Mit einem der Drucksensoren wurde der Druck in der Druckkammer direkt gemessen (Drucksensor P_2), der andere Drucksensor (Drucksensor P_1) wurde über eine Kapillare der gleichen Länge und des gleichen Durchmessers wie im finalen Versuchsaufbau mit der Druckkammer verbunden. Die Drucksensoren wurden im Aufbau durch eine konstante Druckbeaufschlagung mit Wasser abgeglichen, um eine möglichst präzise Druckmessung zu erreichen. Die Druckkammer und der Raum hinter der Kapillare wurden anschließend mit Gel befüllt. Dabei waren Lufteinschlüsse in der Druckkammer erforderlich, um den Druck besser regeln zu können, da Luft ein kompressibles Medium ist und somit der Druck bei einer Volumenreduktion graduell zunimmt. Durch Drehen an der Bedrückungsschraube wurde der Druck in der Druckkammer variiert und verschiedene Druckprofile abgefahren. Zum einen wurde das System mit Druck beaufschlagt und in diesem Zustand belassen, zum anderen wurde durch Drehen an der Schraube ein schwankender Druck erzeugt.

5.2.1. Statische Druckabweichung

Zur Ermittlung der bleibenden Druckabweichung wurde das System mit Druck beaufschlagt und in diesem Zustand für $t = 600$ s belassen. Die Druckaufzeichnung zu diesem Versuch ist in Abbildung 53 zu sehen. Zu Beginn sind starke Druckschwankungen (rote und schwarze, nahezu deckungsgleiche Kurven) zu sehen; in dieser Phase wurde der Druck aufgebaut und fiel anschließend vermutlich durch Setzungsprozesse der Dichtungen schnell ab. Ab einer Zeit von ungefähr $t = 30$ s fällt der Druck durch Leckage des Systems langsam ab. Blau dargestellt ist die Differenz der beiden Drucksensoren, wobei die Skala für die Druckdifferenz deutlich anders ist als die der tatsächlichen Drücke. Es ist zu sehen, dass sich nach einer Versuchsdauer von $t = 600$ s eine Druckdifferenz von $\Delta P_{stat} = 0,1$ bar einstellt. Dieser Wert war über mehrere Versuche hinweg vom Anteil der Luft hinter der Kapillare unabhängig.

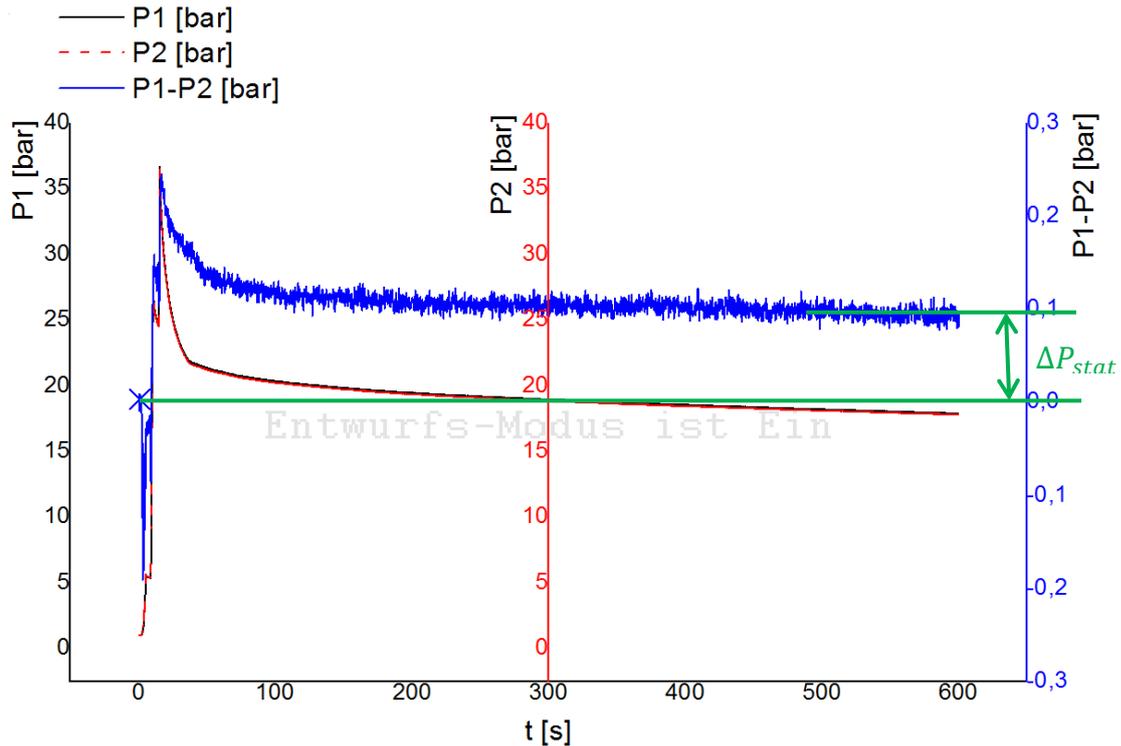


Abbildung 53: Ermittlung der statischen Abweichung des Druckes durch die Kapillare [113].

Der Druck in den Versuchen überstieg den in diesem Versuchsaufbau gemessenen Druck nicht. Daraus wurde auf eine maximal durch die Kapillare verursachte bleibende Druckabweichung von $\Delta P_{stat} = 0,1$ bar geschlossen.

5.2.2. Zeitliche Druckabweichung

Neben der rein statischen Druckabweichung war durch die Kapillare auch eine zeitliche Druckabweichung zu erwarten, da das Gel Zeit benötigt, um in den Raum hinter der Kapillare zu strömen und dort den Druck aufzubauen. Um dies festzustellen, wurde die Druckkammer mit schwankendem Druck beaufschlagt und anhand des Druckgradienten und der Druckdifferenz der beiden Drucksensoren eine Zeitverzögerung bestimmt. Der Verlauf der Drücke und der Druckdifferenz in diesem Versuch ist in Abbildung 54 gezeigt.

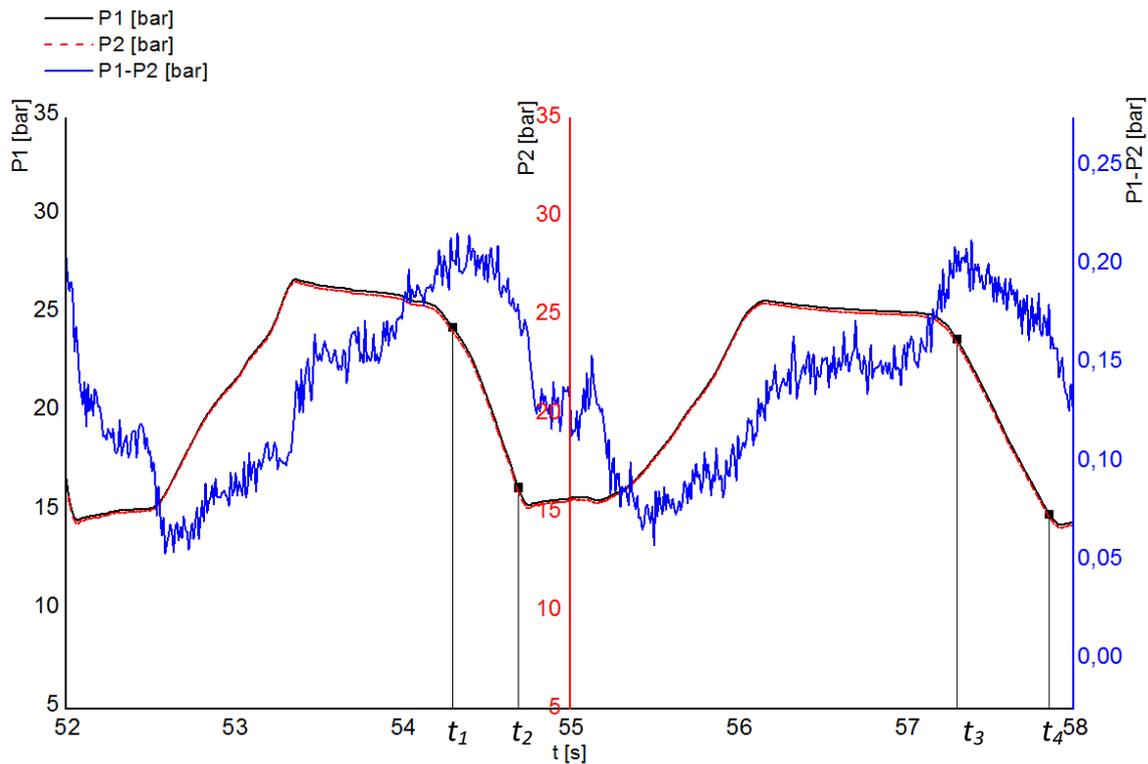


Abbildung 54: Ermittlung der zeitlichen Verzögerung durch die Kapillare [113].

Als Beispiele für die Ermittlung der zeitlichen Verzögerung werden die beiden Abschnitte zwischen t_1 und t_2 sowie zwischen t_3 und t_4 herangezogen. Es handelt sich hierbei um die Abschnitte, die näherungsweise über einen konstanten Druckgradienten verfügen. Die Zeitverzögerung t_{delay} wurde mit der in Gleichung (39) ermittelt.

$$t_{delay} = \frac{P_1 - P_2}{\frac{\Delta P}{\Delta t}} \quad (39)$$

Die Inputparameter und die Ergebnisse von Gleichung (39) sind in Tabelle 11 aufgelistet; diese Versuche zeigten eine maximale Verzögerung bei der Messung von $t_{delay} = 13$ ms. Auch dieses Ergebnis wurde von weiteren Versuchen und Messpunkten bestätigt.

Tabelle 11: Einfluss der Kapillare auf die Druckmessung [113].

t	ΔP [bar]	Δt [s]	$P_1 - P_2$ [bar]	t_{delay} [ms]
t_1 bis t_2	8,12	0,39	0,22	10,6
t_3 bis t_4	8,86	0,55	0,21	13,0

Die Dynamik ermöglicht keine Ermittlung von Druckschwankungen über ca. 75 Hz, da die Reaktionszeit aufgrund der Fluidbewegung stark eingeschränkt ist. Somit sind die Druckmessungen auf statische Messungen beschränkt. Die statische Druckabweichung ist im Bereich der Sensorungenaugkeit und spielt bei der Berechnung des Druckverlustes nur eine

untergeordnete Rolle, da sich die Abweichungen der einzelnen statischen Druckabweichungen gegenseitig aufheben. Weitere Informationen hierzu sind in Unterkapitel 10.5 („Messfehler und Fehlerfortpflanzung in der Druckmessung“) zu finden.

5.3. Hauptversuch – Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau wurde speziell für die Strömungsversuche entworfen, konstruiert und im Hinblick auf Materialverträglichkeit untersucht. Schematisch ist der Versuchsaufbau in Abbildung 55 dargestellt.

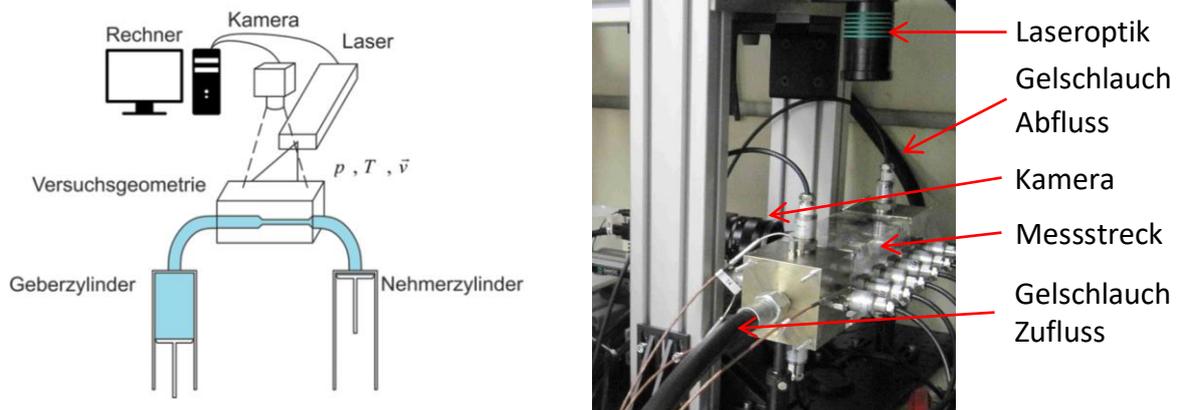


Abbildung 55: Links: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus [114]; rechts: Foto des Versuchsaufbaus.

Hauptbestandteile des Versuchsaufbaus sind die zwei Zylinder, welche als Vorratszylinder für das zu untersuchende Gel dienen, ein Ein- und ein Auslaufstück zur Bestimmung der Strömungsbedingungen vor und nach der Versuchsgeometrie sowie eine Messstrecke, welche flexibel ausgetauscht werden kann.

Für die Messstrecken wurde der Werkstoff Plexiglas gewählt, da Plexiglas gegenüber den Bestandteilen der verwendeten Gele beständig ist. Außerdem ist Plexiglas klar und, insbesondere im Vergleich zu spröden Werkstoffen wie beispielsweise Glas, leicht zu bearbeiten.



Abbildung 56: Abbildung einer Messstrecke; das Gel fließt im Versuch von links nach rechts, die Drucksensoren befinden sich im Versuch auf der Rückseite und die Temperatursensoren an der Unterseite (aus [115]).

Das System wurde auf einen Druck von bis zu 35 bar ausgelegt; deshalb müssen alle Komponenten diesem Druck standhalten, auch die Gelzylinder mit 200 mm Innendurchmesser. Dies führt zu einer sehr robusten Bauweise, wie in Abbildung 57 zu sehen ist. Die Zylinder bestehen jeweils aus einem Zylinderrohr, einer Grundplatte, einem Kolben sowie einem Deckel mit einem Anschluss für den Gelschlauch. Im Deckel werden auch der Druck und die Temperatur im Zylinder gemessen. Darunter befindet sich das Zylinderrohr, welches das Vorratsvolumen für das Gel bildet. Im Inneren des Zylinders wird mithilfe eines Kolbens das Gel ausgedrückt. Die Abdichtung des Kolbens gegenüber dem Zylinder erfolgt mittels eines Dichtungsringes des Typs Turcon AQ Seal 5 der Firma Trelleborg. Die Verbindung des Zylinders mit der Hydraulikpresse erfolgt über eine Verbindungsplatte, welche mit der Hydraulikanlage und dem Zylinderrohr verschraubt wird.

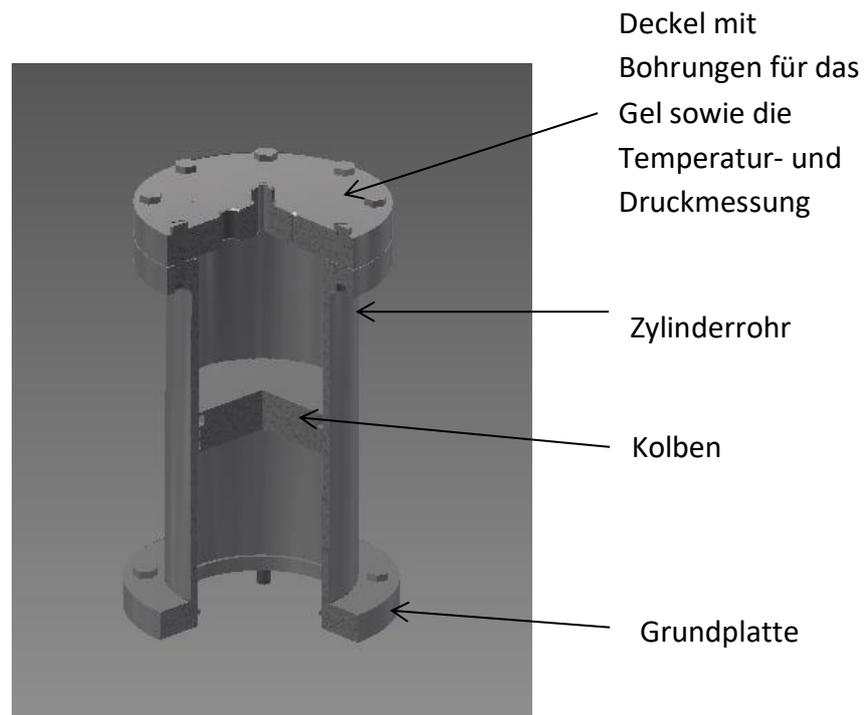


Abbildung 57: Schnitt durch einen der Gelzylinder.

Um die Gele aus dem Geberzylinder in das Einlaufstück und vom Auslaufstück in den anderen Zylinder zu transportieren, wurden die Zylinder mit den Einlaufstücken mittels glattwandiger Schläuche mit einer Länge von 1,5 m verbunden. Aufgrund des begrenzten Platzes im Bereich des Versuchsaufbaus war es erforderlich, die Schläuche zu krümmen, wodurch die Konditionierung der Gelströmung in den Schläuchen nicht in einer ungekrümmten Rohrströmung erfolgen konnte. Die Krümmung der Schläuche wurde möglichst gering gehalten, sodass der minimale Biegeradius der Schläuche 15 cm betrug. Das Länge-Durchmesser-Verhältnis der Schläuche war $L/D = 121$. Diese große Einlaufänge sollte, möglichst unabhängig vom Medium, eine voll ausgebildete Rohrströmung ermöglichen. In den Versuchen konnte auch gezeigt werden, dass die Einlaufstrecke ausreichend war, wie in Abschnitt 6.2.5 („Strömungsprofil zu Beginn der optischen Messung“) zu sehen ist.

Um die gewonnenen Erkenntnisse möglichst vielseitig verwenden zu können, wurden drei verschiedene Durchmesserhältnisse untersucht. Als feste Parameter wurde der

Einlaufdurchmesser des Rohres mit kreisförmigem Querschnitt und der Winkel der Verengung auf 118° festgelegt. Als Auslaufdurchmesser wurden Werte von 4 mm, 5 mm und 8 mm gewählt. Diese sind an die üblichen Durchmesserhältnisse in den bei den Gelversuchen verwendeten Prallinjektoren angelehnt.

Aufgrund der Unverträglichkeit einer der Gelbestandteile des ionischen Liquids mit allen für den Versuchsaufbau in Betracht gezogenen Metallen war es erforderlich, die Oberflächen des Versuchsaufbaus mit einem teilfluorierten Kunststoff, SafeCoat 786 der Firma Impreglon, zu beschichten. Das Problem des ionischen Liquids liegt darin, dass die enthaltene Thiocyanatgruppe mit Metallen reagiert. Getestet wurden hierzu Stahl, Edelstahl, Nickel, Kupfer, Messing, Chrom und Aluminium. Diese Versuche sind in Abbildung 58 zu sehen.



Abbildung 58: Verfärbung des ionischen Liquids nach 15 Tagen mit Metallen; von links nach rechts: Galvano Nickel, Kupfer, Messing, Aluminium, Edelstahl.

Zur Förderung der Gele wurde ein Hydrauliksystem mit Arbeitsdrücken von bis zu 200 bar verwendet. Durch das Flächenverhältnis zwischen Hydraulikzylinder und Gelzylinder waren Drücke im Gelsystem von bis zu 35 bar möglich. Dieses Flächenverhältnis stellte zusammen mit dem Fördervolumen der Hydraulikpumpen das Optimum dar, um größtmögliche Strömungsgeschwindigkeiten im Gelsystem zu realisieren. Die extra für diesen Versuchsaufbau gefertigte Steuerung ermöglichte eine manuelle sowie eine computergesteuerte Bedienung der Hydraulik.



Abbildung 59: Hydraulik zur Gelförderung.

Der Versuchsaufbau ist mit 14 Thermoelementen, 14 Drucksensoren, einem Wegmesssensor und dem zuvor beschriebenen Particle-Image-Velocimetry(PIV)-System der Firma Dantec Dynamics bestückt. In Abbildung 60 ist ein Teil des Versuchsaufbaus zu sehen. Oben ist die Lichtschnittoptik zu erkennen, links ansatzweise die Kamera und links unten die Schnittstelle zum Messwerterfassungssystem.

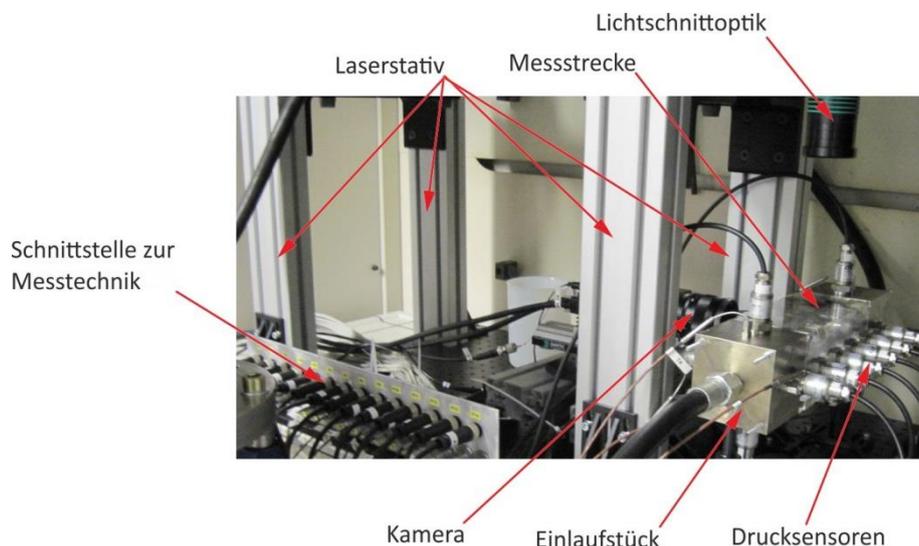


Abbildung 60: Versuchsaufbau mit PIV-Laser.

Abbildung 61 links zeigt die Messstrecke etwas detaillierter und aus einem anderen Blickwinkel als Abbildung 60. Hier ist die Kamera zu sehen, genauso wie das Gel im Strömungskanal. Daneben ist die Position der Drucksensoren entlang der Messstrecke zu erkennen, ebenso wie die Ein- und Auslaufstücke mit den zur Überprüfung der Strömungssymmetrie ringsum angeordneten Drucksensoren. Rechts sind die Positionierung

der Drucksensoren sowie die geometrischen Daten der Messstrecke in einer Skizze dargestellt.

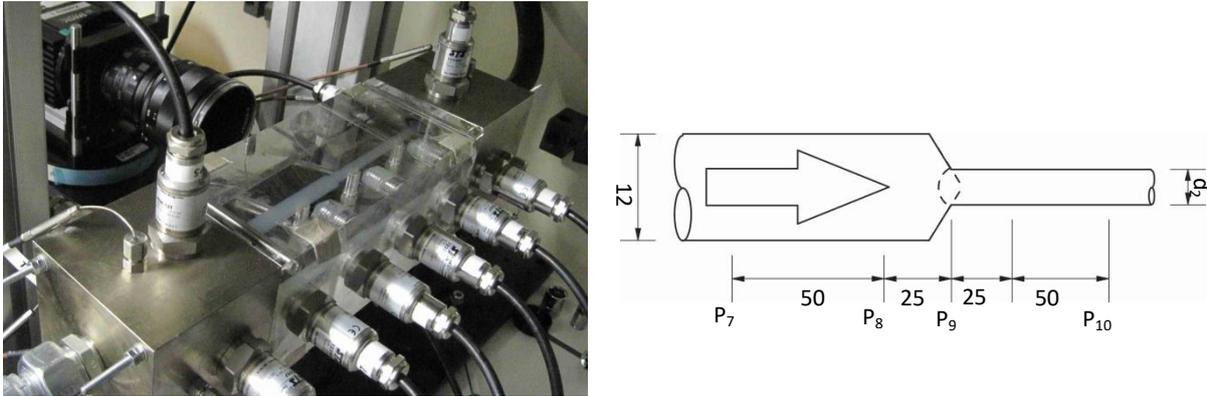


Abbildung 61: Detailaufnahme der Messstrecke (links) und Druckmessstellenverteilung der Drucksensoren P_7 bis P_{10} an der Messstrecke (rechts); Maße in mm.

Bei dem Messwerterfassungssystem handelt es sich um ein CompactDAQ der Firma National Instruments. Das Messwerterfassungssystem besteht aus einem Chassis (cDAQ-9178) mit acht Slots, in welchen sich die Messeinheiten für die einzelnen physikalischen Größen befinden. Es sind eine Einheit für die Spannungsmessung (NI 9220) (zur Messung des Signals der Drucksensoren) mit 16 Eingängen, eine universell einsetzbare Einheit (NI 9219) zur Messung des Hydraulikzylinderhubs mit vier Eingängen sowie eine Relaiseinheit zur Steuerung der Hydraulik (NI 9472) mit acht Ausgängen eingesetzt. Zur Ermittlung des Hydraulikzylinderhubs, der exakt dem Gelzylinderhub entspricht, wurde neben dem A/D-Wandler (NI 9219) ein magnetbasierter Positionsgeber (R-Serie, MTS Sensors [116]) verwendet. Aus den Positionsangaben ließ sich der Volumenstrom mithilfe des Gelzylinderdurchmessers und daraus wiederum der Massenstrom (durch Multiplikation des Volumenstroms mit der Dichte ρ) und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit u_{mean} errechnen.

6 Versuchsergebnisse

Die Versuchsergebnisse lassen sich im Wesentlichen in zwei Kategorien einteilen, da zur Untersuchung der Strömung zwei Messmethoden verwendet wurden: zum einen die Druckmessung, aus der der Druckverlust errechnet werden konnte, und zum anderen die optischen Messungen mittels PIV, welche zur Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes verwendet wurden. Aus dem Geschwindigkeitsfeld konnten weitere Kennfelder, wie beispielsweise die Schubspannungsverteilung, errechnet werden.

6.1. Druckverlustmessungen

Der Druckverlust ist neben der Stabilität der Strömung eine der wichtigsten Kenngrößen bei der Auslegung von Fördersystemen für Raketentriebwerke, da ein hoher Druckverlust höhere Förderdrücke und damit ein höheres Systemgewicht nach sich zieht. Deshalb wird im Folgenden beschrieben, wie der Druckverlust in dieser Arbeit ermittelt wurde und wie er sich über die unterschiedlichen Durchmesserhältnisse hinweg sowie bei den unterschiedlichen Fluiden entwickelte.

6.1.1. Ermittlung des Druckverlustes

Der Druckverlauf beim Strömen aus einem Tank durch eine Kapillare ist in Abbildung 62 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass neben dem Druckverlust durch die Kapillarströmung, welcher über den größten Teil der Kapillare linear verläuft, auch ein Einlaufdruckverlust ΔP_{Ein} und ein Auslaufdruckverlust ΔP_{Aus} auftreten. Da sich bei der untersuchten Geometrie der Auslauf nicht innerhalb des Sichtfensters für die optische Untersuchung befindet und der Druck bereits im dünnen Rohrteil mit Durchmesser d_2 gemessen wird, wird der Auslaufdruckverlust ΔP_{Ein} in dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

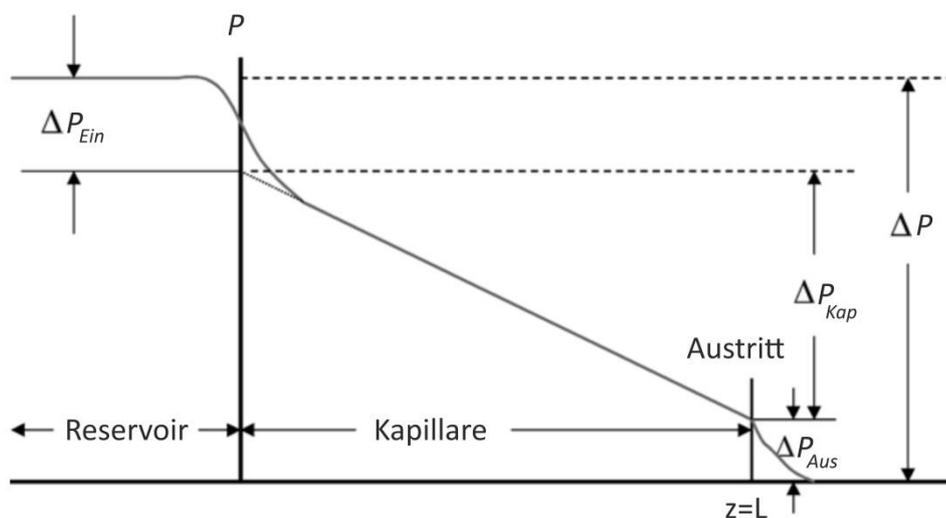


Abbildung 62: Druckverlauf in einer Kapillare bei der Ausströmung aus einem Reservoir [117].

Um den tatsächlichen Einlaufdruckverlust ermitteln zu können, muss, wie in Abbildung 62 zu sehen, der Druckverlauf im Rohr bekannt sein. Ein Unterschied des in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus zum Aufbau aus Abbildung 62, bei dem ein Fluid aus einem Reservoir ausströmt, ist, dass das Fluid in den Versuchen im Rahmen dieser Arbeit bereits vor der Durchmesserreduktion in Bewegung ist und somit dort bereits Rohrreibungsverluste auftreten. Im Gegensatz zu Abbildung 62 ist der Druckverlauf also bereits vor dem Eintritt in

die Kapillare abgefallen. Damit der Einlaufdruckverlust unabhängig von der Rohrreibung ermittelt werden kann, wird der statische Druck an zwei Positionen vor der Verengung (Druckmessstellen 7 und 8 in Abbildung 63) und an zwei Druckmessstellen nach der Verengung (Druckmessstellen 9 und 10 in Abbildung 63) gemessen. Aus diesen Druckwerten lässt sich ein Druckgefälle im Rohr ermitteln (gelbe und blaue Linie) und über Extrapolation (gelb gepunktete und blau gepunktete Linie) ein Druckverlust an der Stelle der Durchmesserreduktion errechnen (rote Linie). Die Ermittlung des Druckverlustes ist in Abbildung 63 grafisch dargestellt. Die dazugehörigen Gleichungen sind Gleichung (40) und Gleichung (41), die auf den geometrischen Positionen der Drucksensoren und der Durchmesserreduktion beruhen.

$$\Delta P_{Verl} = \left(P_7 - \frac{P_7 - P_8}{l_7 - l_8} \cdot l_8 \right) - \left(P_9 + \frac{P_9 - P_{10}}{l_{10} - l_9} \cdot l_9 \right) \quad (40)$$

mit

$$l_7 = l_{10} = 75 \text{ mm}$$

$$l_8 = l_9 = 25 \text{ mm}$$

ergibt sich:

$$\Delta P_{Verl} = \left(P_7 - \frac{P_7 - P_8}{2} \right) - \left(P_9 + \frac{P_9 - P_{10}}{2} \right) \quad (41)$$

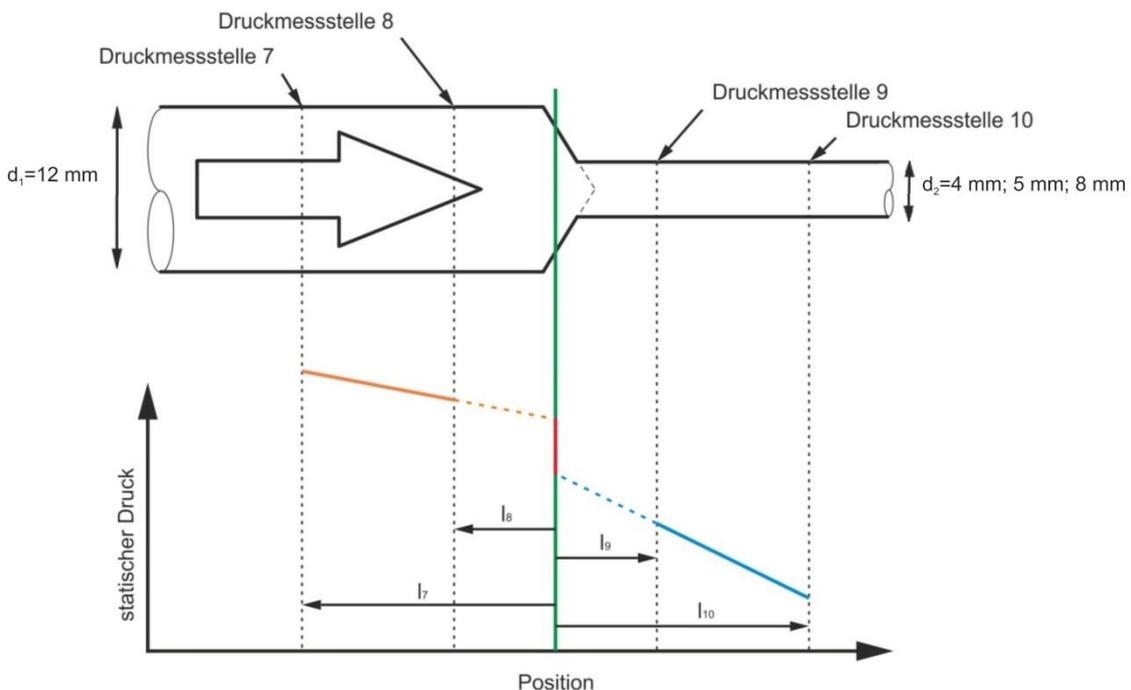


Abbildung 63: Schematische Darstellung zur Ermittlung des Druckverlustes.

6.1.2. Druckverlustabhängigkeit der Messstrecke bei gleichem Gel

Da, wie bereits erwähnt, der Druckverlust einer der zentralen Parameter bei der fluiddynamischen Auslegung von Fördersystemen ist, lag auch in diesem Versuchsaufbau ein Fokus auf der Ermittlung des Druckverlustes und der Abhängigkeit des Druckverlustes von den variierten Parametern. In Abbildung 64 ist der Druckverlust von Gel A über die Verengung für die drei verschiedenen Messstrecken zu sehen. Auf der y-Achse ist der Druckverlust ΔP in bar, auf der x-Achse die mittlere Geschwindigkeit u_{mean} vor der Verengung in m/s aufgetragen. Da der Durchmesser bei allen Messstrecken vor der Durchmesserreduktion $d_1 = 12 \text{ mm}$ beträgt, ist bei identischer mittlerer Geschwindigkeit auch der Massenstrom identisch.

Es ist zu erkennen, dass der Druckverlust mit steigender Geschwindigkeit zunimmt, dabei ist die Zunahme des Druckverlustes bei der Durchmesseränderung auf $d_2 = 4 \text{ mm}$ deutlich größer als bei den anderen beiden Messstrecken, was auch zu erwarten war, da hier die Änderung der Geschwindigkeit und des Strömungszustandes am stärksten ist.

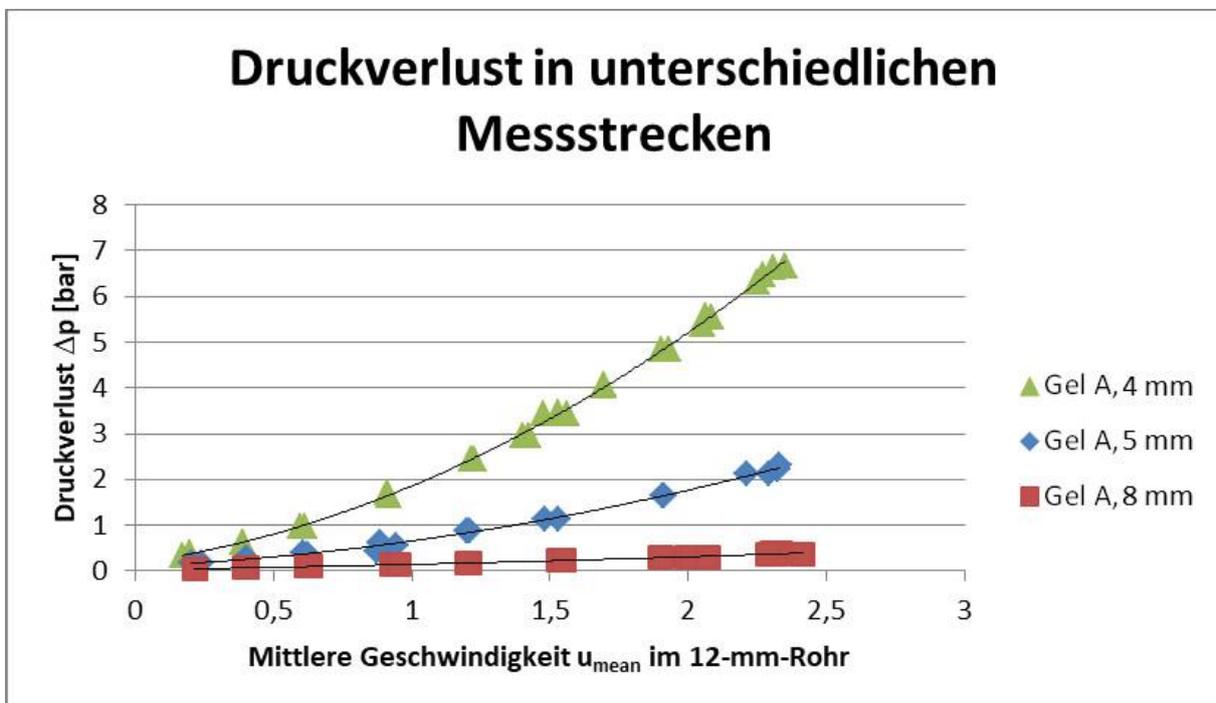


Abbildung 64: Druckverlust des Gel A über die Durchmesserreduktion in unterschiedlichen Messstrecken.

Für die anderen untersuchten Gele sieht der Druckverlauf im Vergleich sehr ähnlich aus und wird deshalb hier nicht weiter gezeigt. Für die Druckverlustkurven wurde eine Regressionskurve in die Diagramme eingefügt, die einem Polynom zweiter Ordnung entspricht und somit die Form

$$\Delta P = a \cdot u^2 + b \cdot u + c \quad (42)$$

besitzt. Die zu dieser Regression gehörenden Parameter sind in Tabelle 12 aufgelistet.

Tabelle 12: Regressionsparameter für die Druckverlustkurve von Gel A für die 8-mm-Messstrecke.

Gel	Messstrecke	a	b	c
Gel A	4 mm	0,8302	0,8561	0,1706
Gel A	5 mm	0,2785	0,2744	0,1014
Gel A	8 mm	0,024	0,0933	0,0271

6.1.3. Druckverlustabhängigkeit der Fluide bei gleicher Messstrecke

Neben der Variation der Messstrecke ist auch eine Variation der Fluide möglich. In Abbildung 65 sind die Druckverlustdaten der verschiedenen Fluide in der 4-mm-Messstrecke zu sehen – neben denen der drei Gele auch die eines newtonschen Fluids. Da es sich um die gleichen Druckdaten wie zuvor handelt, lassen sich auch diese mit einem Polynom zweiter Ordnung über der Geschwindigkeit beschreiben. Die mit einem grünen Dreieck markierten Messpunkte zeigen den Druckverlust, bei denen akustisch Instabilitäten festgestellt wurden, woraus auf eine turbulente Strömung des newtonschen Fluids geschlossen wurde. Diese turbulente Strömung wurde nur bei einem Messpunkt erreicht und somit fehlen Vergleichsdaten, weshalb dieser Messpunkt nicht weiter zur Analyse herangezogen wurde. Es zeigt sich jedoch, dass Gele die Ausbildung einer turbulenten Strömung unterdrücken, da trotz desselben Geschwindigkeitsbereiches nur beim newtonschen Fluid hörbare Turbulenz erkennbar war. Dies wurde ja bereits zuvor bei der Analyse der kritischen Reynolds-Zahlen und der Reynolds-Zahlen bei gleichem Massenstrom gezeigt. Besonders auffällig ist, dass die Druckverlustkurve des Gels T ab einer Geschwindigkeit von ungefähr 14 m/s unter die des newtonschen Fluids sinkt. Da die Viskosität von Gel T im gesamten gemessenen Scherratenbereich oberhalb der des newtonschen Fluids liegt, ist dies sehr überraschend. Abgesehen davon ist die Scherrate nur im Randbereich sehr groß, sodass nur dort (falls überhaupt) eine Viskosität nahe der des newtonschen Fluids erreicht werden könnte. Somit müssen neben der Viskosität selbst als Größe für den Widerstand des Fluids gegen eine Änderung des Strömungszustandes noch weitere Einflussgrößen und -faktoren eine Rolle spielen. Dieser reduzierte Druckverlust wird in Abschnitt 6.2.9 („Vena“) näher beleuchtet.

Die Messung eines reduzierten Druckverlustes trotz höherer Viskosität ist sehr überraschend und bedarf weiterer Untersuchung. Ein tatsächlicher Schnittpunkt der Druckverlustkurven ist nur für Gel T zu sehen, nicht jedoch für die der anderen beiden Gele. Wird allerdings die Druckverlustkurve der Gele und des newtonschen Fluids extrapoliert (mithilfe des Polynoms zweiten Grades), zeigen sich auch hier Schnittpunkte, sodass von ähnlichen Effekten ausgegangen werden kann. Bei dieser Überlegung ist die Turbulenz jedoch nicht mitberücksichtigt.

Zusätzlich zeigt sich, dass Turbulenz in der Zuströmung eine Erhöhung des Druckverlustes zur Folge hat. Diese Erhöhung des Druckverlustes für das newtonsche Fluid zeigt sich bei den Gelen für die untersuchten Geschwindigkeiten nicht, da hier die Turbulenz nicht auftrat. Somit ist ein Schnittpunkt der Druckverlustgeraden auch früher als von der Extrapolation vorhergesagt denkbar, da Turbulenz bei den Gelen später einsetzt.

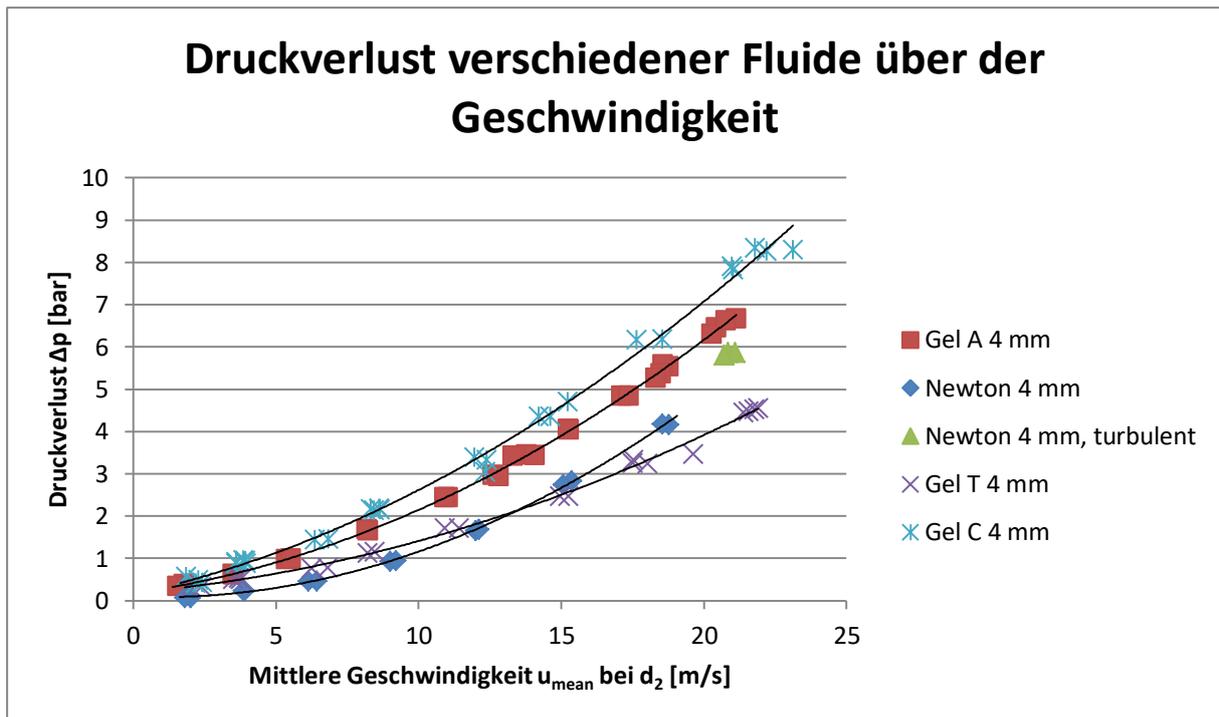


Abbildung 65: Druckverlust verschiedener Gele in der Messstrecke mit 4 mm Zieldurchmesser.

Auch für die Messstrecke mit $d_2 = 5 \text{ mm}$ Zieldurchmesser zeigt sich ein Anstieg des Druckverlustes mit steigender Geschwindigkeit, der von quadratischen Termen dominiert wird, wie in Abbildung 66 zu sehen ist. Hier reichten die Geschwindigkeiten nicht aus, um den Druckverlust des newtonschen Fluids über den von Gel T steigen zu lassen, jedoch ist bereits eine Annäherung des Druckverlustes der beiden Kurven zu erkennen und eine Extrapolation der Kurven würde zu einem Schnittpunkt führen. Somit zeigt sich eine Tendenz hin zu dem in Abbildung 65 gesehenen Phänomen des reduzierten Druckverlustes.

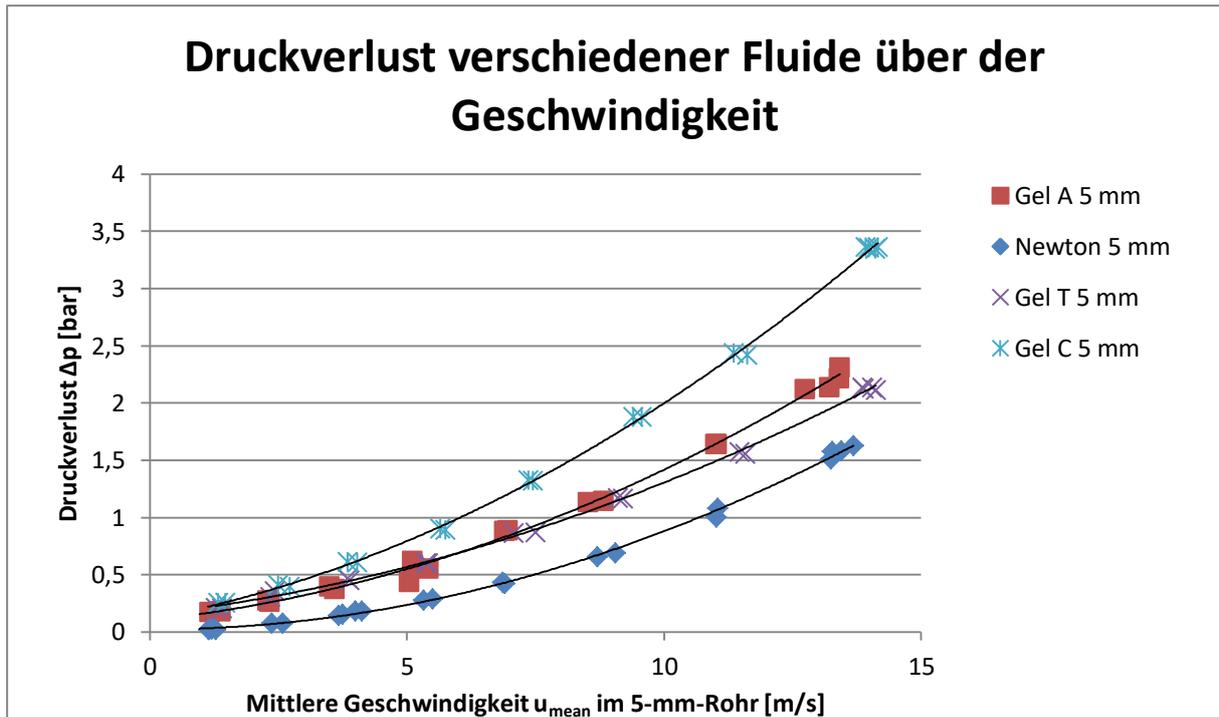


Abbildung 66: Druckverlust verschiedener Gele in der Messstrecke mit 5 mm Zieldurchmesser.

Abbildung 67 zeigt die Druckverluste der Gele für die Messstrecke mit einem Durchmesser von $d_2 = 8 \text{ mm}$. Bei dieser Messstrecke ist keine Annäherung der Druckverluste an das newtonsche Fluid erkennbar und eventuell mögliche Schnittpunkte lägen bei sehr viel höheren Geschwindigkeiten, worauf die großen Druckverlustunterschiede hindeuten. Da die gemessenen Druckverluste sehr klein sind und damit die Messfehler stärker ins Gewicht fallen, streuen die Messwerte in dieser Grafik deutlich mehr als in den anderen beiden Druckverlustgraphen. Auch wenn die Wiederholungsmessungen für das newtonsche Fluid sehr gut aufeinanderfallen, zeigen insbesondere die Messwerte der Gele bei geringen Geschwindigkeiten eine deutliche prozentuale Abweichung.

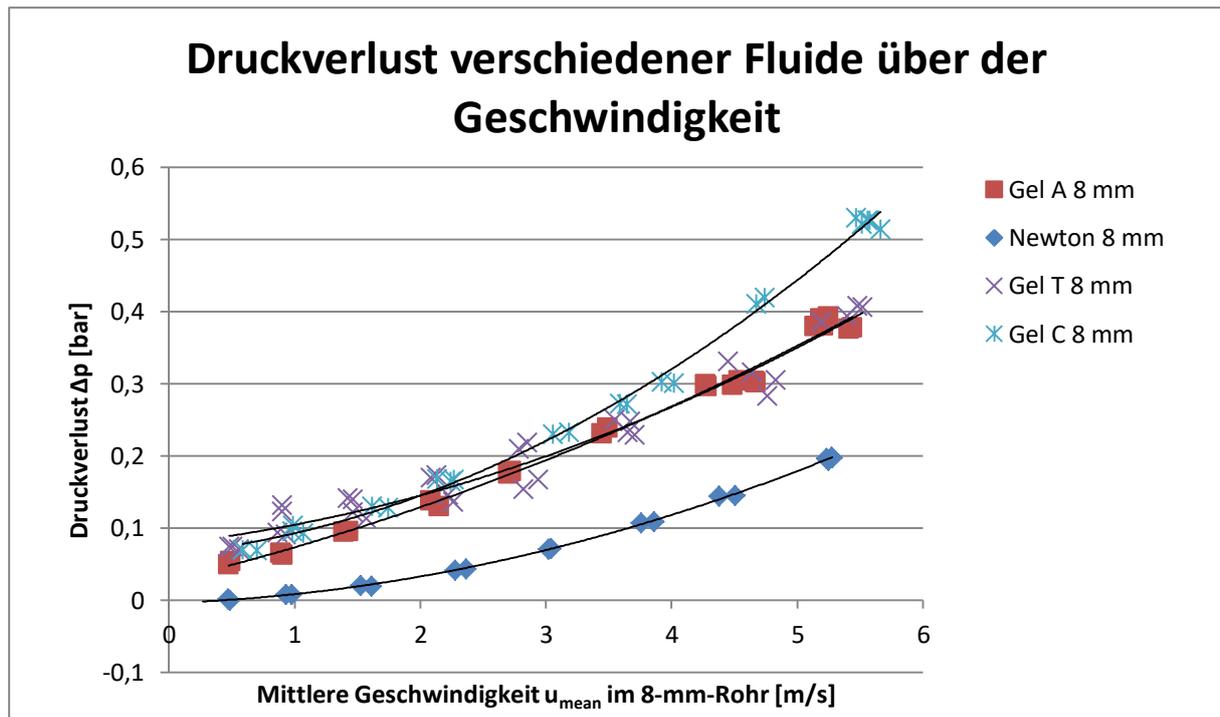


Abbildung 67: Druckverlust verschiedener Gele in der Messstrecke mit 8 mm Zieldurchmesser.

6.1.4. Druckverlustbeiwert über $Re_{gen,HBE}$

Für newtonsche Fluide gibt es bereits seit Langem den Ansatz, den Druckverlust über den Druckverlustbeiwert $\zeta(Re)$ in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl zu bestimmen. Damit lassen sich Druckverluste für beliebige Medien und Geschwindigkeiten bei einer gegebenen Geometrie mit bekannten ζ -Werten bestimmen und vergleichen.

Um den Druckverlust dimensionslos aufzuzeigen, wurde mit der Gleichung (43) der Druckverlustbeiwert errechnet [118].

$$\zeta = 2 \cdot \frac{\Delta p}{\rho \cdot u_{mean}(d_2)^2} \quad (43)$$

Dabei ist $u_{mean}(d_2)$ die mittlere Geschwindigkeit nach der Verengung, also beim geringeren Durchmesser, und damit die höhere der beiden mittleren Geschwindigkeiten in der Messstrecke. Als Bezugsgröße wurde, wie auch in der Literatur für newtonsche Fluide, die Reynolds-Zahl gewählt; auch wurden zur Berechnung die Werte nach der Durchmesserreduktion herangezogen. Für die Gele wurde die generalisierte Reynolds-Zahl $Re_{gen,HBE}$, für das newtonsche Fluid die Reynolds-Zahl Re verwendet, wie sie für Rohrströmungen newtonscher Fluide definiert ist [118].

Wie in Abbildung 68 zu sehen ist, fallen die Kurven für den Druckverlustbeiwert der jeweiligen Fluide über $Re_{gen,HBE}$ doppelt logarithmischen aufgetragen gut zusammen. Für newtonsche Fluide ist dieses Verhalten bekannt, sodass sich über den Druckverlustbeiwert über die Fluide hinweg der Druckverlust bestimmen lässt. Somit zeigt sich, dass sich die generalisierte Reynolds-Zahl $Re_{gen,HBE}$ auch über die bisher gefundenen Effekte, wie beispielsweise den laminar-turbulenten Umschlag, physikalisch in die bekannten Ergebnisse einfügt. Die bereits zuvor erwähnte Feststellung, dass der Druckverlust von Gelen unterhalb

dem des newtonschen Fluids liegen kann, führt hier dazu, dass auch der Druckverlustbeiwert von Gel T unter dem des newtonschen Fluids liegt.

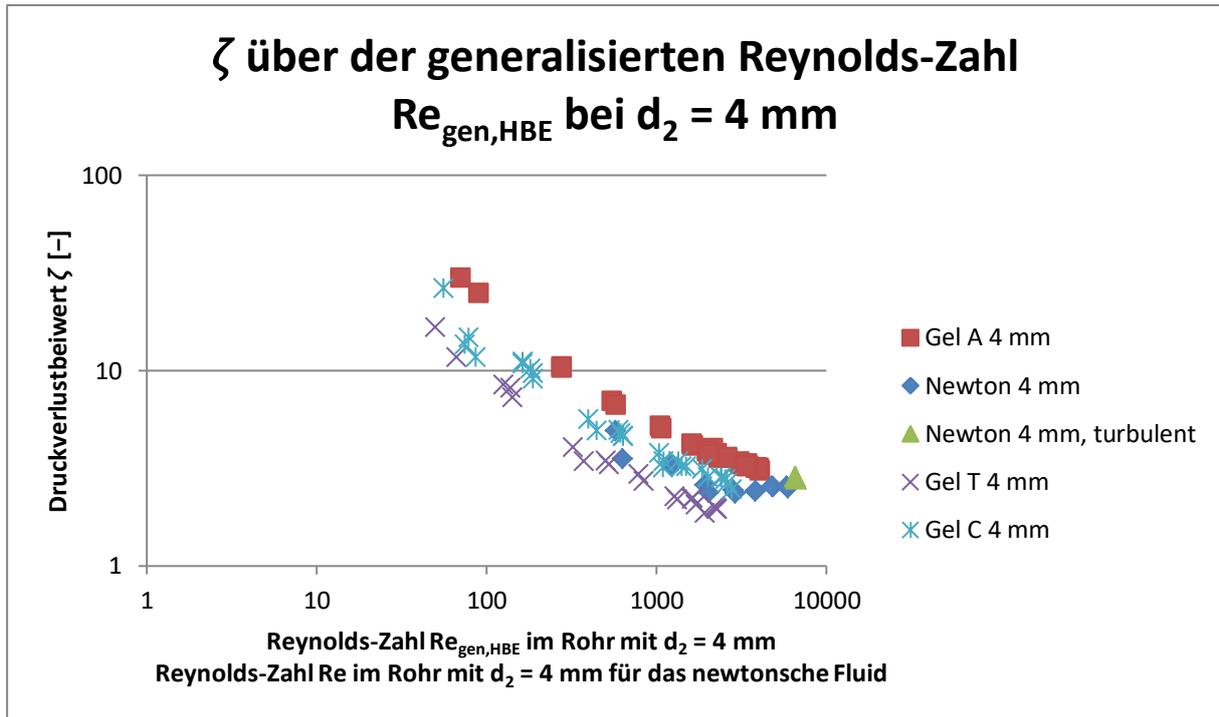


Abbildung 68: Druckverlustbeiwert über der generalisierten Reynolds-Zahl auf der Messstrecke mit 4 mm Zieldurchmesser.

Das Zusammenfallen der Druckverlustbeiwerte konnte auch bei den Messstrecken mit 5 mm und 8 mm Zieldurchmesser beobachtet werden, wie in Abbildung 69 und Abbildung 70 zu sehen ist. Während in Abbildung 69 alle Kurven recht gut zusammenfallen, weicht die Kurve des Gels A in Abbildung 70 etwas nach oben ab. Insgesamt scheint über die Abbildung 68 bis Abbildung 70 hinweg eine vage Tendenz erkennbar zu sein, dass mit zunehmendem Zieldurchmesser d_2 die Druckverlustbeiwerte ζ der Gele etwas stärker ansteigen als der des newtonschen Fluids.

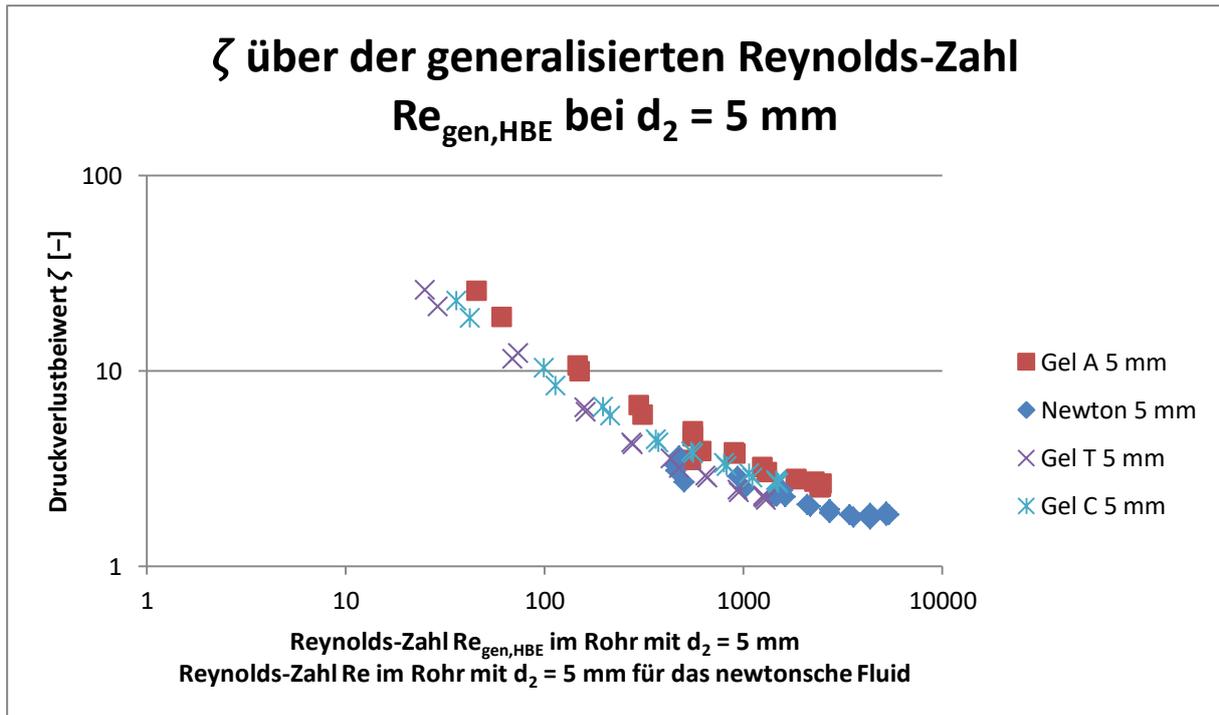


Abbildung 69: Druckverlustbeiwert über der generalisierten Reynolds-Zahl auf der Messstrecke mit 5 mm Zieldurchmesser.

In Abbildung 70 ist ein deutlich abweichender Messpunkt für das newtonsche Fluid zu sehen (linkes blaues Quadrat). Dieser Messpunkt entstand bei der geringsten der untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten und es wurden insgesamt die geringsten Drücke gemessen. Bei kleinen Drücken fließen die Messfehler der einzelnen Komponenten besonders stark ein, da sie sich anteilig auf die maximal messbaren Drücke beziehen. Dadurch ergibt sich ein deutlich höherer prozentualer Gesamtmessfehler für kleine Druckverluste. Durch die Berechnungsmethode des Druckverlustes verstärken sich diese Fehler noch, sodass bei diesem Messpunkt von einem Messfehler ausgegangen und dieser Wert vernachlässigt werden kann.

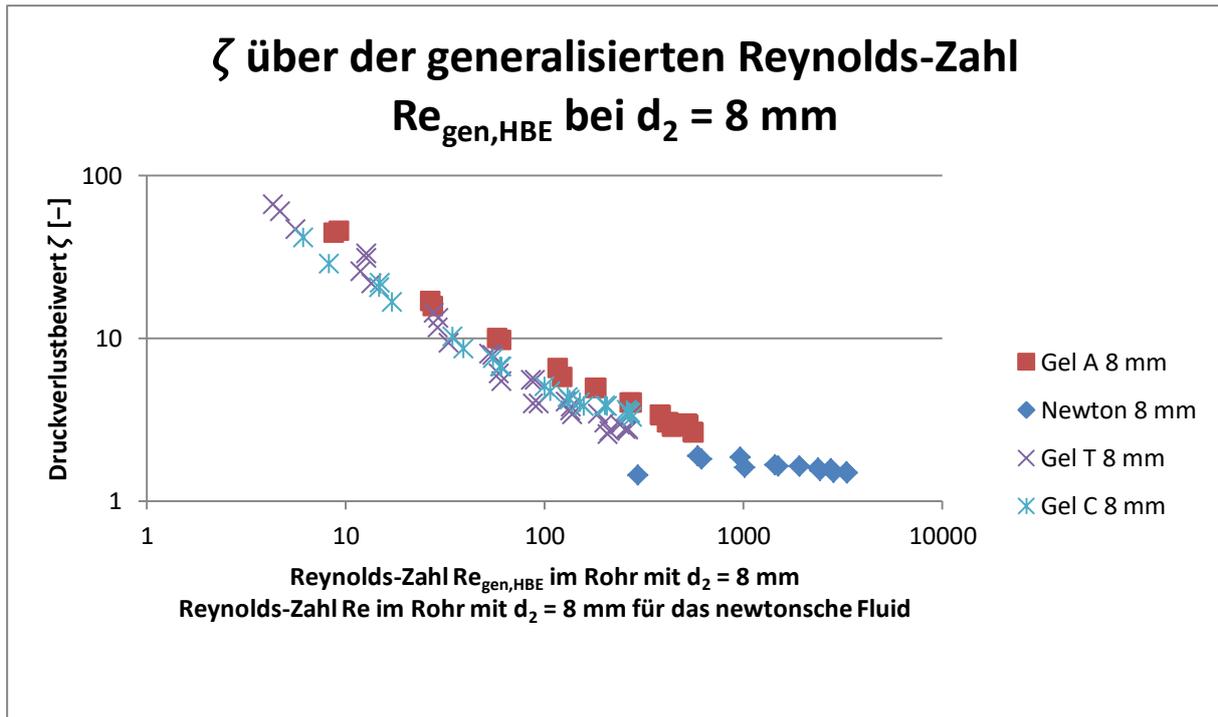


Abbildung 70: Druckverlustbeiwert über der generalisierten Reynolds-Zahl auf der Messstrecke mit 8 mm Zieldurchmesser.

Da der Druckverlustbeiwert für die jeweiligen Messstrecken nur von der generalisierten Reynolds-Zahl abhängig ist, kann er von einem auf ein anderes Medium übertragen werden und somit der Druckverlust eines beliebigen Mediums bestimmt werden.

In einem nächsten Schritt wurde der Druckverlustbeiwert mit dem Durchmesser Verhältnis d_1/d_2 multipliziert und ebenfalls über der generalisierten Reynolds-Zahl aufgetragen. Da bei gleicher Messstrecke alle Kurven mit demselben Faktor multipliziert wurden, liegen hier weiterhin alle Messdaten recht gut auf einer Kurve. Durch das Multiplizieren mit diesem Faktor fallen auch die Kurven der verschiedenen Messstrecken aufeinander. Somit ergibt sich eine Art Masterkurve, wie in Abbildung 71 zu sehen ist. Damit scheint nicht nur die Ermittlung von Druckverlustbeiwerten mit beliebigen Fluiden in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl für eine bestimmte Geometrie möglich, sondern es ist allem Anschein nach auch möglich, für die untersuchten Geometrien einen durchmesser Verhältnisunabhängigen Druckverlustbeiwert $\zeta \cdot \frac{d_1}{d_2}$ zu ermitteln. Die Skala in Abbildung 71 wurde doppelt

logarithmisch gewählt, um den weiten Bereich abbilden zu können. Aufgrund der starken Reduktion des Druckverlustbeiwertes bei kleinen Reynolds-Zahlen sind bei einer linearen Auftragung hauptsächlich Messpunkte entlang der Achsen erkennbar, was die Anschaulichkeit der Daten deutlich reduziert.

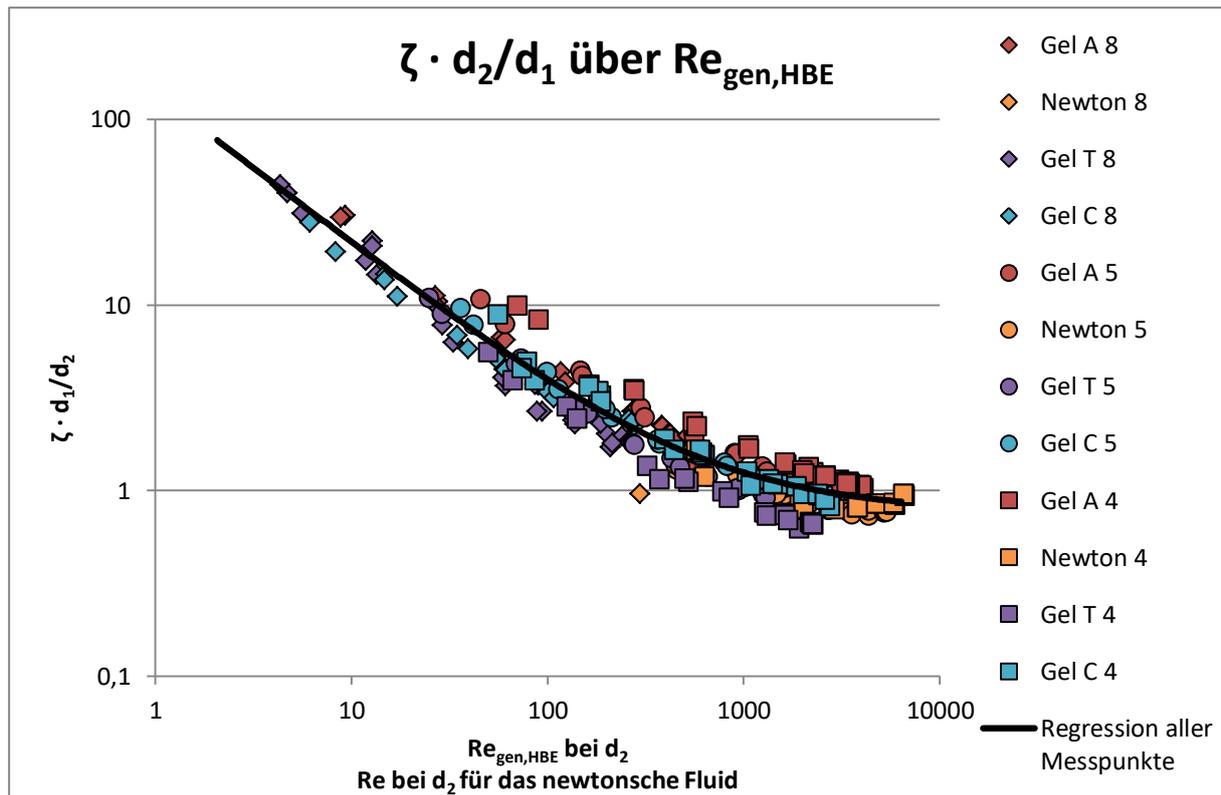


Abbildung 71: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für alle Fluide und alle Messstrecken (die Zahl hinter dem Gel gibt den Durchmesser d_2 in mm an).

Es ist auffällig, dass insgesamt alle Messdaten für Gel A oberhalb derer von Gel C und diese oberhalb derer von Gel T liegen. Dies lässt zwei mögliche Schlüsse zu: Zum einen könnte es sein, dass aufgrund der Eigenschaften der Gele die Druckmessung systematische Fehler aufweist. Zum anderen ist es möglich, dass neben den gewählten Parametern ($\zeta, d_1, d_2, Re_{gen,HBE}$) noch andere Parameter einen Einfluss auf den Druckverlust haben oder die gewählten Parameter weitere, unberücksichtigte Einflüsse aufweisen. Solche Einflüsse sind beispielsweise Unterschiede in der Wirbelgröße oder grundsätzlich unterschiedliche Strömungsregime. Hervorzuheben ist, dass die Multiplikation für jedes einzelne der vier untersuchten Fluide einen sehr guten Kurvenverlauf liefert, wie es in Abbildung 72 bis Abbildung 75 zu sehen ist. Somit ist hier ein Zusammenhang der Druckverlustkoeffizienten der unterschiedlichen Messstrecken mit der Wurzel aus dem Flächenverhältnis beziehungsweise mit der Wurzel aus dem Geschwindigkeitsverhältnis zu sehen.

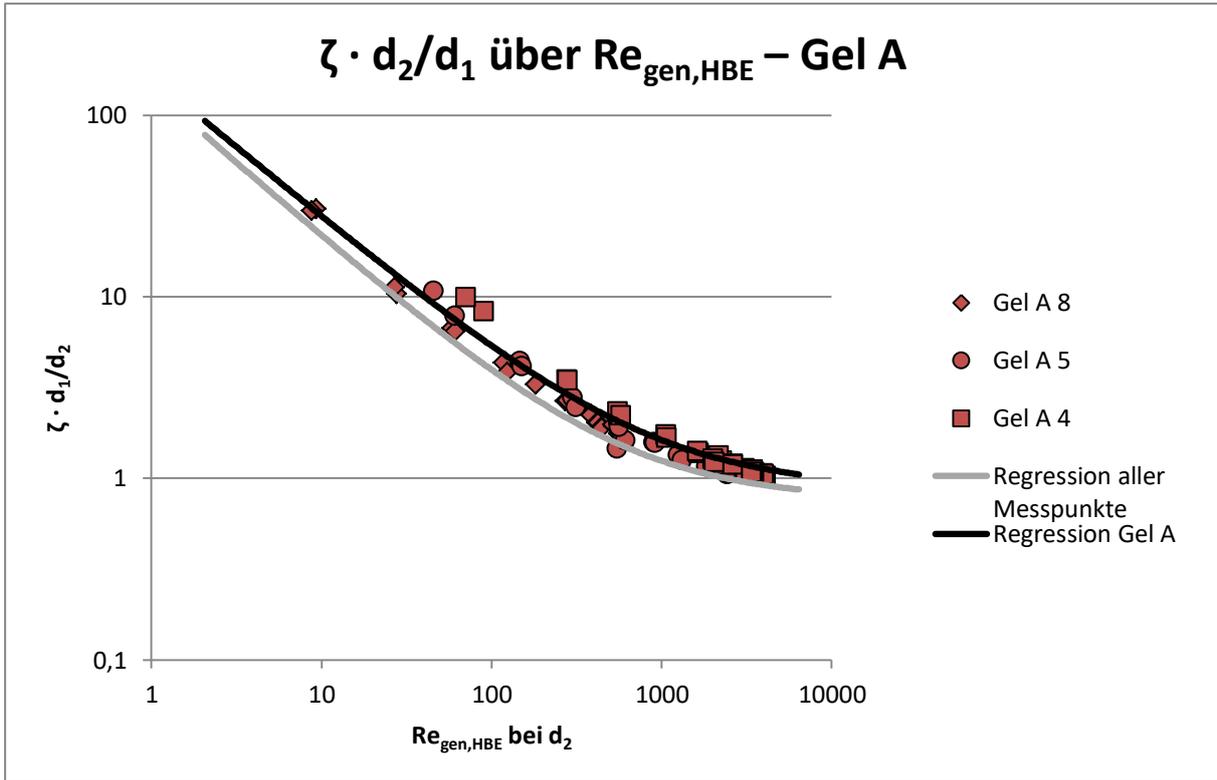


Abbildung 72: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel A.

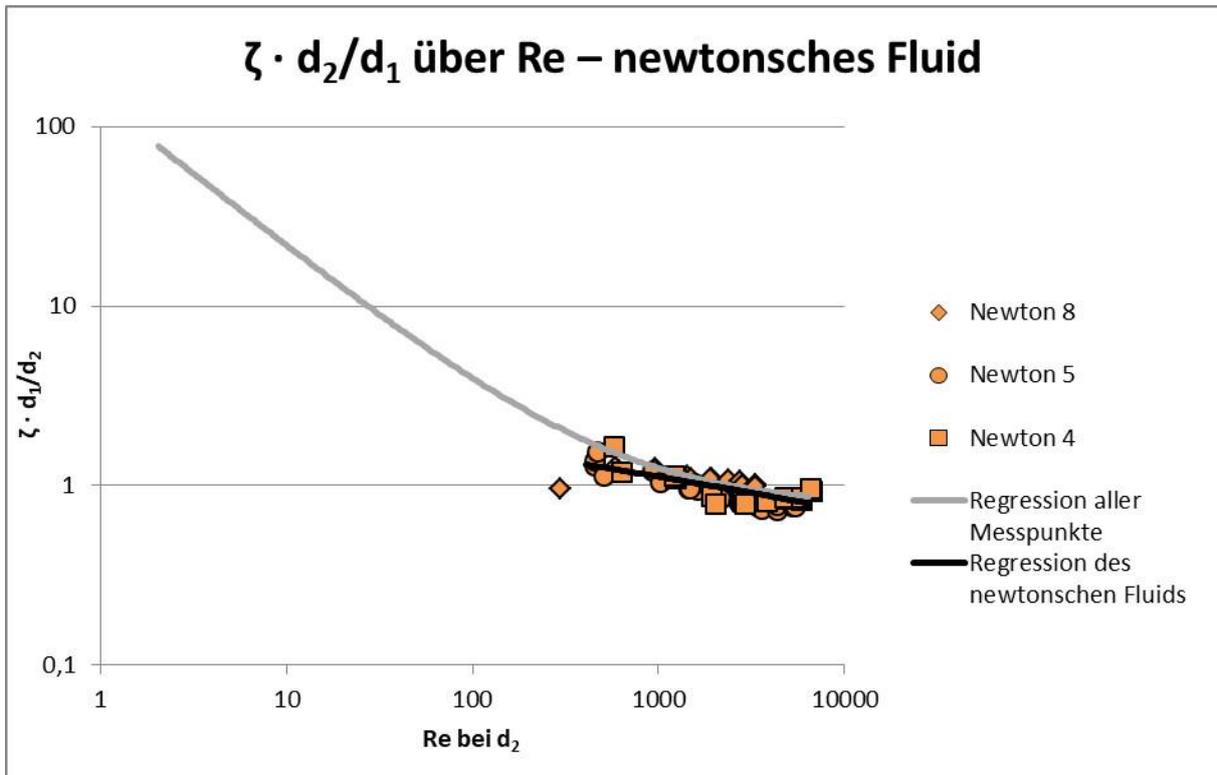


Abbildung 73: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der Reynolds-Zahl für das newtonsche Fluid.

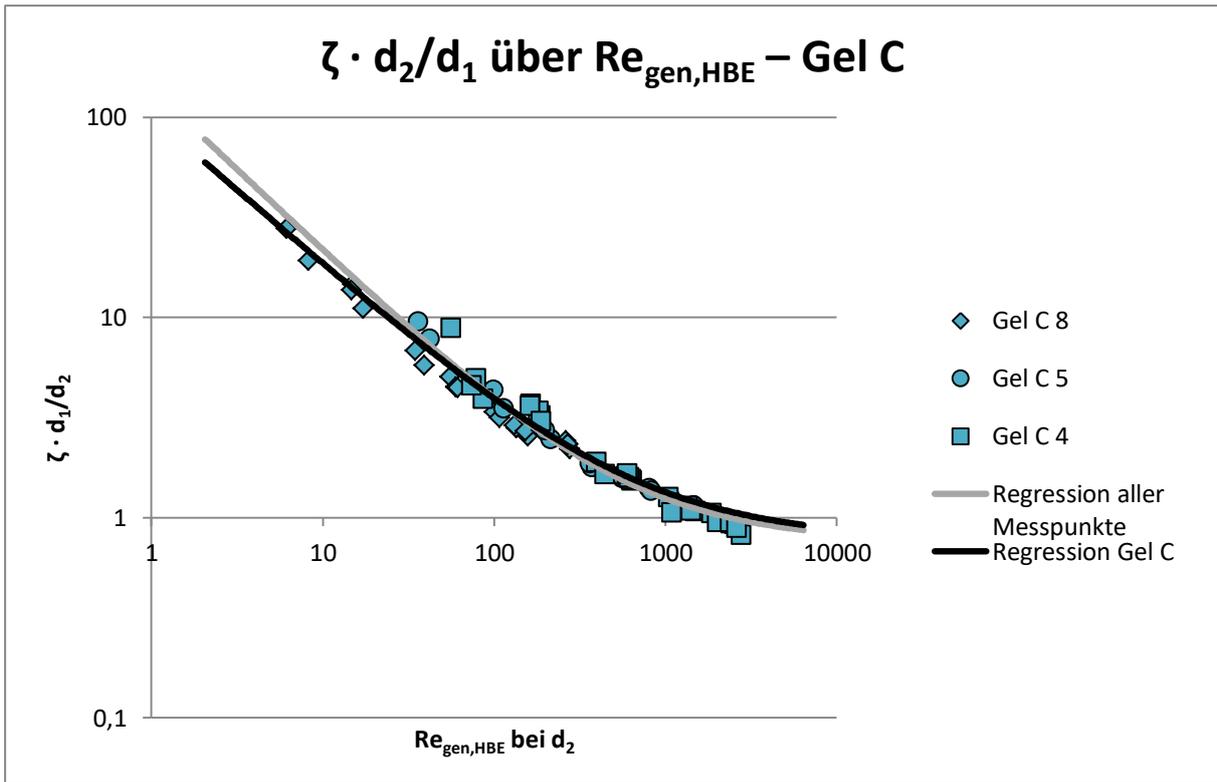


Abbildung 74: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel C.

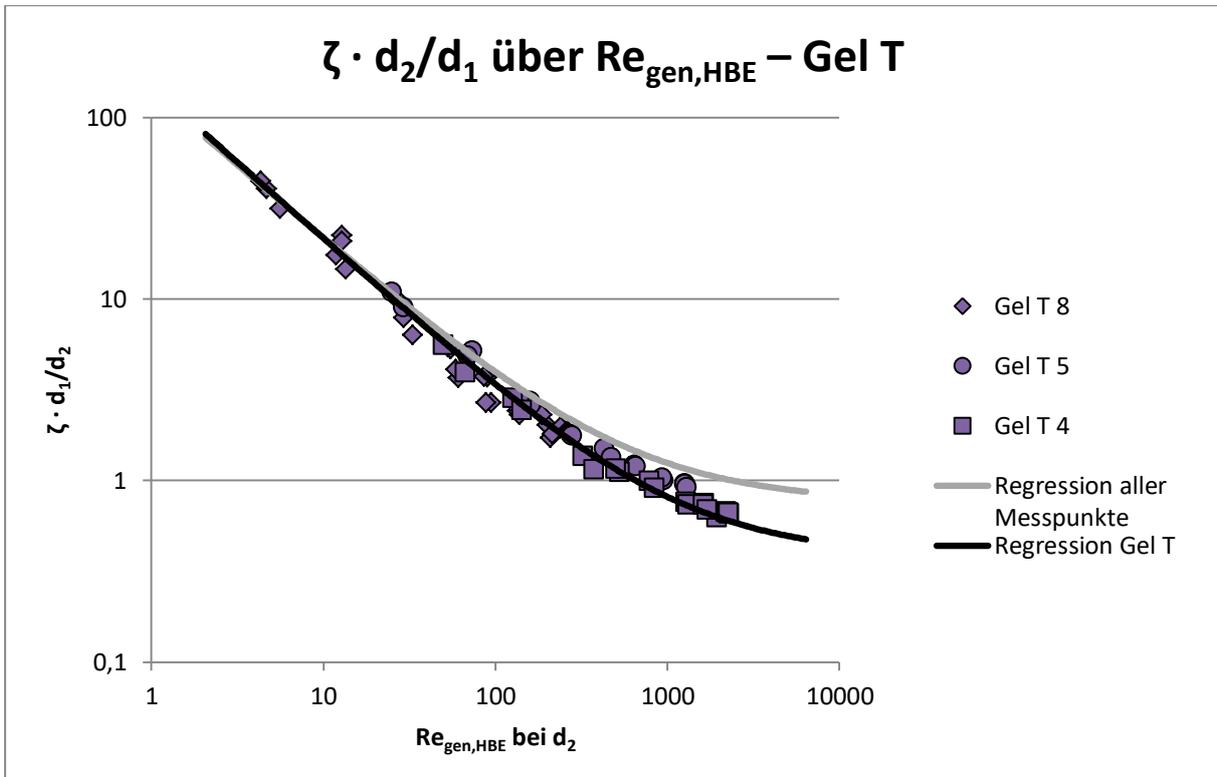


Abbildung 75: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel T.

Auf den ersten Blick scheint eine Multiplikation mit dem Geschwindigkeitsverhältnis sinnvoller, da dies einen Zusammenhang mit dem Querschnittsverhältnis und damit auch einen Zusammenhang mit der Geschwindigkeitsänderung bedeuten würde. Jedoch fließt das Quadrat der Geschwindigkeit bereits in die Berechnung des Druckverlustbeiwertes ζ ein. Dieser Ansatz bietet jedoch keine Übereinstimmung zwischen den unterschiedlichen Geometrien und Fluiden. Neben der Übereinstimmung von vier verschiedenen Fluiden gibt es auch eine Übereinstimmung zwischen drei Geometrien, wie in Abbildung 71 zu sehen ist. Somit kann hier aufgrund der empirischen Daten von einem Zusammenhang ausgegangen werden.

Für den untersuchten Reynolds-Zahl-Bereich kann mit der Gleichung (44) der Druckverlustbeiwert ζ berechnet werden. Diese Funktion wurde mittels einer Regression ermittelt und ist somit kein physikalisches Gesetz. Die generalisierte Reynolds-Zahl $Re_{gen,HBE}$ bezieht sich dabei auf den Durchmesser d_2 .

$$\zeta = \frac{d_2}{d_1} (137,1 \cdot Re_{gen,HBE}^{-0,8181} + 0,7612) \quad (44)$$

6.1.5. Abgeleitete Bestimmung des Druckverlustes und Druckverlustverhältnisses

Wie anhand von Abbildung 64 zu sehen ist, ist der Druckverlust für die Messstrecken mit kleinerem Zieldurchmesser d_2 deutlich größer. Anhand der bereits zuvor bestimmten Gleichung (44) für die Druckverlustbeiwerte im untersuchten Bereich lässt sich der Druckverlust jedoch mit Gleichung (45) für beliebige Durchmesser verhältnisse und Geschwindigkeiten im untersuchten Bereich bestimmen.

$$\Delta P = \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u_{mean}^2 = \frac{\rho}{2} \cdot u_{mean}^2 \cdot \frac{d_2}{d_1} (137,1 \cdot Re_{gen,HBE}^{-0,8181} + 0,7612) \quad (45)$$

Bei Gleichung (45) beziehen sich die Druckverlustwerte immer auf die Zieldurchmesser. Damit lässt sich das Verhältnis der Druckverluste in Abhängigkeit von den Zieldurchmessern und der Geschwindigkeit mit Gleichung (46) berechnen. Zur Herleitung von Gleichung (46) wurden neben dem reinen Verhältnis der Druckverluste auch der Massenerhaltungssatz und die Annahme einer inkompressiblen Strömung herangezogen. Somit gilt die Gleichung für die untersuchten inkompressiblen Medien für die verwendete Geometrie im untersuchten Reynolds-Zahl-Bereich. Dabei sind ΔP_{d_A} und ΔP_{d_B} die Druckverluste bei den unterschiedlichen Fällen A und B, d_2 der Zieldurchmesser der jeweiligen Messstrecke, $u_{mean_{d_2}}$ die mittlere Geschwindigkeit im Durchmesser d_2 und ρ die Dichte der Fluide.

$$\frac{\Delta P_{d_A}(u_{mean_{d_{2,A}}})}{\Delta P_{d_B}(u_{mean_{d_{2,B}}})} = \frac{\rho_A \cdot u_{mean_{d_{2,A}}}^2 d_{2,A} (137,1 \cdot Re_{gen,HBE}(d_{2,A})^{-0,8181} + 0,7612)}{\rho_B \cdot u_{mean_{d_{2,B}}}^2 d_{2,B} (137,1 \cdot Re_{gen,HBE}(d_{2,B})^{-0,8181} + 0,7612)} \quad (46)$$

Wird die Geschwindigkeit vor der Durchmesserreduktion als dieselbe angenommen und die Gleichung nach ΔP_{d_A} aufgelöst, vereinfacht sich diese zu Gleichung (47).

$$\begin{aligned} \Delta P_{d_A}(u_{mean_{d_{2,A}}}) & \qquad \qquad \qquad (47) \\ &= \Delta P_{d_B}(u_{mean_{d_{2,B}}}) \cdot \frac{\rho_A}{\rho_B} \cdot \frac{d_{2,A}^3}{d_{2,B}^3} \\ & \cdot \frac{(137,1 \cdot Re_{gen,HBE}(d_{2,A})^{-0,8181} + 0,7612)}{(137,1 \cdot Re_{gen,HBE}(d_{2,B})^{-0,8181} + 0,7612)} \end{aligned}$$

Mithilfe von Gleichung (47) lässt sich der Druckverlust in den untersuchten Versuchsgeometrien mit einem Fluid messen und für ein anderes vorhersagen, solange dessen rheologische Eigenschaften im Bereich der untersuchten Fluide liegen.

6.1.6. Bezug zu newtonschen Fluiden

Die Grafiken und Rechnungen, die zuvor aufgezeigt wurden, zeigen sehr deutlich, dass der Druckverlustbeiwert in erster Linie von der Reynolds-Zahl abhängt und die generalisierte Reynolds-Zahl für die Beschreibung der Strömung nicht newtonscher Fluide geeignet ist. Das bedeutet, dass sich Druckverlustmessungen mit newtonschen Fluiden für die untersuchten Geometrien durchführen lassen, sofern die angestrebten Reynolds-Zahlen für den Betrieb mit Gel bekannt sind und sich diese Messdaten dann übertragen lassen. Ob diese Ergebnisse auch für weitere Geometrien übertragbar sind, müssen weiterführende Versuche klären. Da die Reynolds-Zahlen für Gele bei gleichem Massenstrom deutlich geringer sind und die Druckverlustbeiwerte im untersuchten Bereich mit steigender Reynolds-Zahl abfallen, ist bei Gelen in der Regel mit einem erhöhten Druckverlust zu rechnen. Dieser Effekt reduziert sich jedoch mit zunehmendem Massenstrom. Für Gel T war sogar ein kleinerer Druckverlust möglich als bei dem untersuchten newtonschen Fluid. Auf die Ursache hierfür wird in Abschnitt 6.2.9 („Vena contracta“) eingegangen.

6.2. Strömungsbilder der untersuchten Strömungen

Um einen Einblick in die Strömung zu bekommen und den im Vergleich zum newtonschen Fluid geringeren Druckverlust von Gel T in Messstrecke 4 zu erklären, wurden die Strömungen mittels PIV untersucht.

Aus den ermittelten PIV-Bildern lassen sich in mehreren Bearbeitungsschritten verschiedene Phänomene in den Daten erkennen. Hierzu werden im Folgenden anhand einiger ausgewählter Versuche die verschiedenen Strömungsregime analysiert und die Unterschiede dargestellt. Da durch die Trübheit des Gels A die Lichtstreuung zu groß war, waren mittels PIV hier keine auswertbaren Bilder zu erhalten. Somit sind keine optischen Daten der Strömungen von Gel A vorhanden.

6.2.1. PIV-Aufnahmen

Als erster Schritt wird aus den Doppelbildern der PIV-Kamera ein Geschwindigkeitsfeld errechnet. Die Geschwindigkeit wird in jedem „interrogation window“, hier mit einer Größe von 8×8 oder 16×16 Pixeln, bestimmt und als Pfeil dargestellt. Je länger der Pfeil, desto höher ist die Geschwindigkeit. Die Orientierung des Pfeils gibt die Richtung der Strömung an dieser Position an. In Tabelle 13 sind vier Versuche mit den stationären, in den Versuchen aufgetretenen Strömungsregimen aufgeführt. Diese Versuche werden in den folgenden Abschnitten ausführlicher beschrieben.

Tabelle 13: Parameter und Randbedingungen der Versuche a) 432, b) 624, c) 656 und d) 722.

Versuch	Gel	Zieldurchmesser d_2 [mm]	Mittlere Geschwindigkeit in d_2 [m/s]	Re_{gen} bei d_2 [-]	Strömungsregime
a) 432	Newtonsches Fluid	4	20,8	6579	Newtonsches Fluid (mit Vena contracta)
b) 637	Gel T	4	21,9	2279	Gel T, Strömung ohne Totwassergebiete
c) 695	Gel C	5	4,0	213	Gel C, Strömung mit großem Totwassergebiet vor der Durchmesserreduktion
d) 722	Gel C	8	4,7	206	Strömung über die Außenseite (aufgeweitete Strömung)

Zusätzlich zu Tabelle 13 sind die Geschwindigkeitsvektoren dieser Versuche in Abbildung 76 gezeigt. Dabei sind bereits die in Tabelle 13 aufgelisteten Strömungsregime erkennbar. Das newtonsche Fluid wurde auch bei diesen Untersuchungen als Referenz herangezogen und mit untersucht. Bereits bei den in Abbildung 76 gezeigten Geschwindigkeitsverteilungen sind deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Versuchen zu sehen. In den Versuchen a und b ist ein deutlicher Geschwindigkeitsunterschied vor und nach der Durchmesserreduktion zu sehen, was an der starken Durchmesserreduktion liegt. In Versuch c fällt die Geschwindigkeitsreduktion deutlich geringer aus, da bereits vor der Durchmesserreduktion das Fluid hauptsächlich im mittleren Bereich strömt. Bei Versuch d ist eine Einströmung von der Seite zu sehen.

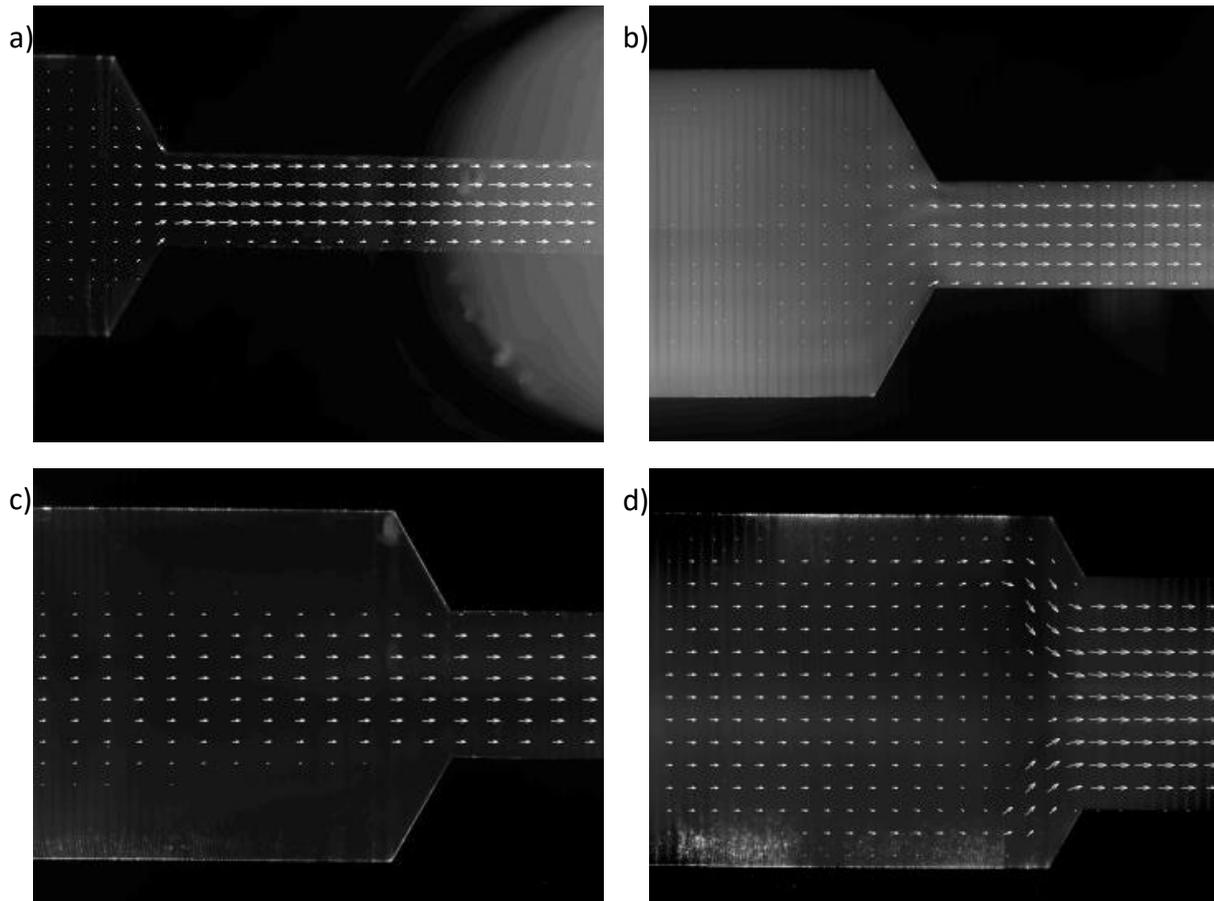


Abbildung 76: Auswertung der PIV-Strömungsaufnahmen; a) Versuch 432: newtonsches Fluid; b) Versuch 637: Gel T, keine Totwassergebiete erkennbar; c) Versuch 695: Gel T, großes Totwassergebiet vor der Durchmesserrückführung; d) Versuch 722: Gel C, starke Einströmung von außen und abgebremsster mittlerer Bereich.

6.2.2. Stromlinienbilder

Aus den PIV-Pfeilbildern lassen sich anhand der Orientierung der Geschwindigkeitspfeile Stromlinien zeichnen. Bei diesen Stromlinienbildern lassen sich die unterschiedlichen Strömungsregime besonders gut erkennen. Die Stromlinien zeigen Totwassergebiete, welche je nach Position und Größe unterschiedliche Einflüsse auf die Strömung, insbesondere auf den Druckverlust, haben. Für die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilungen wurden die Ergebnisse von 120 bis 240 Doppelbildern gemittelt.

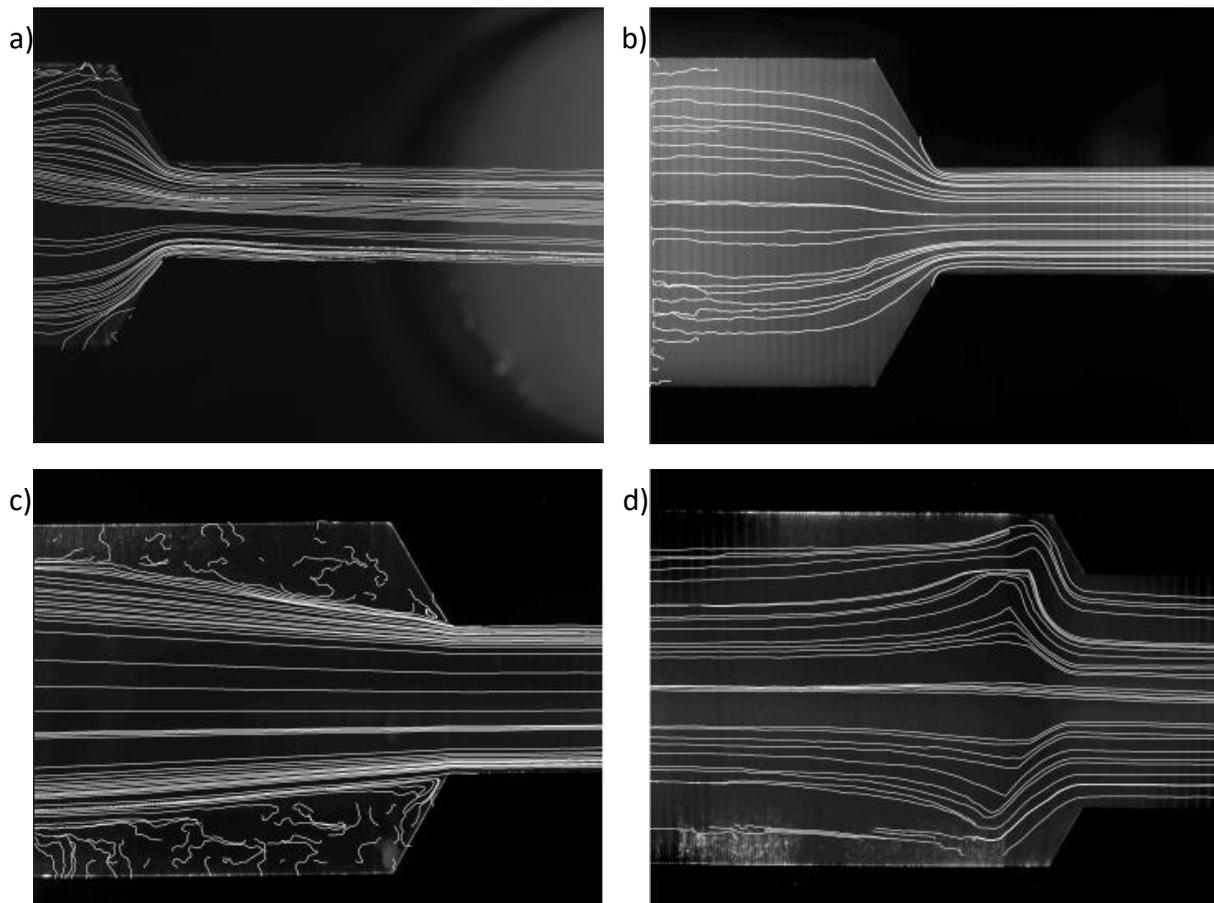


Abbildung 77: Aus den Geschwindigkeitsverteilungen errechnete Stromlinienbilder; a) Versuch 432; b) Versuch 637; c) Versuch 695; d) Versuch 722.

In Abbildung 77 a ist nach der Durchmesserreduktion ein weiteres Einschnüren der Stromlinien zu erkennen, was auf eine Vena contracta schließen lässt, auch wenn die Rezirkulation selbst nicht aufgelöst werden konnte. Bei Versuch Nummer 637 sind, wie in Abbildung 77 b zu sehen, keine Totwassergebiete erkennbar. Bei Versuch 695 ist eine Einschnürung über eine lange Strecke mit einem großen Totwassergebiet vor der Durchmesserreduktion. Bei Versuch 722 werden die Stromlinien vor dem Eintritt in den Teil der Messstrecke mit dem kleineren Durchmesser regelrecht gequetscht. Da sich weitende Stromlinien auf eine Reduktion der Geschwindigkeit schließen lassen, ist von einer Geschwindigkeitsreduktion in der Rohrmitte direkt vor der Durchmesserreduktion auszugehen.

6.2.3. Geschwindigkeitsverteilung

Neben den Stromlinien kann aus den PIV-Bildern auch die Geschwindigkeitsverteilung ermittelt werden; diese sind in Abbildung 78 zu sehen. Ist ein Rezirkulationsgebiet stark ausgeprägt und die Rückströmgeschwindigkeit groß genug, ist das Rezirkulationsgebiet auch in der Geschwindigkeitsverteilung erkennbar. Daneben sind auch weitere Strömungsphänomene zu sehen. Außerhalb der Strömung, also auch im Bereich der Versuchsgeometrie, wurde keine Strömungsgeschwindigkeit gemessen, weshalb diese in Abbildung 78 mit „0“ angegeben ist.

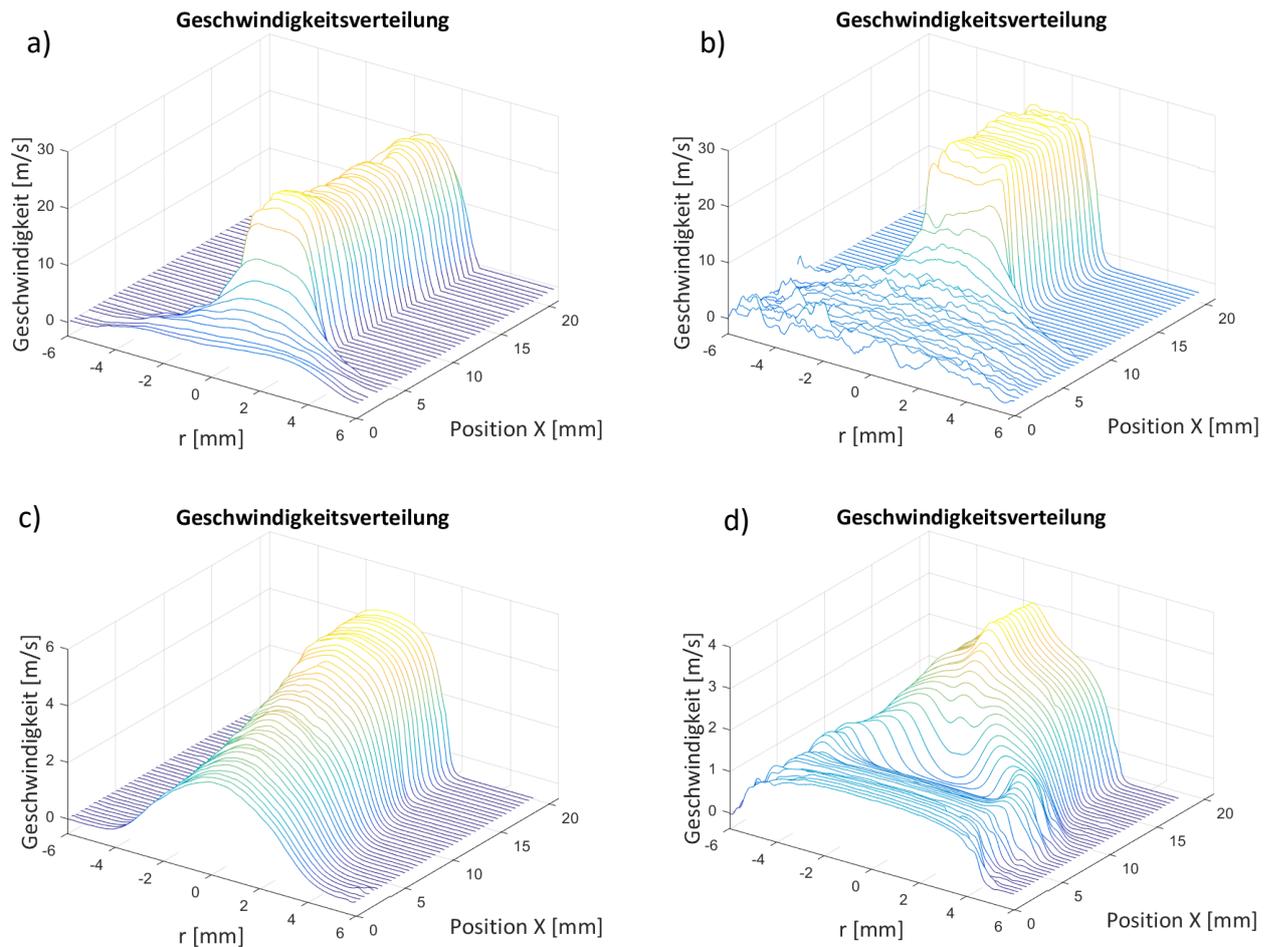


Abbildung 78: Normalisierte Geschwindigkeitsverteilungen; a) Versuch 432; b) Versuch 637; c) Versuch 695; d) Versuch 722.

Bei Versuch 432 (Abbildung 78 a) ist zu erkennen, dass die Zuströmung nicht exakt symmetrisch erfolgte, außerdem ist ein verbreitertes Strömungsprofil im Bereich der Durchmesserreduktion zu sehen, das sich im späteren Verlauf von einem eher weiten zu einem schmaleren Geschwindigkeitsprofil zuspitzt. Dies ist allgemein von Einlaufströmungen bekannt. Bei Versuch 637 ist eine starke Schwankung der Geschwindigkeit vor der Durchmesserreduktion zu sehen, die sich auf Probleme bei der Messung zurückführen lässt. Bei Gel T ist die Streuung des Lichts sehr groß, das Fluid ist also nicht klar genug, um eine ähnliche Qualität der Aufnahmen wie bei Gel C zu ermöglichen. Da das Licht bei einem größeren Rohrdurchmesser mehr Wegstrecke im trüben Gel durchlaufen muss, ist dort die Bildqualität deutlich schlechter. Trotz der geringeren Datenqualität ist bei diesem Versuch ein sehr breites Geschwindigkeitsprofil zu sehen. Gele haben typischerweise ein breiteres Geschwindigkeitsprofil als newtonsche Fluide, hier spielen daneben aber auch noch Einlaufeffekte eine Rolle. Die Bildqualität der Versuche 695 und 722 ist deutlich besser, weshalb die Geschwindigkeitsprofile sehr viel gleichmäßiger sind. In Versuch 695 ist ein langsamer und kontinuierlicher Übergang zu sehen; das Gel beschleunigt und reduziert den Durchmesser des strömenden Bereiches über eine lange Strecke, während seitlich davon nahezu keine Bewegung vorliegt. Wie bereits bei den Stromlinienbildern vermutet, ist bei Versuch 722 ein verblockter Bereich in der Rohrmitte zu sehen, während seitlich Gel am verblockten Bereich mit hoher Geschwindigkeit vorbeiströmt. Nach der

Durchmesserreduktion zeigt das Geschwindigkeitsprofil eine lokale Überhöhung in der Mitte. Es zeigt sich eine Art Glockenform im Geschwindigkeitsprofil.

Wird bei Versuch 695 beispielhaft das Integral über die Geschwindigkeit der PIV-Aufnahmen gebildet und anhand dessen die mittlere Geschwindigkeit bestimmt, ergibt sich eine mittlere Geschwindigkeit von 4,6 m/s, was 15 % über dem mithilfe des Positionssensors ermittelten Wert von 4,0 m/s liegt.

6.2.4. Schubspannungs- und Scherratenverteilung

Über den Zwischenschritt der Scherratenverteilung lassen sich mithilfe des Herschel-Bulkley-Extended-Modells eine Viskositäts- und eine Schubspannungsverteilung bestimmen. Dazu wird anhand der Geschwindigkeitsverteilung eine Scherratenverteilung ermittelt. Aus den lokalen Scherraten lassen sich dann die lokalen Spannungen und Viskositäten mittels des HBE-Modells errechnen. Da die Basis dieser Analyse das HBE-Modell ist und dieses Modell die Thixotropie nicht berücksichtigt, wird diese auch in der Schubspannungs- und der Viskositätsanalyse nicht berücksichtigt. So wird angenommen, dass die Viskosität ohne zeitliche Verzögerung die laut HBE vorhandene Viskosität annimmt. Diese Abweichung wurde vernachlässigt, da eine Berücksichtigung der Thixotropie die Kenntnis der gesamten Scherungen bereits vor dem Passieren der Versuchsgeometrie erfordert hätte. Deshalb sollte bei der Interpretation der Grafiken berücksichtigt werden, dass Gebiete mit hohen Scherraten und Schubspannungen die Viskosität nachhaltig verringern und somit Gel mit geringerer Viskosität weiterströmt.

Die Schubspannungs- und die Viskositätsverteilung sind in Abbildung 79 mit einem Farbcode dargestellt. Bei den Viskositätsplots (obere Reihe) zeigen blaue Farben eine geringe Viskosität, gelbe Farben eine hohe Viskosität. In den Schubspannungsplots (untere Reihe) sind hohe Schubspannungen gelb dargestellt und geringe Schubspannungen in Blau. Beim newtonschen Fluid ist die Viskosität nicht von der Scherrate abhängig, was dazu führt, dass im gesamten gemessenen Bereich die gleiche Viskosität vorliegt. Deutlich zu erkennen ist in den Abbildungen, welche Gelströmungen zeigen, im Vergleich zu den Stromlinienbildern aus Abbildung 77, dass Bereiche mit einer starken Krümmung der Stromlinien auch Bereiche mit erhöhter Scherrate und Schubspannung sind. Ein weiterer Bereich erhöhter Schubspannung bei allen Strömungen ist der Randbereich nahe der Innenwand der Versuchsgeometrie. Wird, wie im Unterabschnitt 2.2.1.2 („Gelströmung in Rohren“) beschrieben, von einer linearen Schubspannungsverteilung bei voll ausgebildeter Strömung ausgegangen, ist auch bei Rohrströmungen die Schubspannung in den Randbereichen am höchsten. Auch wenn hier nicht von einer ungestörten Rohrströmung ausgegangen werden kann, ist dies dennoch ein Anhaltspunkt, da in diesen Bereichen sehr große Schubspannungen und damit geringe Viskositäten auftreten können. Bei Versuch 722 fließt mehr Fluid aus den Randbereichen in das Rohr mit geringerem Durchmesser als aus dem mittleren Bereich. Da die Scherraten im Bereich der Rotationsachse der Versuchsgeometrie geringer und Schubspannungen höher sind als weiter außen, könnte es sein, dass dieses niederviskose Fluid mit geringeren Verlusten durch die Durchmesserreduktion strömt und somit mehr niederviskoses Fluid die Querschnittsänderung passiert als hochviskoses Fluid aus der Mitte. Bei den Bildern von Versuch 637 in Abbildung 79 muss angemerkt werden, dass im Bereich links der Durchmesserreduktion eine Auswertung aufgrund einer schlechten Bildqualität, bedingt durch die Trübheit von Gel T, nicht möglich war. Bei den vorliegenden Analysen beträgt die

räumliche Auflösung eines Pixels $0,93 \mu\text{m}$, was bei 16 Pixeln pro „interrogation window“ eine Auflösung von $0,015 \text{ mm}$ ergibt.

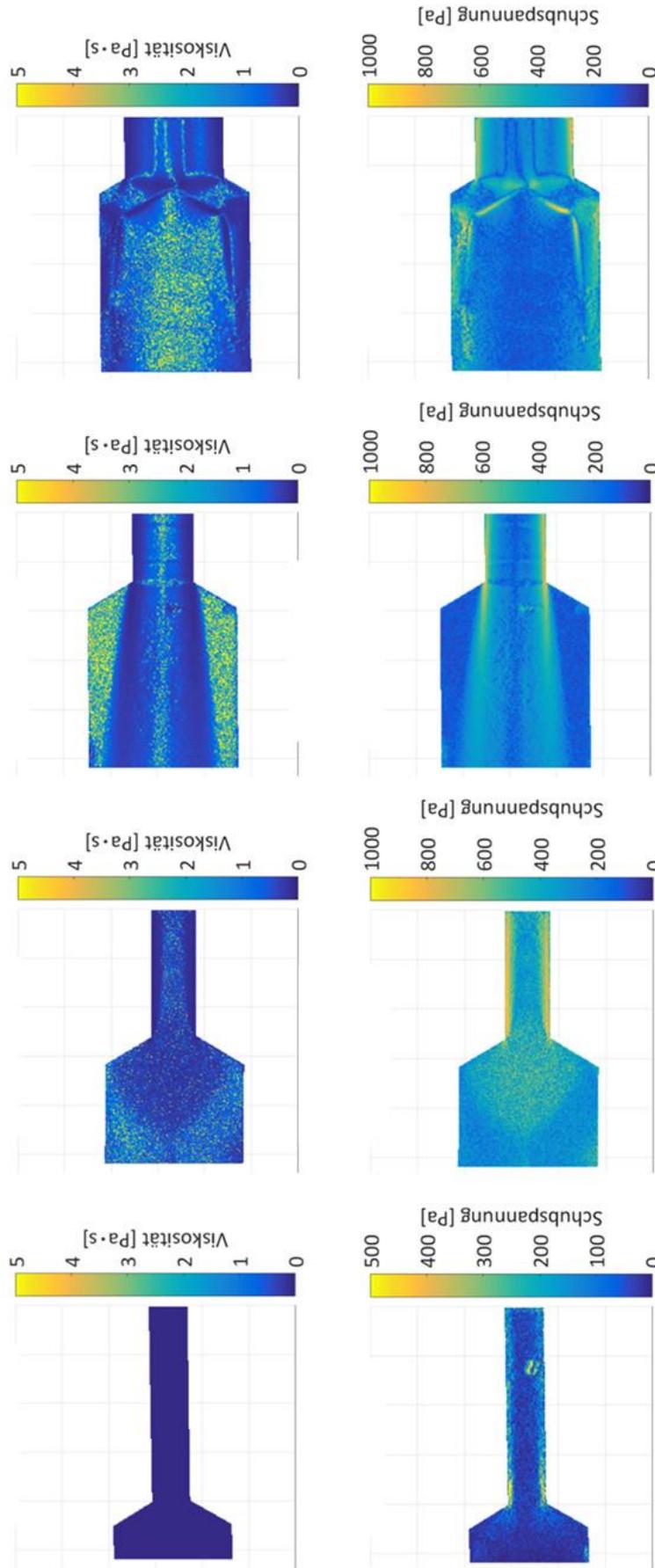


Abbildung 79: Viskositätsverteilung (oben) und Schubspannungsverteilung (unten) der Versuche 432, 624, 695 und 722 (von links nach rechts).

Die in Abbildung 79 aufgeführten Versuche stellen die Strömungsregime dar, jedoch nicht die Entwicklung der Strömungsmerkmale bei einer Änderung der Randbedingungen, beispielsweise der Größe der Rezirkulationsgebiete, mit der Geschwindigkeit. Deshalb wird in den folgenden Abschnitten die Entwicklung einzelner Merkmale anhand von Randbedingungen betrachtet.

6.2.5. Strömungsprofil zu Beginn der optischen Messung

Mithilfe der zuvor erstellten Geschwindigkeitsprofile lässt sich das Geschwindigkeitsprofil beim Eintritt in das Messfenster der optischen Messung mit dem Geschwindigkeitsprofil der voll ausgeprägten Rohrströmung, welche sich aus dem Viskositätsmodell nach HBE berechnen lässt, vergleichen. Dieser Vergleich gibt Aufschluss darüber, ob die Einlaufstrecke ausreichend ist, um eine voll ausgeprägte Rohrströmung zu erreichen. Während bei newtonschen Fluiden von einer voll ausgeprägten Rohrströmung nach 10 bis 60 Rohrdurchmessern ausgegangen wird [119], muss dies für Gele erst noch untersucht werden. Im Folgenden ist dieser Vergleich für einige Versuche aufgezeigt. Es ist zu sehen, dass für Gel T die Strömung beim Eintritt in das Messfenster dem theoretisch ermittelten Geschwindigkeitsprofil einer voll ausgebildeten Rohrströmung sehr ähnlich ist (Abbildung 80); dies gilt auch für Gel C (Abbildung 81). Die großen Schwankungen für Gel T sind in der Trübheit von Gel T begründet, unter der die Bildqualität leidet und es entsprechend zu Messungenauigkeiten kommt.

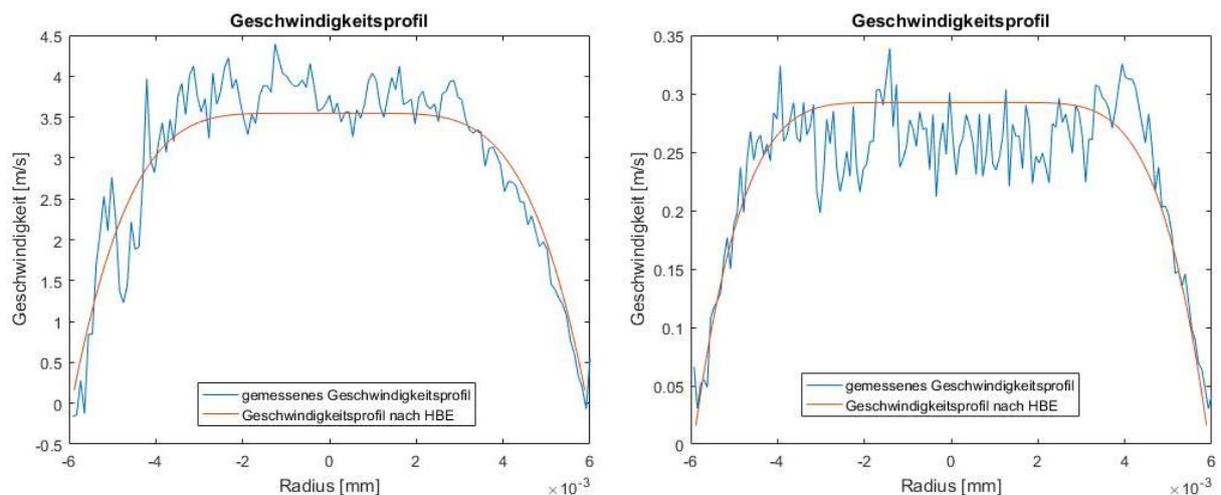


Abbildung 80: Einlaufgeschwindigkeitsprofil von Gel T; links: $d_2 = 5 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 2,45 \text{ m/s}$; rechts: $d_2 = 8 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 0,213 \text{ m/s}$.

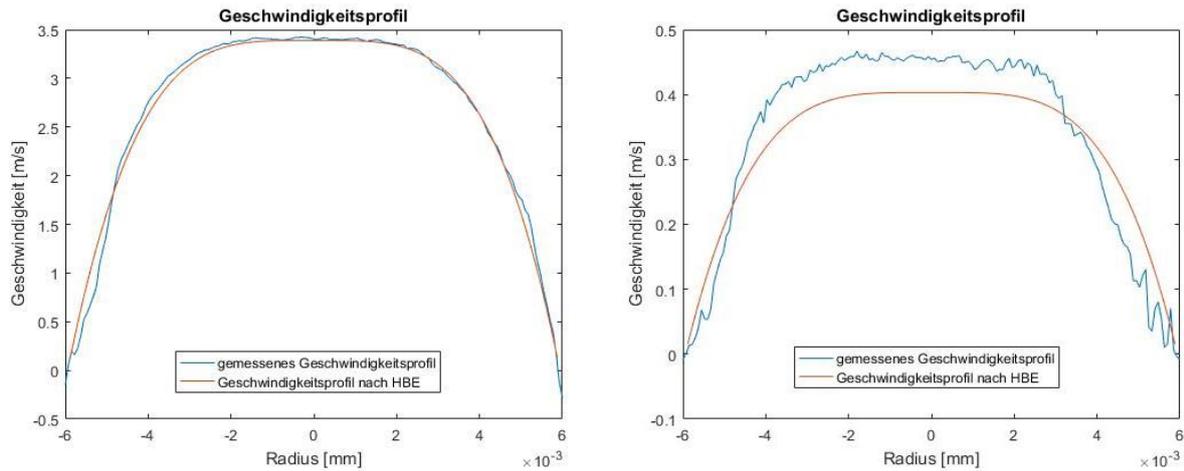


Abbildung 81: Einlaufgeschwindigkeitsprofil von Gel C; links: $d_2 = 8 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 2,11 \text{ m/s}$; rechts: $d_2 = 8 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 0,262 \text{ m/s}$.

Während bei Gel C in Abbildung 81 für die höhere Geschwindigkeit eine sehr gute Übereinstimmung mit dem nach HBE errechneten Geschwindigkeitsprofil zu sehen ist, weicht das Geschwindigkeitsprofil für die geringere Geschwindigkeit deutlich ab. Diese Abweichung hängt jedoch nicht damit zusammen, dass die Rohrströmung nicht voll ausgeprägt ist, sondern damit, dass die Störung, welche durch die Durchmesserreduktion verursacht wird, mit abnehmender Strömungsgeschwindigkeit weiter vor der Durchmesserreduktion beginnt (siehe Abschnitt 6.2.8: „Mittige Geschwindigkeitsreduktion in der Anströmung“). Ähnliches gilt für die Geschwindigkeitsprofile mit einem Zieldurchmesser von $d_2 = 4 \text{ mm}$ und $d_2 = 5 \text{ mm}$ (siehe Abbildung 78 c); auch hier beeinflusst die stärkere Durchmesserreduktion die Strömung weiter stromauf bis außerhalb des optischen Messbereiches. Jedoch ist auch hier von einer voll ausgeprägten Rohrströmung auszugehen, da die Zuströmung bei allen Messstrecken unter denselben Bedingungen erfolgte.

Somit kann gesagt werden, dass für die Gele eine voll ausgeprägte Rohrströmung erreicht wird. Wird hingegen das Geschwindigkeitsprofil beim Einströmen eines newtonschen Fluids in den Messbereich betrachtet (Abbildung 78 a), zeigt sich eine Asymmetrie; die Einströmung scheint durch die gekrümmte Zuführung gestört zu sein.

6.2.6. Vergleich der Strömungen der verschiedenen Fluide

Mit der oben gezeigten Methode werden nun die Strömungen der verschiedenen Gele zum einen bei gleicher $Re_{gen,HBE}$ und zum anderen bei gleichem Massenstrom verglichen, um die Entwicklung der Strömung bei einer Variation dieser Parameter zu betrachten. Die Parameter wurden ausgewählt, da die Reynolds-Zahl ein für Strömungen sehr relevanter Parameter und der Massenstrom für den Schub einer Brennkammer mit entscheidend ist.

6.2.6.1 Vergleich der Strömungen bei ähnlichen Reynolds-Zahlen

Da sich beim Zieldurchmesser von $d_2 = 8 \text{ mm}$ für keine Strömung eine Übereinstimmung der Reynolds-Zahl für alle drei Fluide ergibt, für die PIV-Daten vorliegen, können nur die Strömungen der drei Fluide für die 4-mm- und die 5-mm-Messstrecke verglichen werden. Außerdem kann das newtonsche Fluid bei allen Messstrecken betrachtet werden.

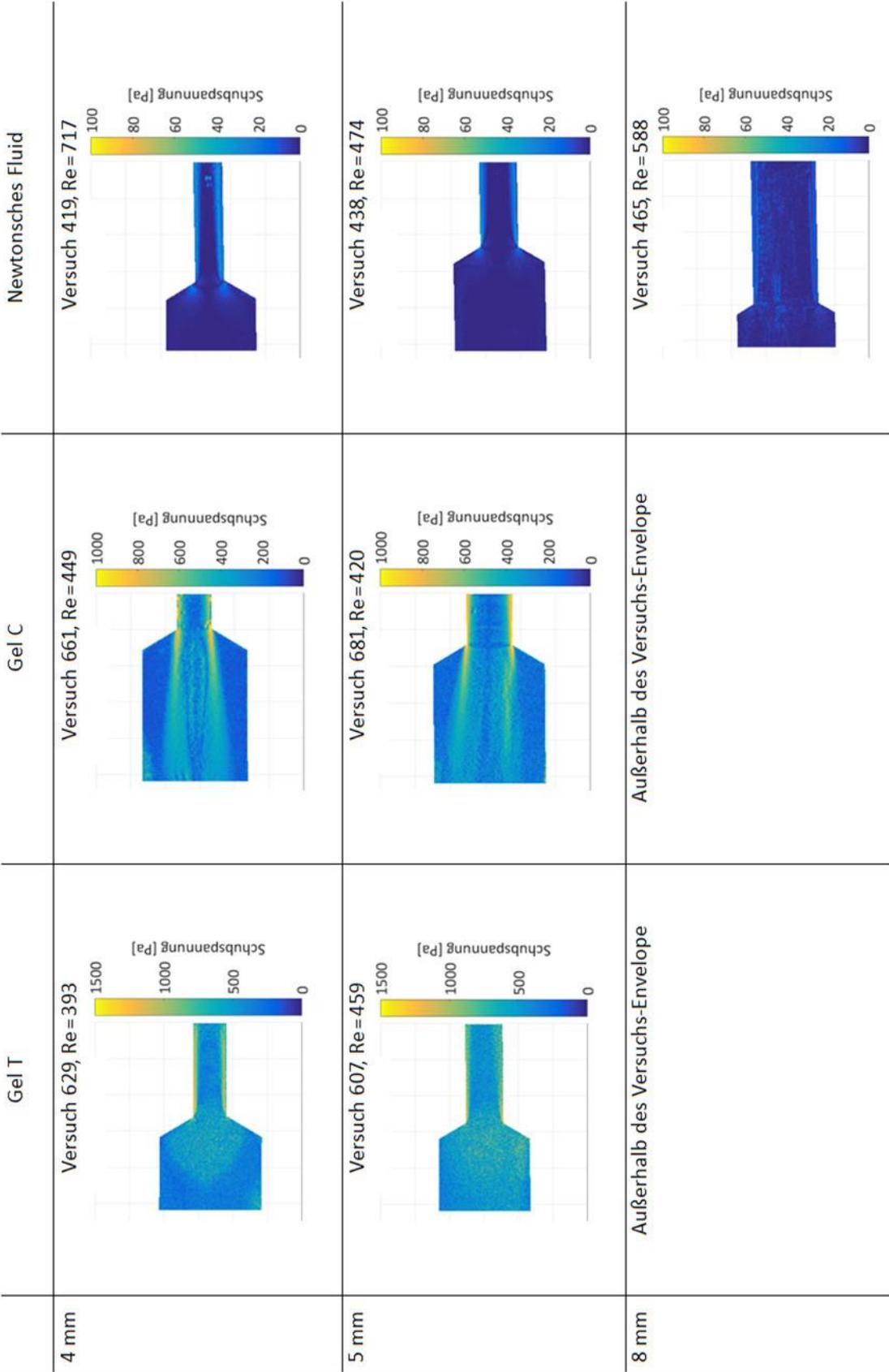


Abbildung 82: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit entsprechend einer Reynolds-Zahl zwischen Re = 390 und Re = 720.

In Abbildung 82 ist für die 4-mm-Messstrecke erkennbar, dass sowohl für das newtonsche Fluid als auch für Gel T die größten Schubspannungen entlang der Rohrwand nach der Durchmesserreduktion auftreten. Für Gel C dagegen sind die Schubspannungen deutlich gleichmäßiger verteilt. Das lässt darauf schließen, dass hier die Wandreibung für Gel T und das newtonsche Fluid einen deutlich stärkeren Einfluss haben als der Druckverlust durch interne Reibung. Wird in Betracht gezogen, dass bei $d_2 = 4 \text{ mm}$ und den gewählten Reynolds-Zahlen der Druckverlust für Gel C deutlich über dem von Gel T und dem newtonschen Fluid liegt, spiegeln sich die höheren internen Schubspannungen auch in den Druckverlustmessungen wider. Für die 5-mm-Messstrecke sieht die Situation grundsätzlich ähnlich aus, jedoch ist für Gel C eine Durchmesserreduktion über einen weiteren Bereich besser erkennbar. Werden die Messstrecken der jeweiligen Gele untereinander verglichen, ist zu sehen, dass das grundsätzliche Strömungsmuster immer das gleiche ist.

Für den nächsten Vergleich, der in Abbildung 83 zu sehen ist, wurden deutlich geringere Reynolds-Zahlen gewählt. Für das newtonsche Fluid waren Messungen mit derart niedrigen Reynolds-Zahlen leider nicht möglich, weshalb hier keine Daten vorliegen.

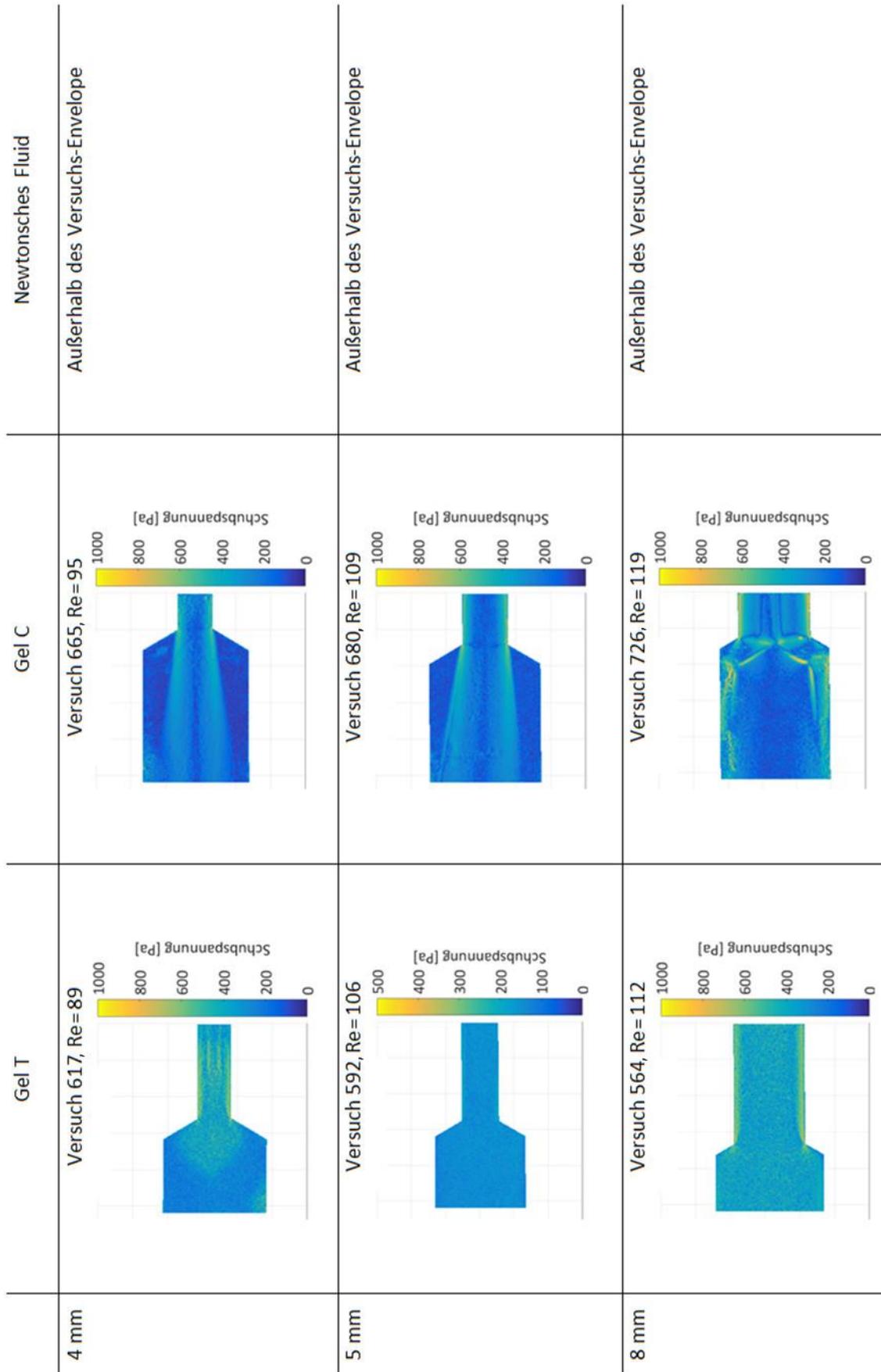


Abbildung 83: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit entsprechend einer Reynolds-Zahl zwischen Re = 85 und Re = 120.

Auf den ersten Blick sind die Ergebnisse denen mit höherer Reynolds-Zahl in Abbildung 823 recht ähnlich. Bei Gel T sind die größten Schubspannungen entlang der Wand. Die Schubspannungen in der Rohrmitte nach dem Ausströmen bei Versuch 617 sind auf einen Messfehler zurückzuführen, da hier die Geschwindigkeitsanalyse sehr große Schwankungen liefert. Auch für die Messstrecken mit $d_2 = 4 \text{ mm}$ und $d_2 = 5 \text{ mm}$ sind die Ergebnisse ähnlich denen bei höheren Reynolds-Zahlen. Für die Messstrecke mit $d_2 = 8 \text{ mm}$ zeigt sich hingegen ein anderes Bild. Es sind deutlich erhöhte Schubspannungen zwischen dem blockierten Teil der hochviskosen Strömung in der Mitte und der niederviskosen Randströmung zu sehen. Das Totwassergebiet an der Rohrwand vor der Durchmesserreduktion wird bei diesen Versuchen mit zunehmender Reynolds-Zahl kleiner.

6.2.6.2 Vergleich der Strömungen bei ähnlicher Geschwindigkeit

Da für den Schub eines Raketenmotors unter anderem die eingespritzte Treibstoffmenge relevant ist, ist es sinnvoll, neben den Strömungen mit gleicher Reynolds-Zahl auch diejenigen mit ähnlicher Geschwindigkeit zu vergleichen. Dieser Vergleich wurden, wie auch der Vergleich bei ähnlichen Reynolds-Zahlen, zweimal durchgeführt: einmal mit Geschwindigkeiten von zwischen $u = 2 \text{ m/s}$ und $u = 2,5 \text{ m/s}$ (Abbildung 84) und einmal mit Geschwindigkeiten von ungefähr $u = 5,7 \text{ m/s}$ (Abbildung 85).

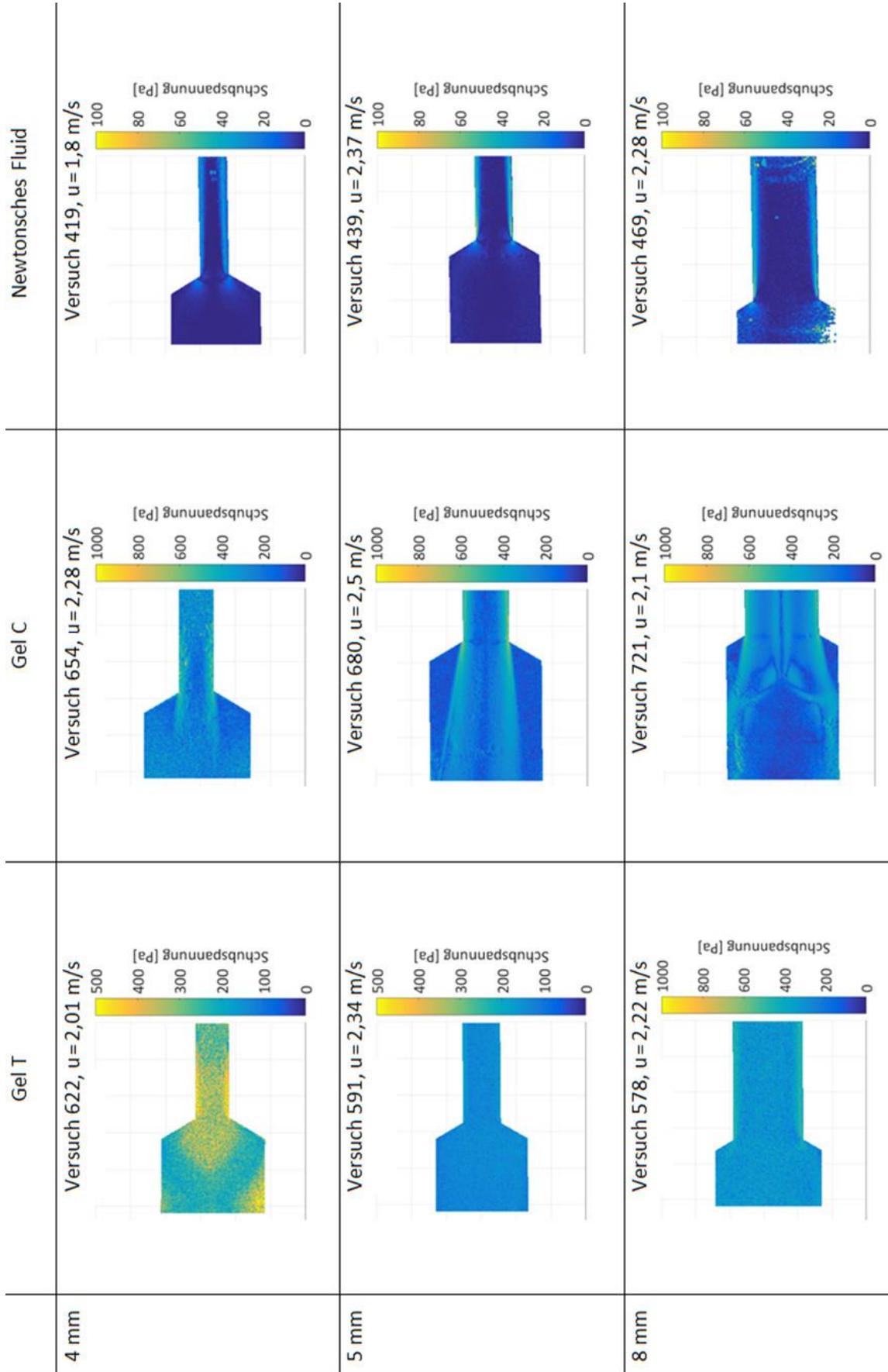


Abbildung 84: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit zwischen $u_{\text{mean}} = 2,0$ m/s und $u_{\text{mean}} = 2,5$ m/s.

Für die 4-mm-Messstrecke zeigt sich im Vergleich ein etwas anderes Bild als bei den gleichen Reynolds-Zahlen. So sind, obwohl für das newtonsche Fluid auch hier deutlich erhöhte Schubspannungen an der Wand erkennbar sind, bei Gel T erhöhte Schubspannungen im gesamten Bereich der Durchmesserreduktion zu sehen. Auch bei Gel C sind erhöhte Schubspannungen im gesamten Bereich der Durchmesserreduktion zu sehen, jedoch befinden sich Spannungsspitzen am Rand des Totwassergebiets. Diese Spannungsspitzen sind für die 5-mm-Messstrecke deutlich ausgeprägter, während es bei der 8-mm-Messstrecke wieder zu einer gequetschten Strömung kommt. Die Strömungen von Gel T und dem newtonschen Fluid zeigen bei der 5-mm- und der 8-mm-Messstrecke wieder die größten Schubspannungen im Bereich der Rohrwand nach der Durchmesserreduktion.

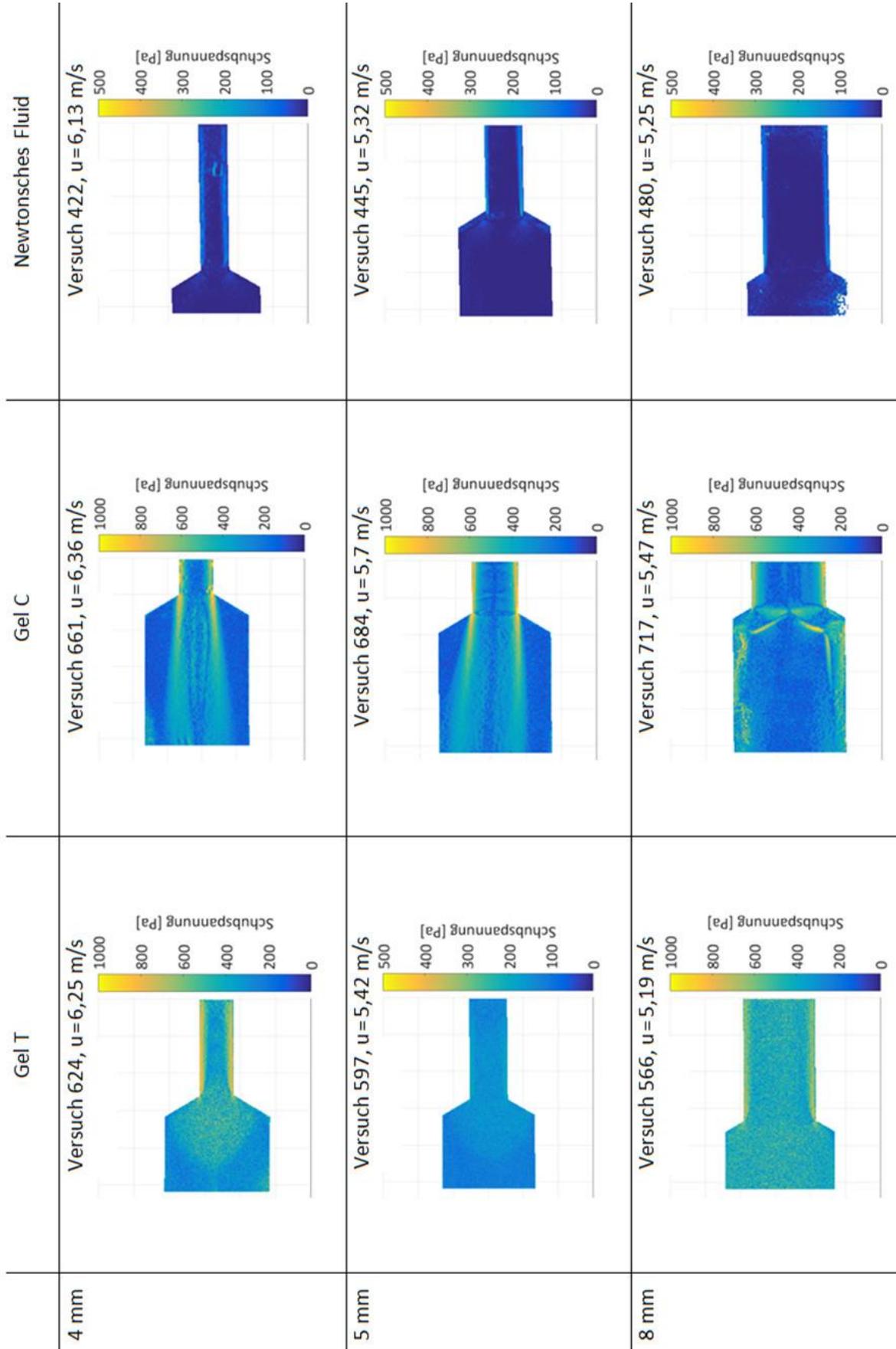


Abbildung 85: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit zwischen $u_{\text{mean}} = 5,5$ m/s und $u_{\text{mean}} = 6,5$ m/s.

Wird die Geschwindigkeit erhöht, zeigen sich hier die gleichen Tendenzen, die bereits bei einer Erhöhung der Reynolds-Zahl zu sehen waren. Das ist nicht überraschend, da mit einer Erhöhung der Geschwindigkeit eine Erhöhung der Reynolds-Zahl einhergeht. Bei Gel T ist durch die Erhöhung der Geschwindigkeit bei der 4-mm-Messstrecke nun die Schubspannung entlang der Rohrwand nach der Durchmesserreduktion wieder dominant. Gel C hat bei der 5-mm-Messstrecke ausgeprägte Spannungsspitzen nach der Durchmesserreduktion. Bei der Messstrecke mit $d_2 = 8 \text{ mm}$ wird das Totwassergebiet vor der Durchmesserreduktion kleiner beziehungsweise verschwindet ganz durch die Erhöhung der Geschwindigkeit. Beim newtonschen Fluid ändert sich die Schubspannungsverteilung bei einer Erhöhung der Geschwindigkeit nicht wesentlich.

6.2.7. Schwingungen in der Anströmung

Ein weiteres, in dieser Arbeit bisher nicht berücksichtigtes Strömungsregime ist eine instabile Strömung vor der Durchmesserreduktion. Bei den Versuchen, bei denen dieses Strömungsregime auftrat, konnte weder in den optischen Daten noch in den Druck- oder Temperaturdaten eine Schwingungsfrequenz gefunden werden. Bei viskoelastischen Fluiden wurde in der Literatur beim Düsenaustritt eine umlaufende Störung der Strömung beobachtet, die jedoch bei Erhöhung der Geschwindigkeit in eine chaotisch instabile Störung umschlug [120] [73]. Dass eine Schwingungsfrequenz nicht gefunden werden konnte, könnte messtechnisch begründet sein. So könnte die Reaktionszeit oder die Empfindlichkeit der Drucksensoren nicht ausreichend sein oder die Kombination der Drucksensoren mit der Kapillare zwischen dem Strömungskanal und dem Volumen vor dem Drucksensor ein zu träges Gesamtsystem bilden. Es ist aber auch möglich, dass sich keine Frequenz ausbildet, da es sich um chaotische Instabilitäten handelt. Um die messtechnische Seite der Frequenzanalyse zu betrachten, muss zuerst aus der Abtastrate der Druckmessung von $f_{Druck} = 50 \text{ Hz}$ die ermittelbare Frequenz einer Druckschwungung ermittelt werden. Diese liegt bei $f_{Druck, Nyquist} = 25 \text{ Hz}$ (Nyquist-Frequenz). Mit der maximalen Samplingrate von $f_{PIV} = 15 \text{ Hz}$ für das PIV-System ergibt sich eine maximal ermittelbare Frequenz von $f_{PIV, Nyquist} = 7,5 \text{ Hz}$. Liegt die Frequenz der Instabilität oberhalb der beiden Nyquist-Frequenzen, kann keine Frequenz für die Strömungsinstabilität und somit keine Druckschwankung ermittelt werden. Diese beiden Nyquist-Frequenzen sind sehr niedrig, da der Versuchsaufbau in erster Linie zur Ermittlung von stationären Strömungszuständen ausgelegt wurde.

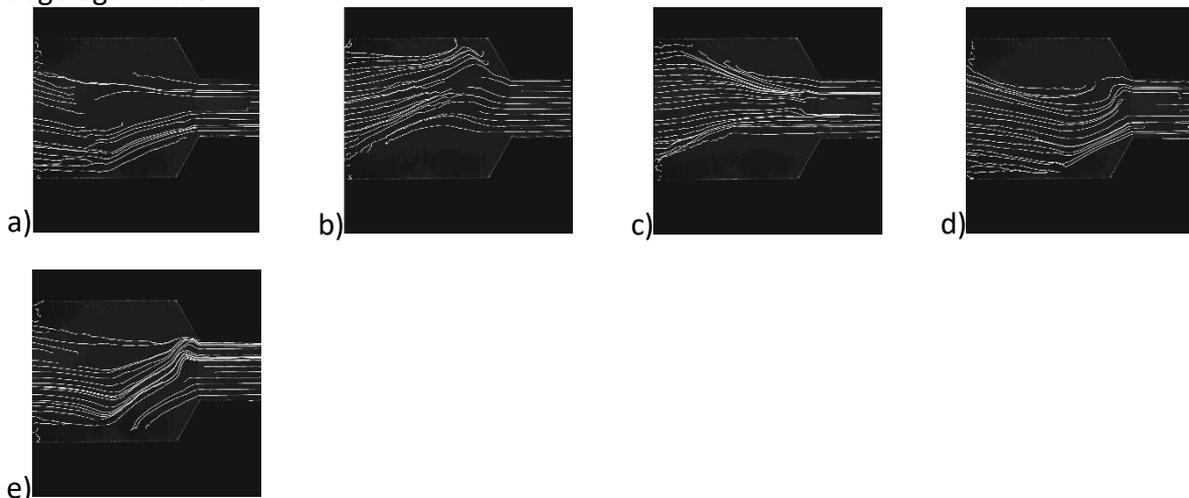


Abbildung 86: Geschwindigkeitsverteilung bei Versuch 699, Gel C, 5-mm-Messstrecke, Bilder aufgenommen mit einer Aufnahmefrequenz von 15 Hz; a) bei 0 ms; b) bei 67 ms; c) bei 133 ms; d) bei 200 ms; e) bei 267 ms.

Was bei diesem Strömungsregime zu weiteren Problemen führen kann, ist, dass dem Gel ein dreidimensionaler Spannungszustand aufgeprägt wird. Geschieht dies in einem Prallinjektor und wird diese Spannung komplett oder teilweise aufrechterhalten, während das Fluid den Bereich nach der Durchmesserreduktion durchströmt, führt diese gespeicherte Spannung zu einer Deformation des ausgepressten Stranges. Je nachdem wie stark die Verformung des ausgepressten Stranges ist, prallen die Stränge nicht mehr oder nicht mehr exakt aufeinander und die Zerstäubung des Treibstoffes ist nicht mehr optimal oder nicht mehr vorhanden. Korrelieren die Störungen bei der Injektion mit Frequenzen in der Brennkammer, ist es denkbar, dass es zu Instabilitäten in der Brennkammer kommt, was zur Zerstörung der

Brennkammer führen kann. Da der Austritt des Stranges in dieser Arbeit nicht untersucht wurde, sondern nur das Einströmverhalten, können jedoch keine abschließenden Aussagen gemacht werden. Allerdings sind Verformungen beim Auspressen eines Fluids mit internen Spannungen bekannt, beispielsweise beim Strangpressen.

6.2.8. Mittige Geschwindigkeitsreduktion in der Anströmung

Ein weiteres Strömungsregime ist das einer mittleren Geschwindigkeitsreduktion. Das Geschwindigkeitsprofil dieses Strömungsregimes ist in Abbildung 87 zu sehen.

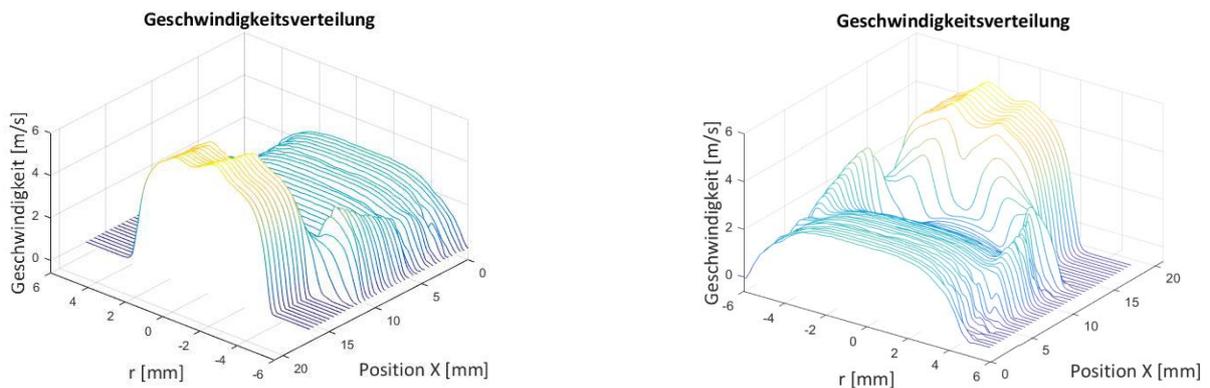


Abbildung 87: Mittlere Geschwindigkeitsprofile mit Reduktion der Mittengeschwindigkeit vor der Verengung, Versuch 727, Cellosize-Gel, 8-mm-Messstrecke; links: Strömung von hinten rechts nach vorne links; rechts: Strömung von vorne links nach hinten rechts.

Auch im Stromlinienbild ist die Reduktion der Geschwindigkeit im mittleren Bereich vor der Verengung deutlich erkennbar, da sich die Stromlinien um die Zone mit reduzierter Geschwindigkeit biegen.

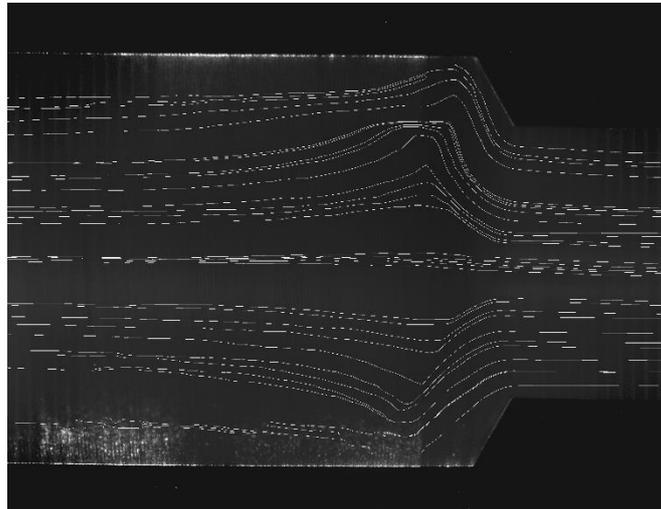


Abbildung 88: Stromlinienbild des Versuches 727.

Wie in Abbildung 87 und Abbildung 88 ersichtlich ist, fließt vor allem das stärker vorgescherte, niederviskose Fluid aus den Randbereichen durch die Durchmesserreduktion. Durch die Thixotropie des Fluids bleibt dieser niederviskose Zustand einige Zeit erhalten. Diese Zeit ist abhängig vom Fluid und durch die Relaxationszeiten beschrieben, wie sie in Unterkapitel 4.7 („Relaxationszeit der Gele“) definiert sind. Würde hier wieder ein Injektor

als ein in der Praxis für die untersuchte Strömung relevantes Bauteil herangezogen, würde niederviskoses Fluid in die Brennkammer gelangen, was die Zerstäubung unterstützen würde.

Von besonderem Interesse könnte der Verlauf der Gelschichten mit durch die lokal hohe Scherrate bedingter niedriger Viskosität sein. Diese können sich wie in Versuch 727 zu einer deutlichen Geschwindigkeitsüberhöhung im mittleren Bereich der Abströmung vereinigen und führen somit zu einer Schicht mit niedriger Viskosität in der Mitte der Strömung.

In Abbildung 89 ist die Position der Strömungsaufweitung in Abhängigkeit von der mittleren Geschwindigkeit vor der Durchmesserreduktion aufgezeigt. Die Position der Strömungsaufweitung bewegt sich mit zunehmender Geschwindigkeit näher zur Durchmesserreduktion hin, ab einer Geschwindigkeit von ungefähr $u_{mean} = 2 \text{ m/s}$ verbleibt die Position der Strömungsaufweitung in einem Abstand von ungefähr 2,1 mm zum Ende der Durchmesseränderung. Dass die Aufweitung nicht näher an das Ende der Durchmesserreduktion heranreicht, lässt sich dadurch erklären, dass das Fluid ab dieser Geschwindigkeit an der Wand der Versuchsgeometrie entlangströmt und von der Versuchsgeometrie durch den Einschnürungswinkel von 118° ein Mindestabstand vorgegeben ist.

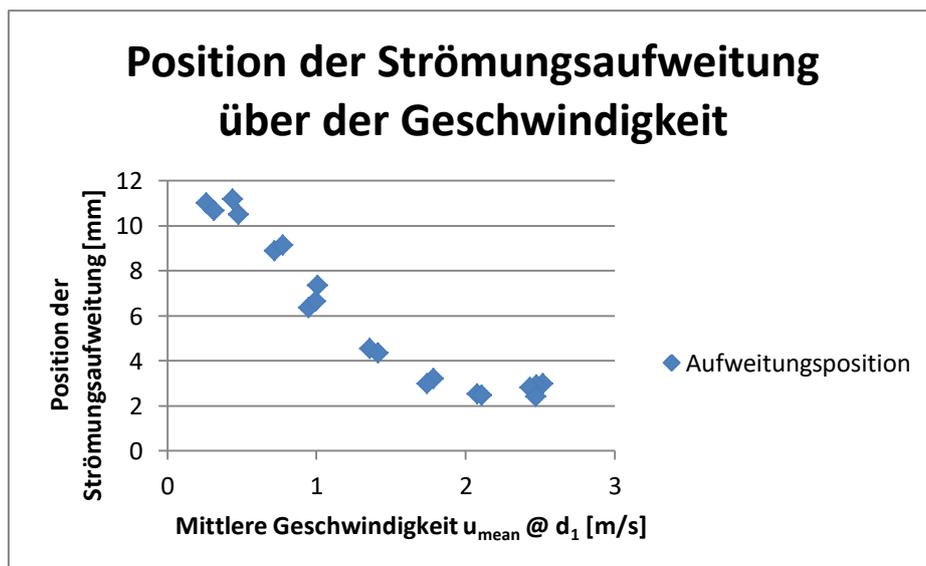


Abbildung 89: Position der Strömungsaufweitung in der Strömung von Gel C durch die Versuchsgeometrie mit $d_2 = 8 \text{ mm}$.

Die Definition der Position der Strömungsaufweitung sowie ein Vergleich zwischen einer Strömung mit geringer und einer Strömung mit hoher Strömungsgeschwindigkeit sind in Abbildung 90 zu sehen. Dabei ist anzumerken, dass die Aufweitung der Strömung mit zunehmendem Abstand zur Durchmesserreduktion schwächer ausfällt und bei den Versuchen mit geringen mittleren Geschwindigkeiten kaum zu erkennen ist, weshalb dort als Punkt der Strömungsaufweitung der Beginn der Strömungseinschnürung gewählt wurde. Als Referenz wurde das Ende der Durchmesserreduktion gewählt.

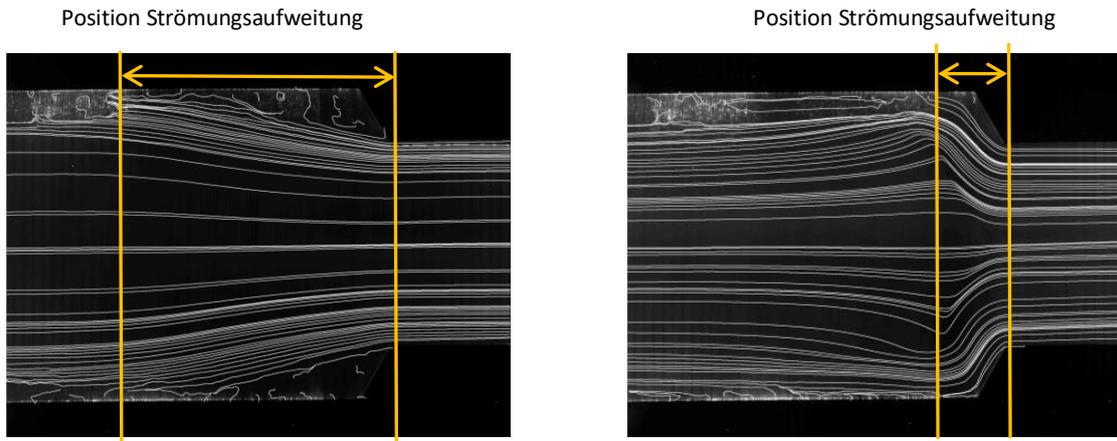


Abbildung 90: Stromlinienbilder einer Strömung von Gel C in der Messstrecke mit einem Zieldurchmesser von $d_2 = 8 \text{ mm}$; links mit einer mittleren Geschwindigkeit bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 0,262 \text{ m/s}$ und rechts an ebenfalls bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 2,52 \text{ m/s}$.

Vergleicht man das Stromlinienbild von Gel C bei langsamer Geschwindigkeit in der 8-mm-Messstrecke (Abbildung 90 links) mit dem der Strömung von Gel C bei den Messstrecken mit Zieldurchmessern von $d_2 = 4 \text{ mm}$ und $d_2 = 5 \text{ mm}$ bei geringen Geschwindigkeiten, bei denen die Strömung stabil ist (Abbildung 91), zeigt sich, dass sich bei allen die Stromlinien gleichmäßig verengen, bevor es zu Quetschung oder Stromlinienaufweitung kommt.

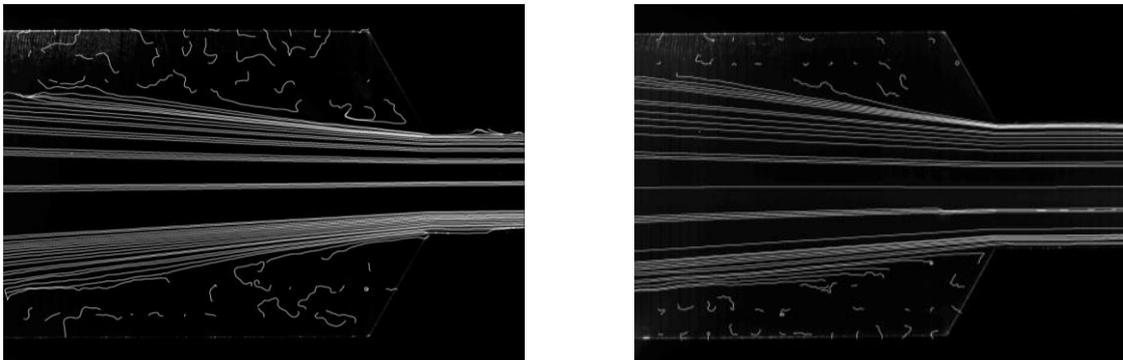


Abbildung 91: Stromlinienbilder der Strömung von Gel C; links: 4-mm-Messstrecke mit einer mittleren Geschwindigkeit bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 0,244 \text{ m/s}$; rechts: 5-mm-Messstrecke mit einer mittleren Geschwindigkeit bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 0,232 \text{ m/s}$.

Werden die Geschwindigkeitsprofile der Versuche von Gel C bei den unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofilen verglichen, wie in Abbildung 92 zu sehen, zeigt sich, dass sich der Einfluss der Querschnittsänderung mit stärkerer Durchmesserreduktion weiter stromauf bemerkbar macht.

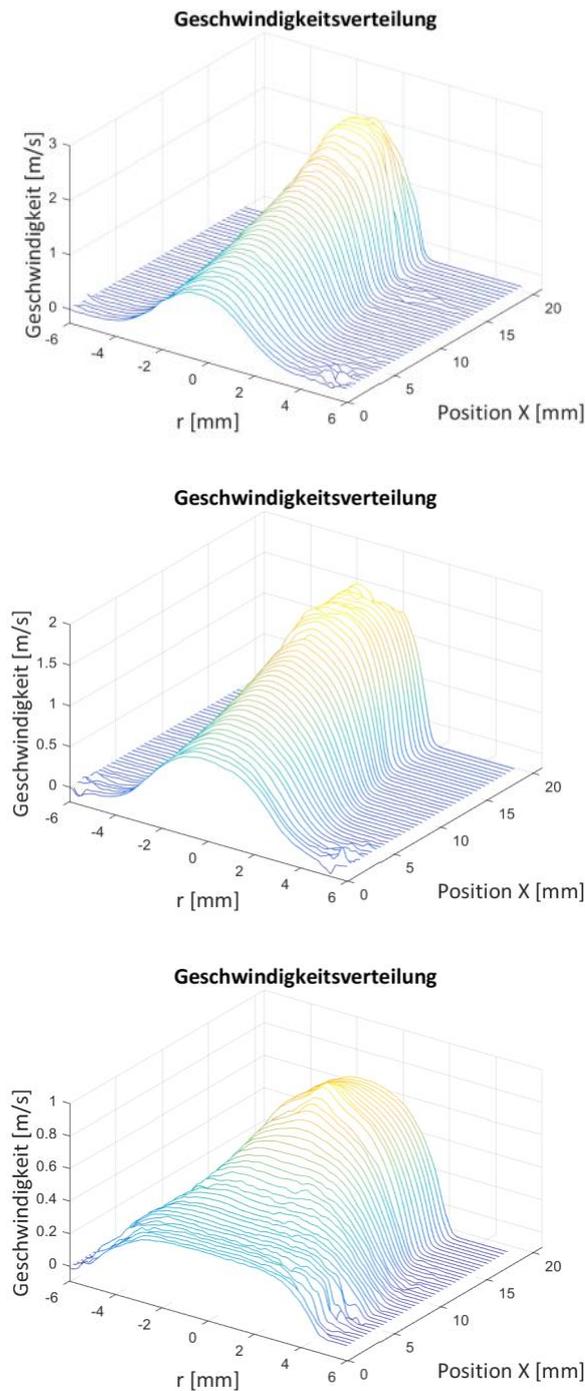


Abbildung 92: Normierte Geschwindigkeitsprofile bei den Messstrecken mit $d_2 = 4$ mm (oben), $d_2 = 5$ mm (Mitte) und $d_2 = 8$ mm (unten), bei einer Geschwindigkeit von ungefähr $u_{\text{mean}} = 0,24$ m/s bei d_1 .

Anders ausgedrückt, engt sich die Strömung über eine längere Strecke ein. Somit befindet sich für die 4-mm- und die 5-mm-Messstrecke weder die voll ausgebildete Strömung noch der Beginn der Strömungsbeeinflussung durch die Durchmesserreduktion im Bereich der PIV-Messung. Außerdem ist bei allen Versuchen der 8-mm-Messstrecke mit Gel C eine Geschwindigkeitsüberhöhung in der Mitte erkennbar, also ein glockenförmiges Geschwindigkeitsprofil direkt nach der Durchmesserreduktion, was darauf schließen lässt, dass bei allen Geschwindigkeiten grundsätzlich das gleiche Strömungsregime vorliegt. Im Gegensatz dazu tritt in keiner anderen Kombination von Gel und Messstrecke dieses

Geschwindigkeitsprofil auf. Somit wird davon ausgegangen, dass das Strömungsregime der Gel-C-Versuche mit der 4-mm- und der 5-mm-Messstrecke nicht das gleiche, sondern das instabile Strömungsregime ist.

6.2.9. Vena contracta

In den PIV-Aufnahmen ist es nicht möglich, eine Wirbelstärke oder vergleichbare Werte im Bereich der Vena contracta zu bestimmen. Somit ist weder eine quantitative Bestimmung der Wirbelstärke noch der Wirbelgröße im Bereich der Vena contracta möglich. Anhand der Krümmung der Stromlinien kann jedoch ein qualitativer Vergleich der Wirbelgrößen vorgenommen werden. So kann festgestellt werden, dass die Vena contracta mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit wächst, was auch erwartet wurde. Außerdem ist ein Vergleich der abgelenkten Stromlinien zwischen dem newtonschen Fluid und Gel T bei ähnlichen Volumenströmen möglich. Hier zeigt sich, dass die Ablenkung bei gleicher Geschwindigkeit für Gel T kleiner ist als für das newtonsche Fluid. Somit ist auch die Vena contracta für Gel T bei gleicher Geschwindigkeit deutlich kleiner als beim newtonschen Fluid und damit ist der minimal durchströmte Durchmesser bei Gel T größer als für das newtonsche Fluid. Damit lässt sich der geringere Druckverlust bei hohen Geschwindigkeiten und einer starken Durchmesserreduktion zumindest qualitativ erklären. Auch die Tendenz, dass der Druckverlust für das newtonsche Fluid mit steigender Strömungsgeschwindigkeit stärker zunimmt, ist erklärbar, da die Vena contracta beim newtonschen Fluid stärker wächst und somit der durchströmbare Durchmesser stärker abnimmt. Dieser Vergleich ist in Abbildung 93 aufgezeigt.

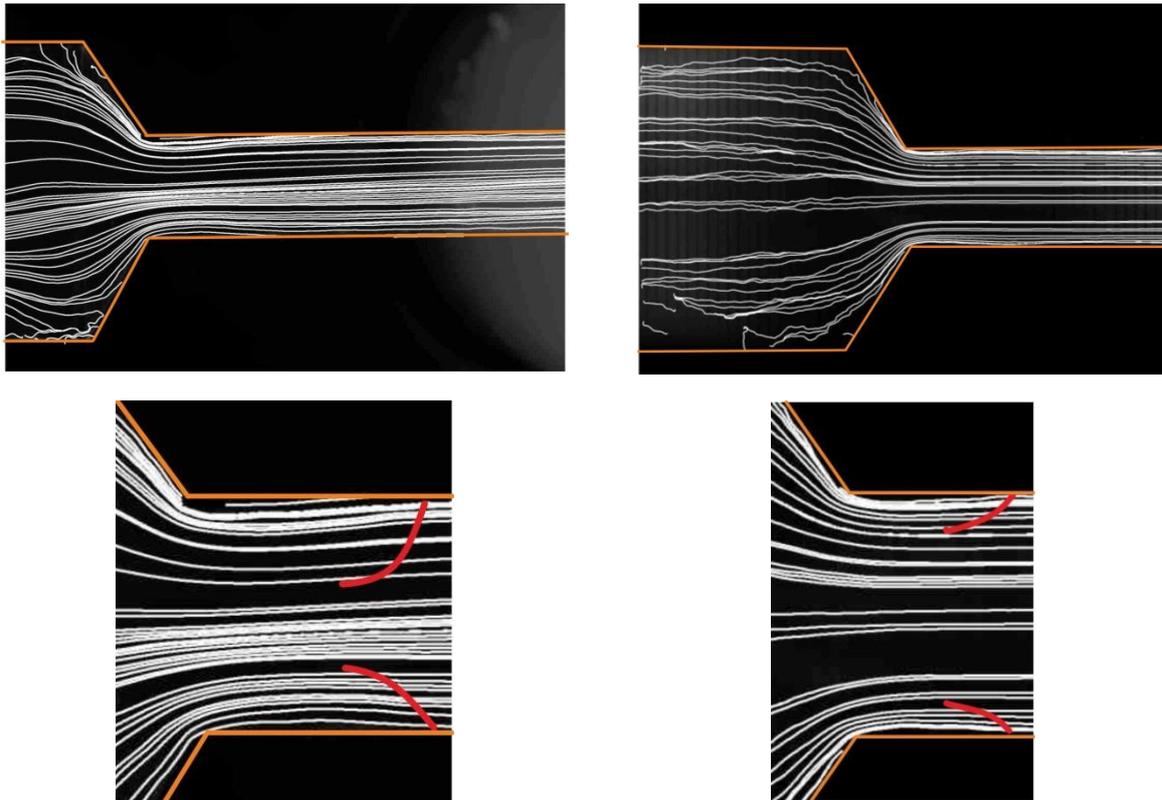


Abbildung 93: Links oben: Stromlinien des newtonschen Fluids beim Durchströmen der Messstrecke mit $d_2 = 4$ mm bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 21,1$ m/s; darunter die Detailaufnahme direkt nach der Messstrecke. Es ist eine leichte Einschnürung der Stromlinien bis zu den roten Linien erkennbar. Die orangen Linien stellen die Versuchsgeometrie dar. Rechts oben: Stromlinien von Gel T beim Durchströmen derselben Messstrecke bei $u_{\text{mean}} = 21,3$ m/s; auch hier mit Detailaufnahme darunter. Hier ist kein Einschnüren der Stromlinien zu erkennen.

Diese Beobachtung deckt sich mit den Ergebnissen von Kalb et al. [92], da auch dort mit zunehmender Scherverdünnung eine Reduktion der Größe des Wirbels festgestellt wurde – auch wenn es sich in der Arbeit von Kalb et al. nicht um eine Vena contracta handelte.

Die Reduktion der Größe der Vena contracta kann auch durch ein Gedankenexperiment weiter verdeutlicht werden. Die Wirbel treten am Rand in einem Bereich geringer Viskosität auf. Mit zunehmender Größe reichen die Wirbel weiter in einen Bereich höherer Viskosität hinein. Dadurch wird dort der Geschwindigkeitsänderung (Wirbel) ein größerer Widerstand entgegengebracht und der Wirbel wird gedämpft.

Eine weitere Überlegung bezüglich der Vena contracta betrifft die vorangegangene Strömung. Die Strömungen von Gel T und Gel C sind in Abbildung 77 b beziehungsweise Abbildung 77 c zu sehen. Dabei sind die Stromlinien von Gel T deutlich stärker gekrümmt als die von Gel C. Die leicht gekrümmten Stromlinien von Gel C können der Kontur nach der Durchmesserreduktion deutlich leichter folgen als die stark gekrümmten von Gel T. Dadurch entsteht bei Gel T eine größere Vena contracta im Vergleich zu Gel C.

7 Vergleich der Strömungen in den Versuchen mit der Literatur

Wenn auch nicht viele, so gibt es doch einige Arbeiten in der Literatur, die sich mit den Strömungsphänomenen befassen, die auch hier in dieser Arbeit auftraten. Da es sich bei den in der Literatur beschriebenen Untersuchungen teilweise um unterschiedliche Geometrien, Geschwindigkeiten, Randbedingungen und immer um unterschiedliche Fluide handelt, ist ein exakter Vergleich oft schwer – Tendenzen können jedoch aufgezeigt werden.

7.1. Schmelzbruch

Die beiden bereits gezeigten Arten von Schmelzbruch sollen hier mit der Literatur verglichen werden. Von Interesse ist dabei insbesondere, ob und wie die Störungen in der Strömung mit dem Schmelzbruch zusammenhängen, und damit auch ihr Einfluss auf die Zerstäubung.

7.1.1. Oberflächiger Schmelzbruch („sharkskin“) – Literaturvergleich

Um das Einsetzen von Schmelzbruch vorherzusagen, wurde von Allal und Vergnes [77] ein Kriterium vorgeschlagen. Trifft dieses Kriterium zu, wie es in Gleichung (48) beschrieben ist, kommt es zu Schmelzbruch.

$$\frac{M_N}{M_e} \geq \sqrt{N_e} \quad (48)$$

Die dafür erforderlichen Grundlagen wurden in Unterkapitel 3.4 („Schmelzbruch“) beschrieben und die erforderlichen Materialparameter sind in Tabelle 9 zu sehen. Die daraus abgeleiteten Parameter sowie die Anwendung des Kriteriums sind in Tabelle 14 zu sehen. Zur Bestimmung der Anzahl von Monomeren N_e zwischen den Verknotungspunkten wurde die Masse zwischen den Verknotungspunkten M_e durch die Monomermasse M_M geteilt:

$$N_e = \frac{M_e}{M_M} \quad (49)$$

Tabelle 14: Physikalisch-chemische Parameter und Anwendung des Kriteriums von Ebrahimi et al. zur Ermittlung der Möglichkeit des Auftretens von Schmelzbruch.

	G_N^0 [Pa]	M_e [g/mol]	N_e [-]	Schmelzbruch nach Kriterium möglich
Gel A	6056	390,2	44	Nein
Gel C	174	17641	41	Nein
Gel T	43440	54,4	0,2	Ja

Somit zeigt sich, dass die „sharkskin“-Störung nicht direkt mit den Schwankungen vor der Düse zusammenhängt, da diese nur bei Gel C auftauchen, also dem Gel, bei dem diese Störung entsprechend dem Kriterium nicht auftaucht. Während bei Gel T keine Störungen in der Strömung zu sehen sind, ist das Kriterium für Schmelzbruch positiv. Diese Aussage gilt nur unter der Voraussetzung, dass die ermittelten Größen für ein Gel, welches eine Mischung von Flüssigkeiten und Geliermitteln ist, so gelten, wie sie hier angenommen wurden. Da sich die Aussagen von Allal und Vergnes [77] ausschließlich auf

Polymerschmelzen beziehen und im Rahmen der vorliegenden Arbeit versucht wurde, die erforderlichen Daten so weit wie möglich auf die verwendeten Gele zu übertragen, ist eine Gültigkeit des angegebenen Kriteriums nur begrenzt gegeben.

7.1.2. Grober Schmelzbruch („gross melt fracture“) – Literaturvergleich

Auch wenn in der Literatur kein allgemeingültiges Kriterium gefunden wurde, mit dem das Einsetzen von grobem Schmelzbruch bestimmt werden kann, so ist doch davon auszugehen, dass Schwankungen in der Einströmung in die Kapillare in Form interner asymmetrischer Spannungen im Gel durch die Kapillare hindurchtransportiert werden und sich in Form von Deformationen nach der Kapillare zeigen. Dafür spricht die Erkenntnis von Kazatchkov et al. [85], dass ein großes L/D der Kapillare den Schmelzbruch reduziert, da die gespeicherten Spannungen in einer längeren Kapillare mehr Zeit haben, sich abzubauen, als in einer kürzeren. Darüber hinaus sprechen auch die Ergebnisse von Han und Lamonte [86], die von einer Änderung der elastischen Eigenschaftenvor der Kapillare, sowie die Ergebnisse von Muliawan et al. [80] von einer Steigerung der Dehnspannung vor der Kapillare als Marker für das Einsetzen von grobem Schmelzbruch. Da grober Schmelzbruch für die thermische Umsetzung der Treibstoffe relevant sein könnte, ist dieses Thema ein wichtiger Punkt bei der Gestaltung eines Injektors für Geltreibstoffe.

Wird, wie von Gleißle [72], das Verhältnis zwischen Dehnspannungen und Schubspannungen gebildet und dieses aufgetragen, ergibt sich Abbildung 94. Es zeigt sich jedoch, dass im Gegensatz zur Arbeit von Gleißle kein fluidtypisches kritisches Verhältnis der Spannungen beim Einsetzen von grobem Schmelzbruch erkennbar ist.

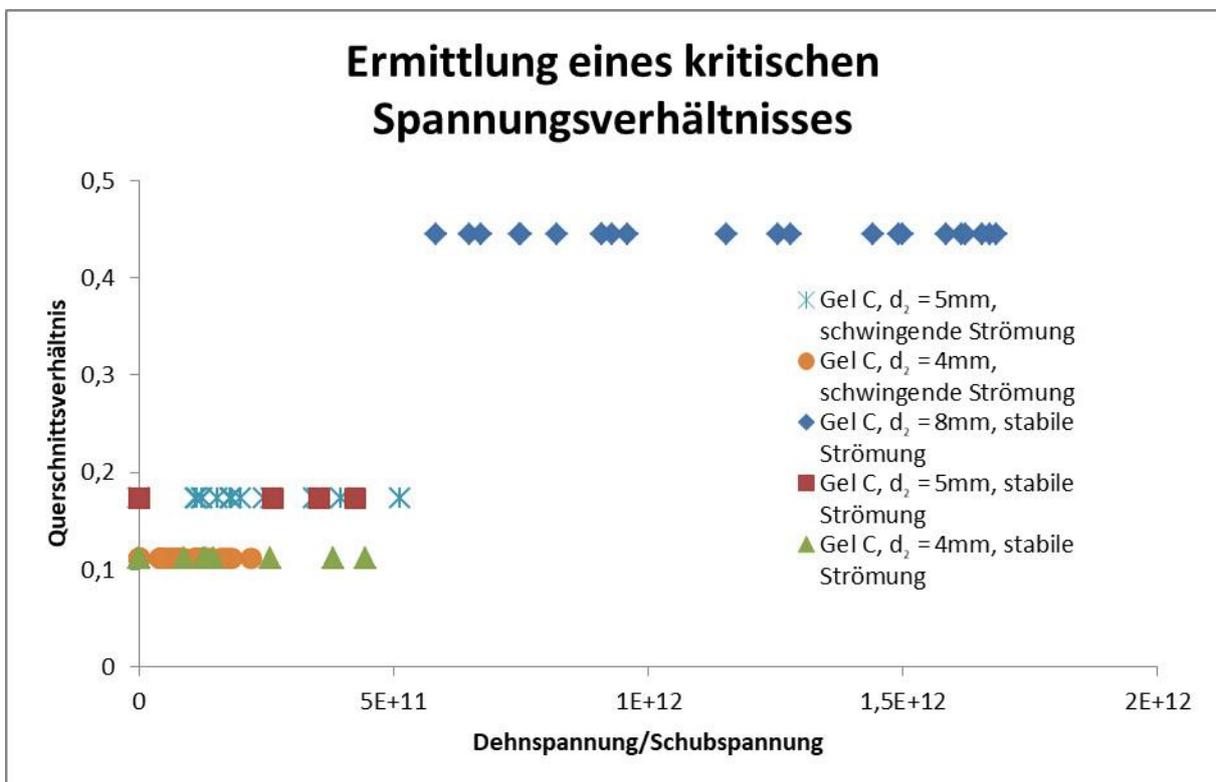


Abbildung 94: Verhältnis von Dehnspannungen zu Schubspannungen zur Ermittlung eines kritischen Spannungsverhältnisses.

7.1.3. Spannungsverhältnis als Indikator für das Auftreten von Störungen

Werden die in den Versuchen maximal aufgetretenen Spannungen ins Verhältnis gesetzt und über der generalisierten Reynolds-Zahl aufgetragen und dabei der Zustand für die Zuströmung mit angegeben, ergibt sich Abbildung 95. Es ist zu erkennen, dass die maximalen Spannungen für das newtonsche Fluid deutlich von den Schubspannungen dominiert sind, während bei den beiden Gelen die Dehnspannungen dominieren. Abgesehen von Gel C zeigt keines der Fluide eine Instabilität. Für Gel C ist das Verhältnis der Spannungen sehr konstant und ab einer generalisierten Reynolds-Zahl von ungefähr $Re_{gen,HBE} = 100$ tritt vermehrt eine instabile Strömung auf. Es scheint also für die Instabilitäten eher vom Gel abhängige kritische Reynolds-Zahlen zu geben, im Gegensatz zu einem kritischen Spannungsverhältnis, welches vielfach in der Literatur für den Schmelzbruch angegeben wird.

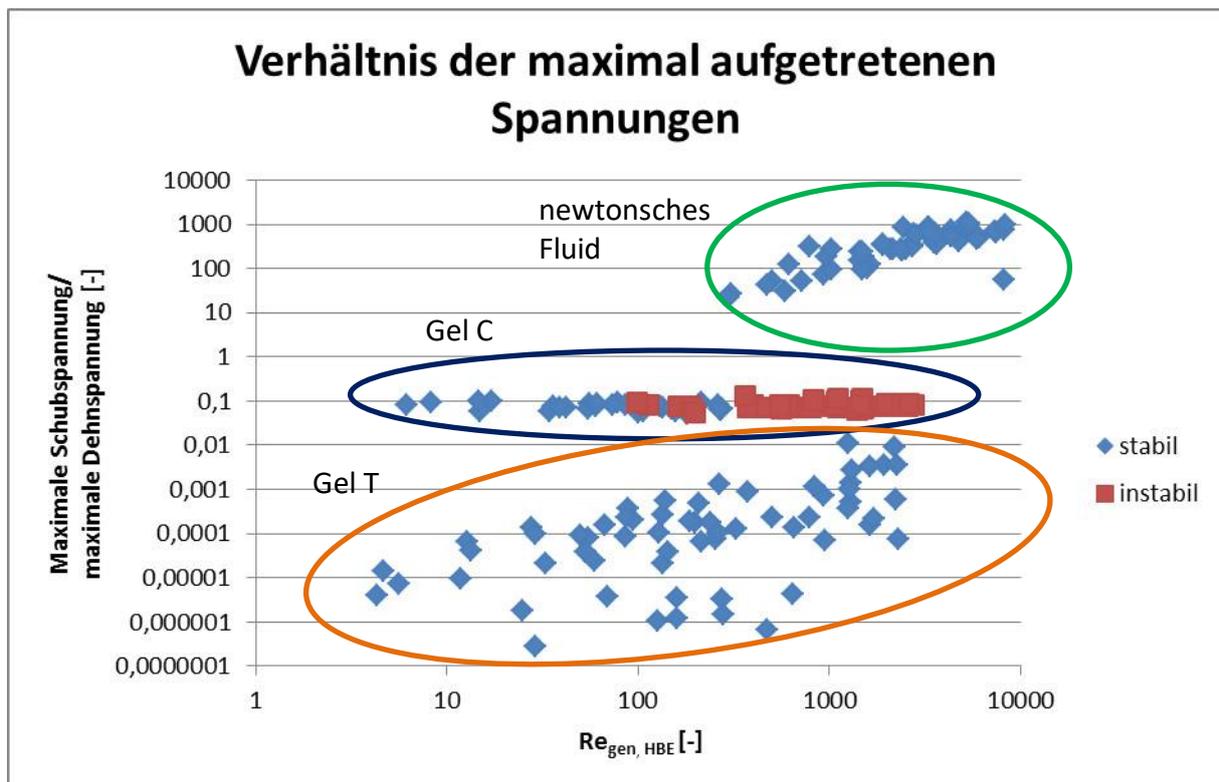


Abbildung 95: Verhältnisse zwischen der maximal aufgetretenen Schubspannung und Dehnspannung über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel C, Gel T und das newtonsche Fluid. Angegeben ist das Strömungsverhalten vor der Durchmesserreduktion; instabile Versuche zeigen eine zeitlich veränderliche Strömung, stabile ein zeitlich konstantes Einlaufverhalten.

Trotz eingehender Analyse konnte kein Zusammenhang mit der Elastizitäts-Zahl, der Weissenberg-Zahl oder der Deborah-Zahl festgestellt werden.

7.2. Aufgeweitete Strömung

Bei einigen Messungen mit erhöhter Geschwindigkeit im Randbereich vor der Verengung, wie beispielsweise in Abbildung 78 d zu sehen ist, kommt es nach der Verengung zu einer Überhöhung der Geschwindigkeit im mittleren Bereich. Dieses Verhalten wurde von Wilson und Rallison [68] für eine Rohrströmung mit einer Simulation, basierend auf einem Oldroyd-B-Viskositätsmodell, gezeigt. Ein Oldroyd-B-Fluid ist von sich aus nicht scherverdünnend, dementsprechend basiert Abbildung 96 nicht auf einem

scherverdünnenden Viskositätsmodell. Allerdings wurden Fluide mit unterschiedlichen Viskositäten verwendet.

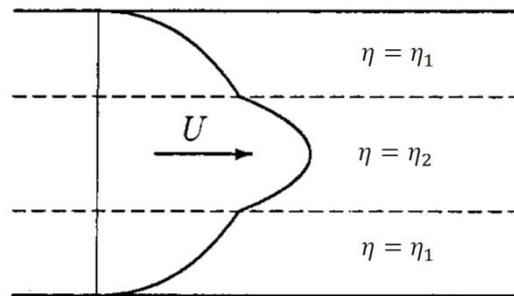


Abbildung 96: Geschwindigkeitsprofil in einer Rohrströmung mit mittlerer Geschwindigkeitsüberhöhung aufgrund unterschiedlicher Viskositäten (aus [68]).

Mit $\eta_1 > \eta_2$ ist die Viskosität im Randbereich größer als in der Mitte, was zu dem gegebenen Geschwindigkeitsprofil führt.

Betrachtet man die Schubspannungsverteilung mit überlagerten Stromlinien aus den Versuchen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, so fällt auf, dass das Fluid, welches eine erhöhte Schubspannung durch die Scherung zwischen dem blockierten Mittelteil und der niederviskosen Randströmung erfährt, in der Mitte der Rohrströmung fließt. Dies ist am Beispiel des Geschwindigkeitsprofils von Versuch 727 in Abbildung 97 Mitte zu sehen.

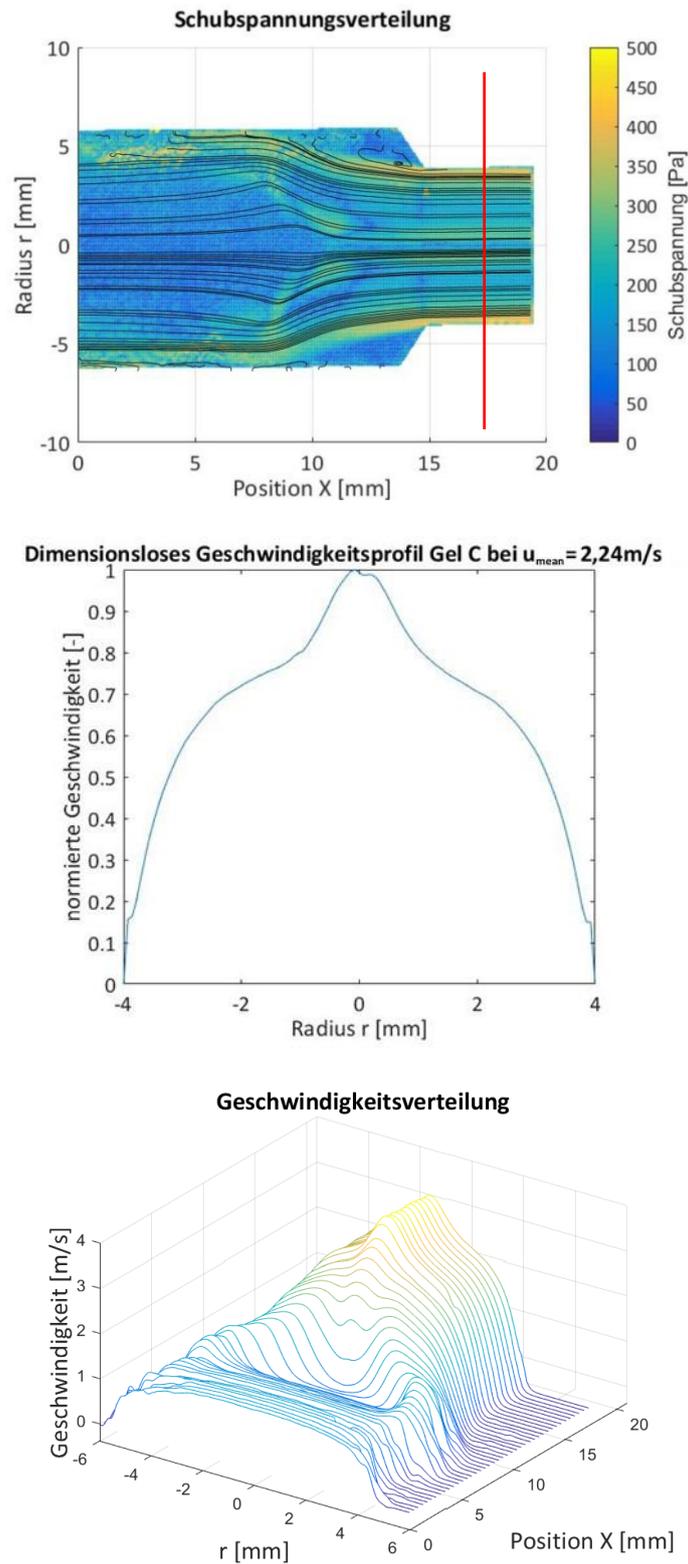


Abbildung 97: Oben: Stromlinien mit der Schubspannungsverteilung überlagert; Gelb zeigt hohe Schubspannungen und damit hohe Scherraten an, während Blau für kleine Schubspannungen und Scherraten steht – Versuch 722 (Gel C bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 2,24$ m/s in d_2); Mitte: Geschwindigkeitsprofil an der markierten Stelle direkt nach der Durchmesserreduktion; unten: Geschwindigkeitsprofil des Versuches mit erkennbarem Abklingen der Geschwindigkeitsüberhöhung.

Durch eine weitere Erhöhung der Geschwindigkeit bildet sich nach der Durchmesserreduktion eine in allen Messungen asymmetrische Doppelspitze aus. Dies ist in Abbildung 98 zu sehen.

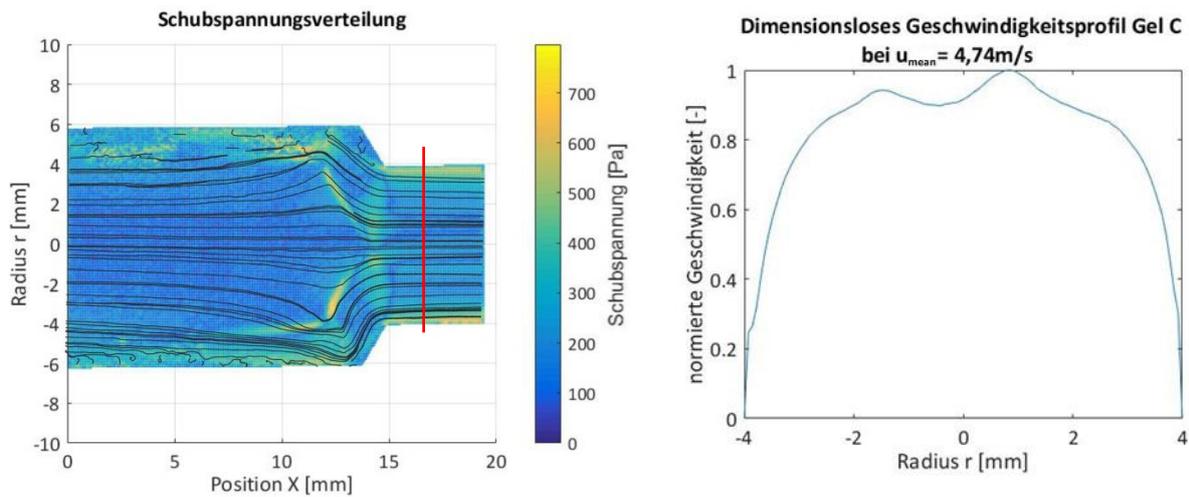


Abbildung 98: Links: Stromlinien mit der Schubspannungsverteilung überlagert; Gelb zeigt hohe Schubspannungen und damit hohe Scherraten an, während Blau für kleine Schubspannungen und Scherraten steht – Versuch 727 (Gel C bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 4,74 \text{ m/s}$ in d_2); rechts: Geschwindigkeitsprofil an der markierten Stelle direkt nach der Durchmesserreduktion.

Der Teil des Fluids, der an dem mittigen, blockierten Bereich entlangströmt, erfährt in diesem Grenzbereich hohe Schubspannungen und die Viskosität wird verringert. Dadurch gelangt stark vorgeschertes und damit niederviskoses Gel in die Rohrmitte und es entstehen Zonen mit unterschiedlichen Viskositäten. Ebendies ist auch von Wilson und Rallison [68] beschrieben.

Im Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 92 ist allerdings auch ein Abklingen dieser Geschwindigkeitsüberhöhung zu sehen. Dies lässt sich erklären, indem man die Ränder der Rohrströmung nach der Durchmesserreduktion in Abbildung 98 betrachtet. Dort ist die Scherrate besonders groß und somit wird dort das Gel besonders stark geschert und die Viskosität sinkt ab. Gleichzeitig ist im Bereich um die Achse die Schubspannung gering, was zu einer Umkehr der Viskositätsverhältnisse und zum „Normalzustand“ in der Rohrströmung eines scherverdünnenden Fluids und schließlich zu einer voll ausgeprägten Rohrströmung führt. Das zuvor niederviskose, stark vorgescherte Fluid befindet sich wieder als hochviskoses (da wieder eingedicktes) und wenig geschertes Fluid in der Rohrmitte und stark geschertes und niederviskoses Fluid ist in den Randbereichen nahe der Rohrwand zu finden. Da jedoch die Relaxationszeit bei einer Erhöhung der Viskosität länger ist als die Relaxationszeit bei einer Reduktion der Viskosität, ist die Strecke, die das Fluid mit reduzierter Viskosität zurücklegt, verhältnismäßig lang.

Generell kann gesagt werden, dass die Vorscherung von einzelnen Gelschichten vor der Durchmesserreduktion in den Versuchen zu einer lokalen Erhöhung der Geschwindigkeit nach der Durchmesserreduktion führte. Da diese mittige Geschwindigkeitsüberhöhung nur bei mittig reduzierter Viskosität und damit in diesen Versuchen nur bei lokal stärkerer Vorscherung, wie sie bei aufgeweiteter Strömung auftaucht, entstand, kann davon ausgegangen werden, dass eine lokale Geschwindigkeitsüberhöhung eine aufgeweitete Strömung zur Ursache hat.

Bei der aufgeweiteten Strömung konnte kein Zusammenhang zwischen dem Strömungsregime und dem Druckverlust festgestellt werden. Durch die inneren Schubspannungen um den Plug herum ist jedoch von einem erhöhten Druckverlust auszugehen. Allerdings ist es auch denkbar, dass durch die Reduktion der Viskosität des Gels auch eine Druckverlustreduktion eintreten könnte, was den hohen Schubspannungen entgegenwirken würde. Somit kann bei dieser komplexen Fragestellung keine genaue Aussage getroffen werden, sofern nicht weitere Untersuchungen durchgeführt werden.

Die aufgeweitete Strömung selbst war in den Versuchen stationär und somit ist nicht von Instabilität bei diesem Strömungsbild auszugehen. Jedoch trat die aufgeweitete Strömung nur bei der Verengung von 12 mm auf 8 mm bei Gel C auf. Somit lässt sich auf eine Abhängigkeit vom Durchmesser Verhältnis schließen, sodass große Durchmesser sprünge dieses Strömungsregime zu unterbinden scheinen. Darüber hinaus treten Instabilitäten nur bei gewissen Gelparametern auf, wie sie in dieser Versuchsreihe von Gel C repräsentiert wurde.

Da von Ramacharyulu [121] bei der Berechnung einer Strömung mit einem viskoelastischen Fluid ein ähnliches Verhalten festgestellt wurde, ist anzunehmen, dass die Elastizität eine entscheidende Rolle spielt. Von Ramacharyulu [121] wurde die Strömung eines Oldroyd-B-Fluids in einer Senke oder aus einer Quelle numerisch unter der Verwendung linearisierter Gleichungen untersucht und die dabei entstehenden Stromlinien für unterschiedliche Parameter dargestellt. Für eine Senke sind die Stromlinien in Abbildung 99 gezeigt. Dabei ist ein Rückströmungsgebiet in der Mitte zu sehen. Wird diese Strömung mit einer kontinuierlichen Strömung von rechts nach links überlagert, ergibt sich ein Gebiet reduzierter Geschwindigkeit im mittleren Bereich um die Symmetrieachse mit einer seitlichen Geschwindigkeitsüberhöhung, was dem Stromlinienbild aus den Versuchen 727 und 722 recht nahekommt.

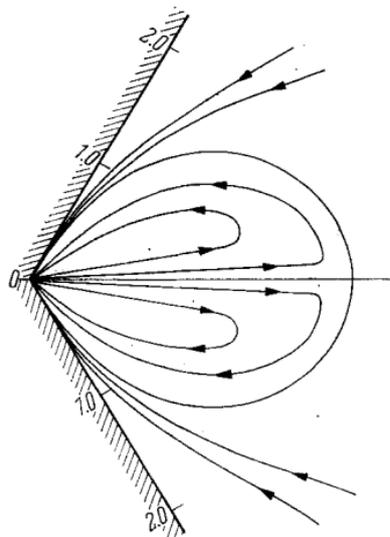


Abbildung 99: Stromlinienbild der Strömung eines viskoelastischen Fluids in einem konischen Rohr mit einer Senke in der Spitze (aus [121]).

7.3. Strömung mit Randwirbeln, vor und zu Beginn der Verengung

Vergleicht man die in dieser Arbeit ermittelten Stromlinienplots mit denen von Tamaddon-Jahromi et al. [93], ist zu erkennen, dass in der vorliegenden Arbeit keine Änderung der Größe der Totwassergebiete vor der Durchmesserreduktion im untersuchten Geschwindigkeitsbereich auftritt. Dies ist in Abbildung 100 für Gel T und Gel A zu sehen.

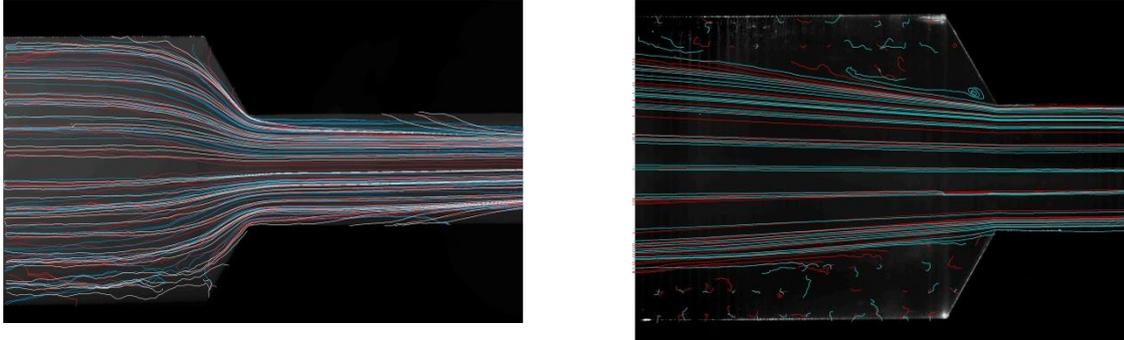


Abbildung 100: Links: Gel T mit $d_2 = 5 \text{ mm}$; rot: Versuch 597 mit $u_{\text{mean}} = 5,41 \text{ m/s}$, blau: Versuch 594 mit $u_{\text{mean}} = 1,4 \text{ m/s}$, weiß: Versuch 611 mit $u_{\text{mean}} = 14,12 \text{ m/s}$; rechts: Gel C mit $d_2 = 5 \text{ mm}$; rot: Versuch 698 mit $u_{\text{mean}} = 1,33 \text{ m/s}$, blau: Versuch 696 mit $u_{\text{mean}} = 3,84 \text{ m/s}$.

Die Stabilität des Weinglassystems (nur bei Gel C für die 4-mm- und die 5-mm-Messstrecke vorhanden) verhält sich wie von Ballenger et al. [65] beschrieben. Tritt eine Instabilität auf, ist sie zunächst klein und wurde zunehmend chaotisch. Eine Frequenz kann aufgrund der zu geringen Aufnahme Frequenz nicht ermittelt werden. Beim Zieldurchmesser von $d_2 = 4 \text{ mm}$ liegt die Geschwindigkeit, bei der die Strömung beginnt instabil zu werden, oberhalb von $u_{\text{mean}} = 2,42 \text{ m/s}$; beim Zieldurchmesser von $d_2 = 5 \text{ mm}$ lag sie oberhalb von $u_{\text{mean}} = 4,0 \text{ m/s}$. Ein genauere Wert kann nicht angegeben werden, da die Instabilitäten zwischen zwei Messungen auftraten.

8 Vergleich zu Festkörperverhalten

Betrachtet man die auf der Basis der Dehnrelaxationszeit bestimmte Deborah-Zahl, zeigt sich, dass diese für Gel C deutlich oberhalb der von $De = 1$ und damit im Festkörperbereich liegt (siehe Tabelle 15).

Tabelle 15: Deborah-Zahl von Gel C und Gel T.

Fluid	Dehnrelaxationszeit	Maximale Beobachtungszeit	Minimale Beobachtungszeit	Deborah-Zahl De
Gel C	10,5 s	0,4655 s	0,0099 s	23–1061
Gel T	2,0	Gleiche Beobachtungszeit wie für Gel C	Gleiche Beobachtungszeit wie für Gel C	4,3–202

Die Dehnrelaxationszeit von Gel C wurde an der TU Graz von Pohl et al. [122] ermittelt. Dabei wurde auch versucht, Gel A und Gel T zu vermessen; dies war jedoch aufgrund einer zu hohen Ohnesorge-Zahl nicht möglich, was darauf hinweist, dass bei Gel A und Gel T die viskosen Effekte bei der Deformation dominant sind [122]. Das Ergebnis von Pohl et al. [122] wurde für Gel C im Rotationsrheometerversuch betätigt und eine Dehnrelaxationszeit für Gel T ermittelt (siehe Abschnitt 4.7.2: „Dehnbasierte Relaxationszeit“). Lässt sich diese Annahme, dass die viskosen Effekte bei Gel A und Gel T dominant sind, auf die Deformation bei den untersuchten Strömungen übertragen, bedeutet das, dass das Flüssigkeitsverhalten und nicht auf Festkörperverhalten für die Gele A und T vorherrschend sind. Gleichzeitig sind die Stromlinien und die Geschwindigkeitsprofile von Gel T denen des newtonschen Fluids sehr ähnlich. Somit ist die Deborah-Zahl als einziger Parameter zur Unterscheidung zwischen Festkörper- und Flüssigkeitsverhalten nicht ausreichend.

Wird die Festkörperannahme konsequent in die weiteren Überlegungen einbezogen, kommt man zu dem Schluss, dass auch Gesetzmäßigkeiten für feste Werkstoffe Gültigkeit haben müssten. Wird in einem weiteren Schritt die Strömung von Gel C für die Zieldurchmesser $d_2 = 4 \text{ mm}$ und $d_2 = 5 \text{ mm}$ betrachtet, wie sie in Abbildung 100 zu sehen ist, erinnert sie stark an einen konischen Stab mit variablem Durchmesser, der zwischen der Durchmesserreduktion und dem nachströmenden Gel gestaucht wird.

Wird die Dehnrates mit den für Kapillarrheometer gültigen Formeln berechnet und daraus die mittlere Dehnspannung ermittelt, lassen sich Spannungen im Material bestimmen. Die kritische Knickkraft für einen konischen Knickstab lässt sich mit Gleichung (50) bestimmen, wie von Cachot et al. [123] gezeigt.

$$F_{Knick}^{Kon} = \frac{\pi^3}{64} \cdot \frac{d_1^2 \cdot d_2^2}{(l \cdot \beta)^2} \cdot E \quad (50)$$

Wird die kritische Knickkraft durch die Fläche dividiert, erhält man die kritische Knickspannung. Da sich die Querschnittsfläche verändert, ist hier die maximale Fläche anzunehmen, da diese zu minimalen kritischen Spannungen führt.

Ein weiterer Punkt ist die Bestimmung der Länge des Knickstabes. Da der Abstand zwischen der komplett am Rohr mit d_1 anliegenden Strömung und dem Erreichen der Durchmesserreduktion vom Strömungszustand abhängt, ist dieser Punkt nicht allgemein zu beantworten. Anhand der geometrischen Daten wird eine Länge errechnet. So wird der Wirbel an der Seite (für die 5-mm-Messstrecke mit Gel C, siehe Abbildung 100) über eine Gerade extrapoliert und der Schnittpunkt mit der Rohrwand bestimmt, daraus lässt sich eine Länge des Knickstabes errechnen. Die Werte sind in Tabelle 16 aufgeführt. Aus den Messungen ergaben sich für die unterschiedlichen Messstrecken jeweils unterschiedliche Einströmwinkel. Als Beobachtungszeit für diesen Fall wird die mittlere Verweildauer eines Fluidteilchens im Knickstab verwendet, die sich mit Gleichung (54) errechnen lässt. Diese Gleichung wurde hergeleitet unter der Annahme, dass sich der Radius der Strömung linear reduziert: $\frac{dr}{dx} = \textit{konstant}$. Dabei ist x der Abstand von Beginn der Durchmesserreduktion der Strömung (nicht der Geometrie) zum Ende der geometrischen Durchmesserreduktion, t die Zeit, $u(x)$ die mittlere Geschwindigkeit an der Position x , $d(x)$ der Durchmesser an der Position x und L die Länge, über die sich die Durchmesserreduktion der Strömung erstreckt, und damit auch die Länge des Knickstabes.

$$u(x) = \frac{dx}{dt} = u_1 \cdot \frac{d_1^2}{d(x)^2} \quad (51)$$

$$dt = \frac{d(x)^2}{u_1 \cdot d_1^2} dx \quad (52)$$

Mit

$$d(x) = d_1 - \frac{d_1 - d_2}{L} \cdot x \quad (53)$$

und den Integrationsgrenzen $x = 0$ und $x = L$ ergibt sich die Beobachtungszeit t_{Beob} zu:

$$t_{Beob} = \frac{L}{u_1 \cdot d_1^2} \cdot (3 \cdot d_1^2 + 2 \cdot d_1 \cdot d_2 + 3 \cdot d_2^2) \quad (54)$$

Tabelle 16: Knickstablänge.

Gel	Messstrecke	Winkel der Strömungsverengung	Länge des Knickstabes L
Gel C	4 mm	14,6°	35,9 mm
Gel C	5 mm	13,4°	29,4 mm
Gel C	8 mm	26,4°	8,1 mm

Daneben ist zur Bestimmung der Knicklänge der Faktor β von Bedeutung. Die Einspannungen auf beiden Seiten entsprechen mit einer festen Fixierung in den Röhren mit den Durchmessern d_1 und d_2 dem vierten Eulerfall und damit einem Faktor von $\beta = 0,5$.

Der E-Modul beschreibt den Widerstand, den ein Medium der Verformung entgegenbringt. Da dieser jedoch bei Fließprozessen nicht definiert ist, wurde als charakteristische Größe die Dehnviskosität in Verbindung mit der Beobachtungszeit verwendet. Auch die Dehnviskosität beschreibt den Widerstand, den das Fluid einer Formänderung entgegenbringt. Dieser Widerstand ist jedoch abhängig von der Geschwindigkeit, mit der diese Änderung stattfindet. Deshalb wurde die Beobachtungszeit als charakteristische Größe zur Beschreibung der Prozesse innerhalb der Strömungen hinzugezogen. Damit ergibt sich Gleichung (55).

$$E_{\text{Ersatz}} = \frac{\eta_E}{t_{\text{Beob}}} \quad (55)$$

Abbildung 101 zeigt die kritische Knickspannung, die tatsächlich auftretende Dehnspannung und die Fließgrenze von Gel C über der mittleren Geschwindigkeit u_{mean} im dünneren Teil der Versuchsgeometrie. Dabei ist anzumerken, dass die mittleren Geschwindigkeiten im Teil der Versuchsgeometrie mit $d_1 = 12 \text{ mm}$ bei allen Grafiken den gleichen Bereich abdecken. Aufgrund des unterschiedlichen Durchmesserhältnisses variiert jedoch die Geschwindigkeit u_{mean} bei d_2 , über der die Daten aufgetragen sind.

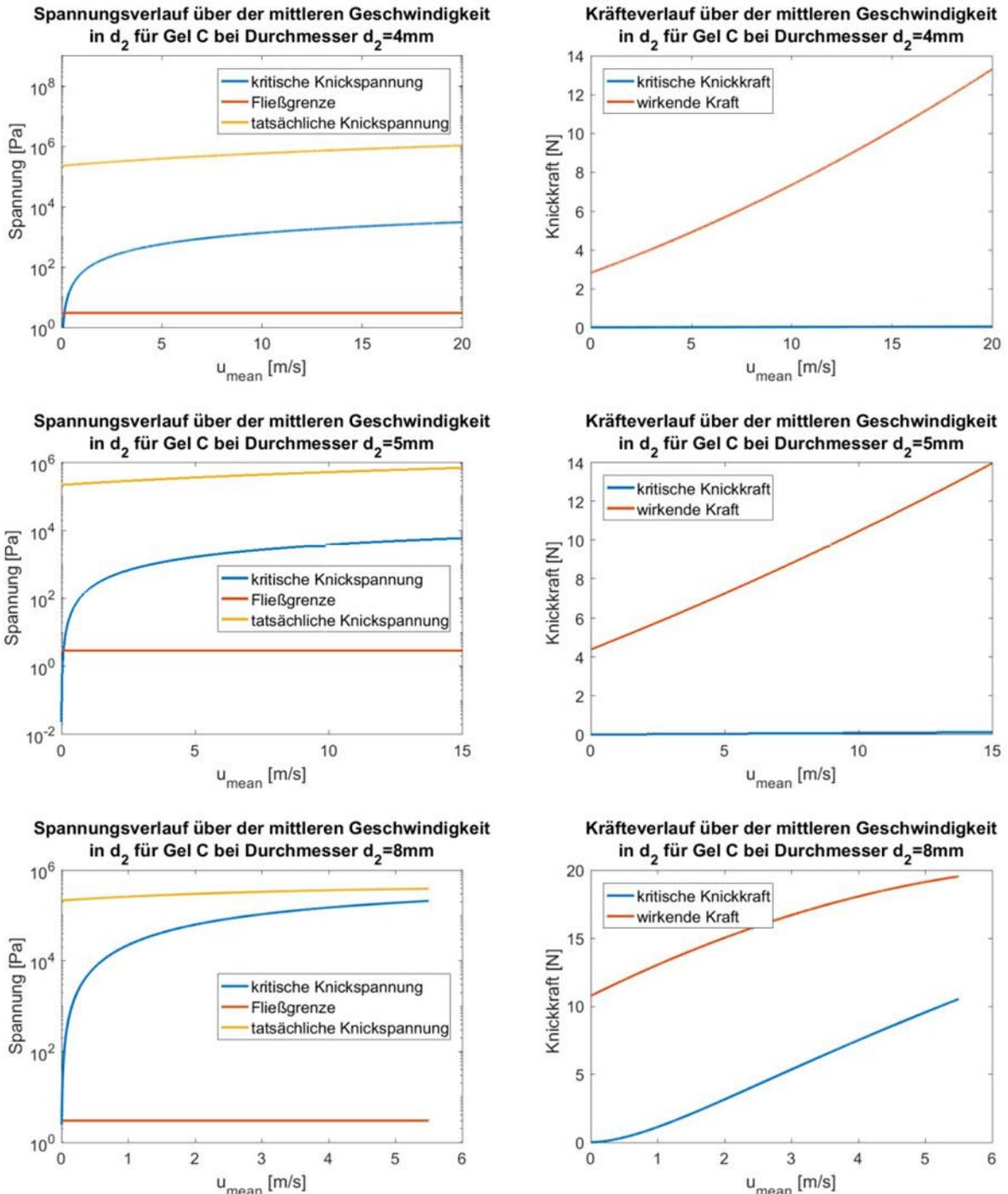


Abbildung 101: Verlauf der Dehnspannung, der kritischen Knickspannung und der Fließgrenze über der Geschwindigkeit für Gel C für die unterschiedlichen Versuchsgeometrien, ermittelt unter den gewählten Annahmen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass bei den Versuchsgeometrien mit $d_2 = 4\text{ mm}$ und $d_2 = 5\text{ mm}$ die tatsächliche Dehnspannung die kritische Dehnspannung um mindestens zwei Größenordnungen übersteigt. Somit tritt tendenziell Knicken auf. Es handelt sich also nicht, wie bei den eulerschen Knickfällen um eine rein elastische Dehnung, sondern um eine Mischung aus Quetschen und Knicken. Allerdings ist der Fall der plastischen Dehnung nicht anzuwenden, da die kritische Knickspannung nach Euler oberhalb der Fließgrenze liegt, was

mit dem definierten Bereich für plastische Dehnung (siehe Abbildung 21) nicht übereinstimmt.

Für den in Abbildung 88 gezeigten Fall, also die Versuchsgeometrie mit dem Durchmesser $d_2 = 8 \text{ mm}$, zeigt sich ein anderes Verhalten. Die tatsächliche Knickkraft ist nur um den Faktor 2 (50-fach weniger als bei den anderen beiden Messstrecken) größer als die kritische Knickkraft, aber deutlich oberhalb der Fließgrenze. Da in der Berechnung wesentliche stabilisierende Effekte vernachlässigt wurden (die Abstützung durch das sich außerhalb des Knickstabes befindliche Gel sowie die stabilisierende Wirkung durch die trichterförmige Strömung, die eine kontinuierliche Kraft hin zur Stabmitte ausübt), ist von einer – in der Realität – höheren kritischen Knickkraft auszugehen. Somit ist es gut vorstellbar, dass die kritische Knickkraft über die tatsächliche ansteigt, wodurch Ausknicken auch in der Theorie unterbunden wäre. Zur Bestimmung der tatsächlichen vorhandenen Knickkraft wurden der Druck direkt vor der Durchmesserreduktion (mithilfe der Drucksensoren P_7 und P_8 , siehe Abbildung 63) sowie die Querschnittsfläche nach der Durchmesserreduktion verwendet. Dieser Druck spiegelt den Druck wider, gegen den der Knickstab gedrückt wird, also die Summe aus Druckverlust und über die Verengung und dem Totaldruck nach der Durchmesserreduktion. Somit hat auch der Druckverlust im System nach der Verengung einen Einfluss auf die Instabilität der Strömung. Außerdem lässt sich hiermit auch erklären, warum die Knickkraft bereits bei einer Geschwindigkeit von $u_{mean} = 0 \text{ m/s}$ einen recht hohen Wert besitzt: Ein wesentlicher Anteil dieser Knickkraft ist der Druck nach der Durchmesserreduktion, der zum einen aus Rohrreibungsverlusten, zum anderen aus Reibungsverlusten im Zylinder (z. B. Gleiten der Dichtungen) und aus weiteren Strömungsverlusten besteht. Die Dichtungen im Zylinder benötigen eine gewisse Kraft, um sich zu bewegen, und das Gel verfügt über eine Fließgrenze, wodurch auch hier eine gewisse Kraft aufgebracht werden muss, bevor es sich in Bewegung setzt. Somit ist eine gewisse Kraft erforderlich, noch bevor es zu einer Bewegung kommt. Diese Kraft ist in den Diagrammen als tatsächliche Knickkraft bei der Geschwindigkeit $u_{mean} = 0 \text{ m/s}$ zu sehen.

In den Messungen selbst wurde dieser Effekt nicht festgestellt, da die minimalen untersuchten Geschwindigkeiten bei $u_{mean,min}(d_2 = 4 \text{ mm}) = 1,85 \text{ m/s}$, $u_{mean,min}(d_2 = 5 \text{ mm}) = 1,34 \text{ m/s}$ und $u_{mean,min}(d_2 = 8 \text{ mm}) = 0,7 \text{ m/s}$ lagen.

9 Zusammenfassung wesentlicher Einflussparameter auf die Strömung

Aus den verschiedenen rheologischen Parametern und Strömungsparametern lassen sich Einflüsse auf die Strömung und deren Entwicklung mit Änderung ebendieser Parameter ablesen. Die folgende Tabelle ist aus den Versuchen hervorgegangen und unterliegt damit einer gewissen Mehrdeutigkeit in der Interpretation der Einflüsse, da die Parameter nicht unabhängig sind. So steigen beispielsweise mit einer zunehmenden Geschwindigkeit auch die Reynolds-Zahl (die Geschwindigkeit fließt direkt in die Berechnung der Reynolds-Zahl ein) und die Deborah-Zahl (mit steigender Geschwindigkeit sinkt die Beobachtungszeit, sodass die Deborah-Zahl wächst). Zur einfacheren Eintragung in die Tabelle wurden die Strömungsregime durchnummeriert:

1. Strömung mit Randwirbeln vor und zu Beginn der Verengung
2. Strömung mit weiterer Einschnürung nach der Verengung
3. Instabile Strömung
4. Strömung mit Randüberhöhung der Geschwindigkeit und mittlerer Geschwindigkeitsreduktion

Tabelle 17: Relevante Strömungsparameter und ihr Einfluss.

Parameter	Relevantes Phänomen	Einfluss auf Strömung	Einfluss auf Druckverlust
Mittlere Geschwindigkeit	1	Je schneller die Strömung, desto kleiner werden die Randwirbel.	Je größer die mittlere Geschwindigkeit, desto größer ist der Druckverlust.
Durchmesser- verhältnis d_1/d_2	1	Je größer das Durchmesser- verhältnis, desto stärker sind die Randwirbel ausgeprägt.	Je größer das Durchmesser- verhältnis, desto größer ist der Druckverlust.
Scherviskosität	1, 2, 3, 4	Die Scherverdünnung der Gele sorgt zum einen für eine Reduzierung der Vena contracta und zum anderen ist die Scherviskosität maßgeblich an der Einteilung der Strömungsregime beteiligt.	Je größer die Scherviskosität, desto höher ist der Druckverlust.
Dichte	?	Die Dichte des Fluids fließt direkt in die Reynolds-Zahl mit ein, die entscheidend für Turbulenzen in der Strömung, aber auch für den Druckverlustbeiwert ist.	Je größer die Dichte des strömenden Mediums, desto größer ist die Reynolds-Zahl. Mit sinkender Reynolds-Zahl steigt der Druckverlust in den Versuchen monoton.
Dehnviskosität	3, 4	Durch eine Erhöhung des Widerstandes beim Einströmen wird der Strömungszustand zuvor maßgeblich mitbeeinflusst.	Je größer die Dehnviskosität, desto höher ist der Druckverlust.
Fließgrenze	4	Bei einer niedrigen Fließgrenze neigt das Fluid zu einem „Quetschen“.	Eine steigende Fließgrenze erhöht den Bereich des Plug-Flows in der Mitte und damit den Bereich, in dem eine Scherung des strömenden Fluids auftritt. Damit erhöht sich bei gleichem Massenstrom die Wandscherrate und damit die Wandschubspannung und der Druckverlust.

10 Kritische Betrachtung und Messfehler

Wie bei allen experimentellen Untersuchungen kam es auch bei dieser Arbeit zu Fehlern bei den Messungen. Diese können beispielsweise durch physikalische Phänomene oder auch durch Toleranzen bei den Sensoren und anderen Elementen in der Messkette hervorgerufen werden. In den folgenden Unterkapiteln werden die Messfehler betrachtet und bewertet sowie die gefundenen Erkenntnisse auf der Basis der Literatur kritisch hinterfragt.

10.1. Partikelsortierung

Von D'Avino et al. [124] wurde gezeigt, dass sich Partikel in der Rohrströmung viskoelastischer Fluide entlang der Mittellinie orientieren. Dieses Phänomen ist in Abbildung 102 zu sehen.

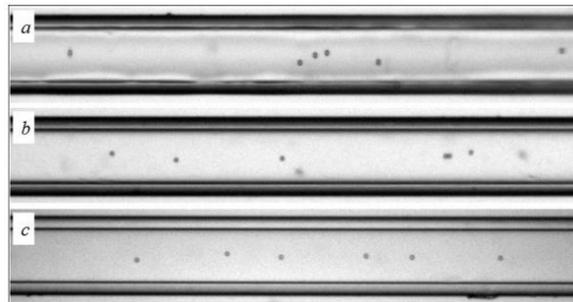


Abbildung 102: Sortierung von Partikeln in der Rohrströmung eines viskoelastischen Fluids; oben: nach 2,5 cm Laufstrecke, Partikel nicht orientiert; Mitte: nach 3,5 cm Laufstrecke, Partikel tendieren Richtung Mitte; unten: nach 4,5 cm Laufstrecke, Partikel entlang der Mittellinie aufgereiht (aus D'Avino et al. [124]).

Da bei der PIV die Bewegung von Partikeln verfolgt wird, hat dieses Phänomen auch eine Auswirkung auf die Messung des Geschwindigkeitsfeldes. Wie in Abbildung 103 zu sehen ist, sind in einigen Versuchen konvergierende Stromlinien erkennbar. Da die Stromlinien mittels der Partikelbewegung ermittelt wurden, ist auf eine Mittenorientierung der Stromlinien zu schließen. Jedoch ist die Ursache für die Mittenorientierung der Partikel von D'Avino et al. [124] nicht angegeben, sondern wird nur bei der Scherverdünnung vermutet. Somit liegt es nahe, die konvergierenden Stromlinien mit diesem Phänomen in Verbindung zu bringen. In der Arbeit von D'Avino et al. [124] wurde die Mittensortierung über einen Volumenstrombereich von zwei Größenordnungen beobachtet. In den Versuchen scheint das Phänomen für einen großen Massenstrombereich aufzutauchen, wodurch die Vermutung gestärkt wird, dass es sich bei den konvergierenden Stromlinien um dasselbe Phänomen handelt. In den Versuchen wird die Mittensortierung nur bei Gel T und der Messstrecke mit 5 mm Zieldurchmesser beobachtet, hier jedoch für alle Massenströme, also von $\dot{m} = 0,025 \text{ kg/s}$ bis $\dot{m} = 0,27 \text{ kg/s}$, was einem Geschwindigkeitsbereich von $u_{mean}(d_2) = 1,3 \text{ m/s}$ bis $u_{mean}(d_2) = 14,1 \text{ m/s}$ entspricht.

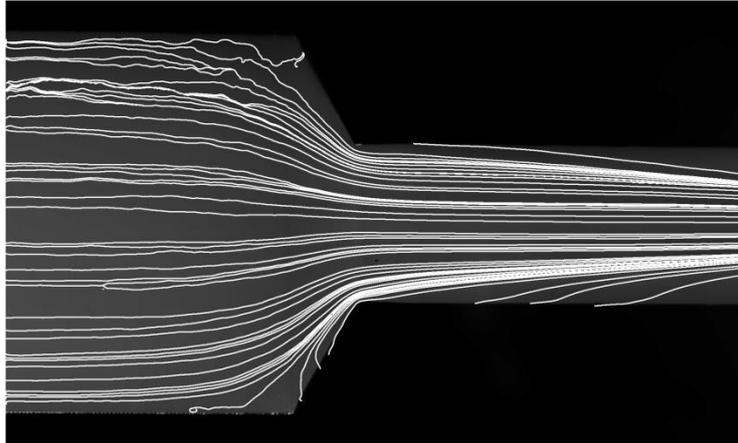


Abbildung 103: Versuch 592 – Gel-T-Strömung mit einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 3,85 \text{ m/s}$ nach der Durchmesserreduktion; konvergierende Stromlinien sind nach der Durchmesseränderung deutlich zu erkennen.

Der Vollständigkeit halber muss hier auch mit angegeben werden, dass von D'Avino et al. [124] eine Bewegung von Partikeln hin zur Rohrwand festgestellt wurde. Die Bewegungsrichtung der Partikel wurde dabei von der Position des jeweiligen Partikels bestimmt. Ist das Partikel außerhalb eines „neutralen Radius“ r^* , bewegt es sich hin zur Rohrwand, innerhalb bewegt es sich zur Rohrachse hin. Die entsprechenden Stromlinien sind in Abbildung 104 gezeigt.

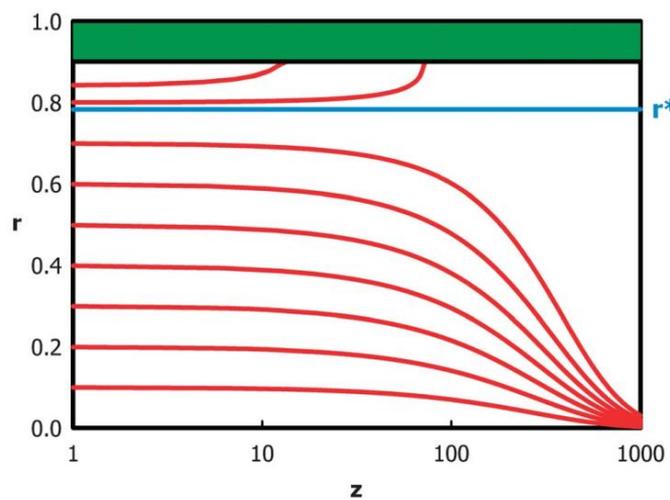


Abbildung 104: Neutraler Durchmesser in einer partikelbeladenen Rohrströmung eines viskoelastischen, scherverdünnenden Fluids (aus [124]).

Der neutrale Radius r^* war dabei vom Verblockungsgrad β abhängig, also dem Verhältnis zwischen Partikeldurchmesser und Rohrdurchmesser. Je kleiner β ist, desto kleiner ist r^*/r , wobei r der Rohrradius ist; dieser Zusammenhang ist in Abbildung 105 dargestellt.

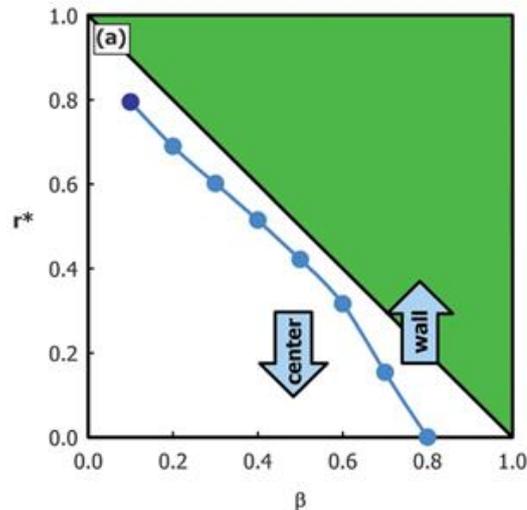


Abbildung 105: Abhängigkeit des neutralen Durchmessers vom Verblockungsgrad; grün dargestellt ist der aufgrund des Partikeldurchmessers nicht erreichbare Bereich der Partikel (aus [124]).

Der Partikeldurchmesser der PIV-Partikel beträgt im Mittel $20 \mu\text{m}$, was bei einem minimalen Rohrdurchmesser von 4 mm einen Verblockungsgrad von maximal $\beta = 0,05$ ergibt. Da von D’Avino et al. jedoch nur der neutrale Durchmesser bis zu einem Verblockungsgrad von $\beta = 0,1$ berechnet wurde, ist für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche nur die tendenzielle Aussage möglich, dass der neutrale Radius sehr nahe am Rohrradius liegen muss.

In den Untersuchungen von D’Avino et al. wurde nicht auf tatsächliche Partikelradien verwiesen, sondern nur auf den Verblockungsgrad; deshalb wird im Folgenden noch eine Untersuchung der Kräfte auf ein Partikel in einer Rohrströmung mit den Randbedingungen wie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt.

Hierzu wird von einem vom Radius unabhängigen statischen Druck ausgegangen (entsprechend der Querdruckgleichung würde das Fluid ansonsten in Richtung Mitte drängen, was den statischen Druck angleiche). Durch die unterschiedliche Geschwindigkeit oberhalb und unterhalb des Partikels ergibt sich jedoch (wie von Bernoulli gezeigt) bedingt durch die relative Bewegung des Partikels, das zu rotieren beginnt, eine unterschiedliche Relativgeschwindigkeit. Daraus resultiert eine Kraft senkrecht zur Strömung und Rotationsrichtung. Dieses Phänomen wird Magnus-Effekt und die zugehörige Kraft Magnus-Kraft genannt. Die Problemstellung ist in Abbildung 106 schematisch dargestellt.

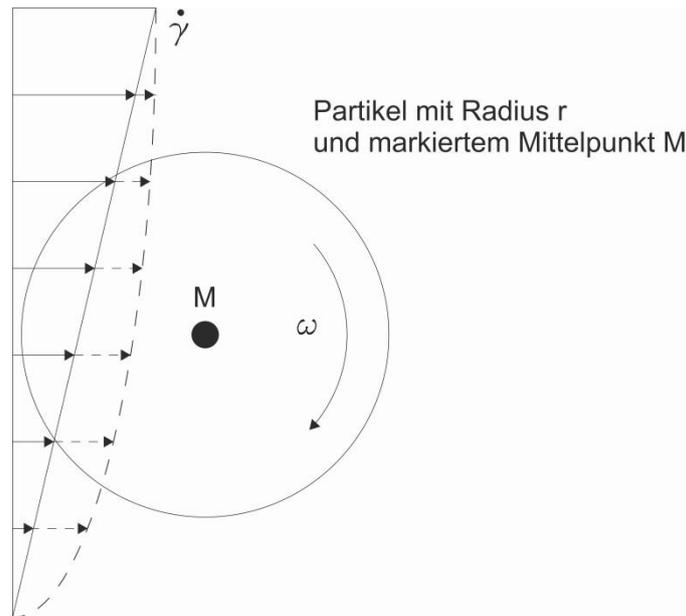


Abbildung 106: Schematische Darstellung eines Partikels in einer Scherströmung.

Wird nun mittels der Bernoulli-Gleichung der Druck am oberen und unteren Enden bestimmt, ergibt sich eine Druckdifferenz ΔP wie in Gleichung (56) beschrieben. Dabei ist ρ die Dichte, U die lokale Geschwindigkeit, R die radiale Position, ϖ die Rotationsgeschwindigkeit des Partikels, r der Partikelradius und $\dot{\gamma}$ die lokale Scherrate.

$$\Delta P = 2 \cdot \rho \cdot U(R) \cdot \left(\varpi r - \frac{1}{2} \int_{R-r}^{R+r} \dot{\gamma}(R) dR \right) \quad (56)$$

$$\text{mit } U(R+r) = U(R) + \dot{\gamma}(R) \cdot r$$

Ist $\dot{\gamma}$ konstant, befindet sich das Partikel also in einer Couette-Strömung (durchgezogenes Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 106), rotiert das Partikel so, dass es die Geschwindigkeitsdifferenz ausgleicht und an seiner radialen Position verbleibt. Mit zur Rohrwand hin zunehmender Scherrate (gestricheltes Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 106) ergibt sich aber eine Kraft hin zur Rohrmitte, da die Rotation des Partikels die unterschiedlichen Geschwindigkeiten oberhalb und unterhalb nicht ausgleichen kann, was wiederum eine Drift zur Rohrmitte begründen könnte. Wird der Einfachheit halber von einer Fläche, die der projizierten Fläche des Teilchens entspricht, ausgegangen und angenommen, dass die Strömungsgeschwindigkeit durch das Teilchen nicht beeinflusst wird, ergibt sich die Magnus-Kraft zu:

$$\begin{aligned} F_{\text{Magnus}} &= A \cdot \Delta P \quad (57) \\ &= \pi \cdot r^2 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \left((U(R-r) - \varpi r + U(R))^2 - (U(R+r) + \varpi r U(R))^2 \right) \end{aligned}$$

Mit den Parametern aus Versuch 592, also einer maximalen Scherrate von $\dot{\gamma} = 70 \text{ 1/s}$ bei $R = 2,4 \text{ mm}$, einem Partikeldurchmesser von $r = 10 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Rotationsgeschwindigkeit von $\varpi = 0$ (überschätzt die Magnus-Kraft deutlich, da der ausgleichende Effekt der Eigenrotation entfällt), ergibt sich eine Magnus-Kraft von

$$F_{Magnus} = \pi \cdot r^2 \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \dot{\gamma} \cdot r \cdot 2 = 60 \cdot 10^{-12} \text{ N} \quad (58)$$

bei einer Viskosität von ca. $\eta = 2,4 \text{ Pa s}$ (mit dem HBE-Modell errechnet). Die Dichte von Gel T fließt mit $\rho = 970 \text{ kg/m}^3$ in die Berechnung ein. Da das Partikel eine verhältnismäßig kleine Ausdehnung besitzt, ist von einer konstanten Viskosität um das Partikel herum auszugehen, weshalb der Widerstandsbeiwert c_w mit der Reynolds-Zahl für newtonsche Fluide berechnet wird.

Unter der Annahme von

$$c_w = \frac{Re_{Pa}}{24} \quad (59)$$

$$Re_{Pa} = \frac{\rho \cdot u_{Y,Pa} \cdot d}{\eta} \quad (60)$$

und einer iterativen Lösung des Gleichungssystems (59)–(61) führt dies an der entsprechenden Stelle zu einer Teilchengeschwindigkeit von

$$u_{Y,Pa} = \sqrt{\frac{2F_s}{\rho A \cdot c_w}} = \sqrt{\frac{2F_s}{\rho A \cdot \frac{24}{Re_{Pa}}}} = 1,14 \cdot 10^{-6} \text{ mm/s} \quad (61)$$

im fluiddynamischen Gleichgewicht. Diese liegt deutlich unter der mit dem PIV-System gemessenen Partikelgeschwindigkeit quer zur Hauptströmungsrichtung von 480 mm/s, obwohl die gemachten Annahmen die Magnus-Kraft stark überschätzen.

Eine weitere Möglichkeit für die Ursache der Mittenorientierung ist die Saffman-Kraft, die von Saffman [125] hergeleitet wurde. Diese gilt jedoch nur für $Re \ll S$, wobei S die Drallzahl, also das Verhältnis von tangentialem und axialem Impulsstrom, darstellt [126]. Hier wird jedoch von einer rein axialen und damit rotationsfreien Strömung ausgegangen, wodurch sich eine Drallzahl von $S = 0$ ergibt. Damit ist der Ansatz von Saffman nicht mehr gültig und es muss der Ansatz von McLaughlin [127] verwendet werden, in dem die Gleichung zur Ermittlung der Saffman-Kraft modifiziert wurde, um auch für größere Reynolds-Zahlen Re beziehungsweise kleinere Drallzahlen S eine Saffman-Kraft F_S ermitteln zu können:

$$F_S = \frac{9}{4\pi} \cdot J(\epsilon) \cdot (2 \cdot r)^2 \cdot \sqrt{\rho \cdot \eta} \cdot \sqrt{\dot{\gamma}} \cdot U(R) \quad (62)$$

mit
$$J = 2,255 - \frac{0,6463}{\epsilon^2} \quad (63)$$

mit
$$\epsilon = \frac{\sqrt{\dot{\gamma} \cdot \eta}}{u_s} \quad (64)$$

Da von einem optimalen Folgeverhalten der Tracerpartikel ausgegangen wird, beträgt die Slipgeschwindigkeit $u_s = 0$, womit sich $\epsilon = \infty$ und $J = 2,255$ ergeben. Daraus kann unter denselben Annahmen wie bei der Berechnung der Magnus-Kraft und zusätzlich unter der Annahme einer lokalen Geschwindigkeit von $U(R) = 17 \text{ m/s}$ eine Saffman-Kraft von

$$F_S = 11,5 \cdot 10^{-6} N \quad (65)$$

und daraus eine Gleichgewichtsgeschwindigkeit von

$$u_{Y,Pa} = \sqrt{\frac{2F_S}{\rho A \cdot c_w}} = \sqrt{\frac{2F_S}{\rho A \cdot \frac{24}{Re_{Pa}}}} = 0,22 \text{ mm/s} \quad (66)$$

berechnet werden. Somit ist auch die Saffman-Kraft nicht ausreichend groß, um die Partikelgeschwindigkeit zur Rohrmitte hin zu erklären.

Die mittenorientierte Partikelgeschwindigkeit wurde aus der PIV-Aufnahme ermittelt. Da keine der untersuchten Kräfte eine ausreichende Erklärung für die Mittendrift der PIV-Partikel bietet, ist das Phänomen nicht abschließend geklärt.

Diese Konvergenz der Stromlinien wurde somit für die Auswertung nicht berücksichtigt, da sie aller Wahrscheinlichkeit nach einen systematischen Messfehler darstellt.

10.2. Einfluss der Thixotropie

Neben der Messtechnik verursacht auch das Gel selbst Messfehler. Durch die Thixotropie des Gels benötigt es einige Zeit, um sich nach der Scherung während des Versuches wieder zu verfestigen. Um diesen Effekt zu minimieren, wurde zwischen den Versuchen eine konstante Wartezeit von zwei Stunden eingehalten. Bei Versuchen mit längeren Ruhezeiten, beispielsweise beim ersten Versuch morgens, wurden die Ergebnisse mit Versuchen mit zwei Stunden Wartezeit abgeglichen. Lag eine noch längere Ruhezeit vor, wurden die Ergebnisse ebenfalls abgeglichen und das Gel, teilweise ohne Messung, zur Vorscherung durch die Messstrecke gepresst. Alle Versuche, die Abweichungen zu Versuchen mit der korrekten Wartezeit zeigten, wurden wiederholt und für die Auswertung nicht berücksichtigt.

10.3. Annahmen, Einschränkungen und Grenzen der Festkörperbetrachtung

Mit der Annahme des Festkörperverhaltens beim Vergleich mit dem Knickverhalten von Stäben wird ein sehr radikaler Ansatz gewählt, da ein Berechnungsmodell der Mechanik als Referenz herangezogen wird. Die Basis für diesen Ansatz stellt das Festkörperverhalten von Stoffen bei einer Deborah-Zahl $De > 1$ dar. Jedoch ist davon auszugehen, dass die Deborah-Zahl deutlich größer sein sollte, da sichergestellt sein muss, dass sich das Fluid festkörperähnlich verhält. Zusätzlich ist die Beobachtungszeit ein wesentlicher Faktor. Diese ist nicht allgemein definiert und lässt daher viel Raum für Interpretation. Mit einer zu gering gewählten Beobachtungszeit ist die Deborah-Zahl zu groß und es könnte fälschlicherweise die Annahme des Festkörperverhaltens getroffen werden. Um eine Überschätzung der Deborah-Zahl zu vermeiden, wurde eine konservative Definition für die Beobachtungszeit bei der Festkörperanalogie getroffen. Als Beobachtungszeit wird die gesamte Dauer der Beschleunigung eines Fluidelements mit mittlerer Geschwindigkeit und damit auch die Verweildauer des Fluidelements im Bereich der Durchmesserreduktion der Strömung (nicht der Versuchsgeometrie) definiert. Bei diesem Ansatz zur Bestimmung der Beobachtungszeit ist diese sehr groß und damit die Deborah-Zahl eher klein.

Eine weitere Unsicherheit beim Ansatz der Festkörperbetrachtung ist die dünne Datenbasis, da das Phänomen nur bei einem der Gele auftrat und in der Literatur keine Vergleichsstelle mit ausreichenden Daten zur Analyse eines weiteren Referenzfalles gefunden wurde. Somit

kann der gewählte Ansatz vorerst nur als Diskussionsgrundlage gesehen werden und bedarf weiterer Untersuchungen. Dies gilt umso mehr, da einige Effekte nicht berücksichtigt wurden. So wurde von den eulerschen Knickfällen ausgegangen, die jedoch keine externen rückstellenden Kräfte berücksichtigen. In den Versuchen bildete sich allerdings ein Ruhebereich aus, der sich zwischen dem strömenden Gel und der Rohrwand befindet und bei einer Auslenkung der Gelströmung eine rückstellende Kraft ausübt.

Des Weiteren ist zu beachten, dass die tatsächliche Spannung immer die kritische Spannung überschreitet und es somit immer zu Knicken kommen müsste. Allerdings lässt sich dies vermutlich auf den zuvor genannten und vernachlässigten stabilisierenden Effekt des Ruhebereiches zurückführen. Durch eine Stabilisierung der Knickstäbe erhöht sich die kritische Knickspannung und somit ist ein Überschreiten der kritischen Knickspannung durch die tatsächliche Spannung denkbar.

10.4. Messfehler in der PIV-Messung

Systematisch bedingt gibt es in einem PIV-System verschiedene Fehlerquellen. Zum einen ist hier die Auflösung der Kamera zu erwähnen, mit der die Position der reflektierenden Partikel ermittelt wird, und zum anderen der Fehler in der exakten zeitlichen Abstimmung der Laserimpulse.

10.4.1. Fehler durch die Kameraauflösung

Generell wird die Verschiebung der Helligkeitsverteilung zur Ermittlung der in einer bestimmten Zeit zurückgelegten Strecke verwendet. Durch die begrenzte Auflösung der Kamera ist jedoch auch die minimal auflösbare Verschiebung der Helligkeitsverteilung begrenzt.

Die Auflösung in der Messebene in dieser Arbeit beträgt 107 px/mm, was einer Seitenlänge eines Pixels von 9,3 μm entspricht. Bei einem mittleren Partikeldurchmesser von 20 μm wird damit ein Partikel von 2,2 Pixeln pro Dimension dargestellt. Damit ist die Bedingung für die Gültigkeit von Gleichung (67) sichergestellt, die nach Raffel et al. [111] die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Positionsermittlung der PIV-Partikel definiert.

$$\Delta ds = \frac{1}{10} px \quad (67)$$

Mit der zuvor ermittelten Pixelweite von 9,3 μm ergibt sich ein Fehler in der Positionsbestimmung von:

$$\Delta ds = 0,93 \mu\text{m} \quad (68)$$

Mit einem minimalen zeitlichen Abstand zwischen den Aufnahmen von $t_{min} = 2,5 \mu\text{s}$ ergibt sich die Geschwindigkeitsunsicherheit Δu_x wie in Gleichung (69) angegeben. Der minimale zeitliche Abstand führt absolut zu einem maximalen Fehler.

$$\Delta u_x = \Delta u_x = \frac{\Delta ds}{t_{min}} = 0,35 \text{ m/s} \quad (69)$$

Der prozentuale Fehler hängt jedoch von der lokalen Geschwindigkeit ab. Um eine Bezugsgröße zu haben, wird der Fehler hier auf die mittlere Geschwindigkeit nach der

Durchmesserreduktion u_{mean} bezogen. Bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{mean} = 22,2$ m/s beträgt der Fehler somit 1,6 % von u_{mean} . Da die mittlere Geschwindigkeit u_{mean} proportional zu der Zeit zwischen den Aufnahmen Δt ist, ist der prozentuale Fehler über die Messungen hinweg konstant. Für Bereiche mit langsameren Geschwindigkeiten, beispielsweise in Wandnähe oder Wirbeln, steigt der Messfehler an. Geht die Geschwindigkeit gegen 0, geht der Fehler gegen unendlich.

Aufgrund der Ermittlung der Geschwindigkeit im „interrogation window“ kommt es zu einer Mittelung der Geschwindigkeit über das „interrogation window“. Somit kann es auch hier zu einem Fehler kommen, insbesondere bei großen Änderungen des Geschwindigkeitsgradienten.

10.4.2. Fehler durch das Lasertiming

Neben der zurückgelegten Strecke ist die Zeit, in der diese Strecke zurückgelegt wurde, die zweite maßgebliche Größe für die Geschwindigkeitsbestimmung. Der Fehler bei dieser zeitlichen Auslösung der Laserimpulse beträgt laut den Herstellerangaben [128]

$\Delta t_{Timer,Box} = 10$ ns. Dazu kommt noch eine Ungenauigkeit des Lasers bei der Auslösung des Laserimpulses von $\Delta t_{Laser} = 0,5$ ns [107]. Somit ergibt sich insgesamt eine maximale zeitliche Ungenauigkeit von $\Delta t_{max} = \pm 10,5$ ns.

Bei einer minimalen Zeit zwischen den Laserpulsen von $t_{min} = 2,5$ μ s ergibt sich ein Fehler von:

$$\frac{\Delta t_{max}}{t_{min}} = 0,42 \% \quad (70)$$

Dies entspricht bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{mean} = 22,2$ m/s einem Fehler von $\Delta u_{mean} = \pm 0,093$ m/s. Wie auch zuvor ist die mittlere Geschwindigkeit proportional zu der Zeit zwischen den Laserpulsen, was bedeutet, dass der prozentuale Fehler der Geschwindigkeit konstant bleibt.

Auch hier gilt, dass für Bereiche mit langsameren Geschwindigkeiten der Messfehler teils drastisch ansteigt: Geht die Geschwindigkeit gegen 0, geht der Fehler gegen unendlich.

10.4.3. Kombination der Fehler

Durch Kombination der Fehler ergibt sich folgende Gleichung:

$$\begin{aligned} u_{mess} &= \sqrt{(u_x \pm \Delta u_x)^2 + (u_y \pm \Delta u_y)^2} = \sqrt{\left(\frac{ds \pm \Delta ds}{t \pm \Delta t}\right)^2 + \left(\frac{ds \pm \Delta ds}{t \pm \Delta t}\right)^2} \\ &= \sqrt{2} \left(\frac{ds \pm \Delta ds}{t \pm \Delta t}\right) \end{aligned} \quad (71)$$

Daraus ergibt sich mit den bereits zuvor ermittelten Werten für eine mittlere Geschwindigkeit von $u_{mean} = 22,2$ m/s ein maximaler Fehler von $\Delta u_{mean} = \pm 0,658$ m/s, was einem Fehler von 3,0 % entspricht.

10.4.4. Einfluss der Trübheit der Fluide

Da nicht alle untersuchten Fluide optisch klar sind, tritt auch dadurch ein Fehler auf. Dieser zeigt sich jedoch nicht in einer zunehmenden Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit, sondern durch eine mit zunehmender Eintrübung schlechtere Bildqualität und damit zunehmende Anzahl von Fehlvektoren, die auch nicht immer herausgefiltert werden konnten. Bei Gel T führte dies dazu, dass eine statistische Auswertung aller Geschwindigkeitsfelder eines Versuches erforderlich war, um ausreichend gute Daten zu erhalten.

In einem ersten Schritt wurden die Daten auf falsche Geschwindigkeitsvektoren gefiltert und in einem zweiten Schritt der Mittelwert über alle PIV-Aufnahmen des Versuches gebildet. Bei Versuchen mit stationärer Strömung wurde dieses Vorgehen ebenfalls angewendet, um die Qualität der Daten zu verbessern.

Bei Gel A war aufgrund der Trübheit keine Auswertung der optischen Daten möglich, da das reflektierte Laserlicht der PIV-Partikel von Reflexionen im Gel zu sehr überlagert wurde. Somit wurde keine ausreichend stark ausgeprägte Helligkeitsverteilung erreicht und somit konnten keine Geschwindigkeitsvektoren ermittelt werden.

Gel C und das newtonsche Fluid waren von den Problemen einer Eintrübung nicht betroffen, da sie ausreichend klar für PIV-Aufnahmen waren.

10.5. Messfehler und Fehlerfortpflanzung in der Druckmessung

Maßgeblich ist neben den bisher genannten Fehlern auch der Fehler in der Druckmessung. Bei den Drucksensoren ist eine Toleranz von 0,1 % bezogen auf den Maximalwert angegeben [112], was bei einem Maximaldruck der Sensoren von 35 bar einer zugelassenen Abweichung von 0,035 bar entspricht. Dazu addiert werden muss noch die im Vorversuch (siehe Unterkapitel 5.1: „Optische Messtechnik“) bestimmte statische Abweichung von $\Delta P_{stat} = 0,1$ bar. Da bei allen Sensoren die Druckschwankungen das gleiche Vorzeichen besitzen (aufgrund der Zunahme des Druckes beim Versuchsstart findet sich in allen Kapillaren tendenziell der gleiche Druckgradient), ist jedoch anzunehmen, dass der Fehler der statischen Druckabweichung im maximal gemessenen Bereich liegt. Hinzu kommt noch der maximale Fehler des A/D-Wandlers, eines CDAQ-9220-Moduls von National Instruments, von 0,25 % des Messbereiches plus 0,25 % des gemessenen Wertes. Da der Ausgabebereich der Drucksensoren mit 0 ... 10 V exakt dem Eingangsbereich des A/D-Wandlers entspricht, lässt sich der prozentuale Messfehler des A/D-Wandlers auf den Druckbereich übertragen, was zu einem vom Wertebereich des A/D-Wandlers abhängigen Messfehler von $\Delta P_{A/D-Range} = 0,0875$ bar führt.

Somit lässt sich der Messfehler der Druckmessung auf folgende Werte beziffern:

$$P_{Mess} = P + \Delta P_{Sensor} + \Delta P_{stat} + \Delta P_{A/DRange} + \Delta P_{A/Dvalue} \quad (72)$$

mit:

$$\Delta P_{Sensor} = \pm 0,035 \text{ bar}$$

$$\Delta P_{stat} = \pm 0,1 \text{ bar}$$

$$\Delta P_{A/DRange} = \pm 0,0875 \text{ bar}$$

$$\Delta P_{A/D\text{-value}} = \pm 0,0115 \text{ bar} \text{ für einen gemessenen Druck von } P = 35 \text{ bar}$$

Der Druckverlust wird, wie in Abschnitt 6.1.1 („Ermittlung des Druckverlustes“) gezeigt, mit Gleichung (41) bestimmt. Diese wird unter Berücksichtigung der Fehlerterme zu Gleichung (73). Da davon ausgegangen wird, dass der durch das Gel in der Kapillare verursachte Druckverlust ΔP_{stat} immer das gleiche Vorzeichen besitzt und im Bereich der maximalen Abweichung liegt, wird er in Gleichung (73) nur mit einem „-“ als Vorzeichen dargestellt.

$$P_{Verl} = \left(P_7 + (\pm \Delta P_{7,Sensor} - \Delta P_{7,stat} \pm \Delta P_{7,A/DRange} \pm \Delta P_{7,A/Dvalue}) \right. \\ \left. - \left(\frac{P_7 + (\pm \Delta P_{7,Sensor} - \Delta P_{7,stat} \pm \Delta P_{7,A/DRange} \pm \Delta P_{7,A/Dvalue})}{2} \right) \right. \\ \left. - \frac{P_8 + (\pm \Delta P_{8,Sensor} - \Delta P_{8,stat} \pm \Delta P_{8,A/DRange} + \Delta P_{8,A/Dvalue})}{2} \right) \\ \left. - \left(P_9 + (\pm \Delta P_{9,Sensor} - \Delta P_{9,stat} \pm \Delta P_{9,A/DRange} \pm \Delta P_{9,A/Dvalue}) \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{P_9 + (\pm \Delta P_{9,Sensor} - \Delta P_{9,stat} + \Delta P_{9,A/DRange} \pm \Delta P_{9,A/Dvalue})}{2} \right) \right. \\ \left. - \frac{P_{10} + (\pm \Delta P_{10,Sensor} - \Delta P_{10,stat} \pm \Delta P_{10,A/DRange} + \Delta P_{10,A/Dvalue})}{2} \right) \quad (73)$$

Das gleiche Vorzeichen und der gleiche Wert der statischen Messfehler ΔP_{stat} in Gleichung (73) führen dazu, dass sich diese gegenseitig auslöschen. Zur Bestimmung des Messfehlers werden noch die maximalen Messwerte der Drucksensoren P_7 bis P_{10} benötigt. Da die Messwerte von P_7 und P_8 sowie P_9 und P_{10} jeweils sehr nahe beieinanderliegen, werden jeweils nur ein maximaler Druck und ein maximaler druckabhängiger Messfehler angegeben:

$$P_{7,max} = P_{8,max} = 11,8 \text{ bar}$$

$$\Delta P_{7,A/Dvalue,max} = \Delta P_{8,A/Dvalue,max} = 0,0295 \text{ bar}$$

$$P_{9,max} = P_{10,max} = 5,5 \text{ bar}$$

$$\Delta P_{9,A/D\text{-value},max} = \Delta P_{10,A/Dvalue,max} = 0,01375 \text{ bar}$$

Somit ergibt sich für den schlechtesten anzunehmenden Fall eine gesamte Abweichung der Messwerte von $P_{Verl,err} = \pm 0,824 \text{ bar}$.

Dieser Wert scheint sehr hoch, die Messwerte zeigen jedoch eine sehr gute Wiederholbarkeit in einem Bereich von weniger als $\pm 0,1 \text{ bar}$, sodass in der Praxis von einem zufälligen Fehler von weniger als $\pm 0,1 \text{ bar}$ ausgegangen werden kann.

11 Fazit

In der vorliegenden Arbeit wurde die Strömung von drei nicht newtonschen Fluiden sowie einem newtonschen Fluid durch Versuchsgeometrien mit optischen und konventionellen Methoden untersucht. Dabei war das Ziel, ein Verständnis der Strömung nicht newtonscher Fluide, im Speziellen viskoelastischer, scherverdünnender Fluide, zu gewinnen. Damit sollten Fortschritte hin zum Einsatz von Gelen als Raketentreibstoffen gemacht werden. Deshalb wurden die Versuchsgeometrien an real existierende Prallinjektoren für Geltreibstoffe angelehnt. Die Versuchsgeometrien bestanden aus einem runden Strömungskanal, bei dem sich mit einem Winkel von 118° der Durchmesser $d_1 = 12 \text{ mm}$ auf wahlweise $d_2 = 4 \text{ mm}$, $d_2 = 5 \text{ mm}$ oder $d_2 = 8 \text{ mm}$ reduzierte. Zusätzlich überschritten sich die Reynolds-Zahl-Bereiche der in dieser Arbeit durchgeführten Strömungsversuche und der Brennkammerversuche mit den als Referenz dienenden Prallinjektoren. Bei den Strömungsversuchen in der vorliegenden Arbeit wurden der Druckverlust und das Geschwindigkeitsfeld gemessen. Die verwendeten Fluide waren Gel A, ein Gel auf Silikonölbasis mit Aerosil als Geliermittel, Gel T, ebenfalls ein Gel auf Silikonölbasis, jedoch mit Thixo-2 der Firma Borchers als Geliermittel, und Gel C, ein Gel auf der Basis eines ionischen Liquids mit einem cellulosebasierten Geliermittel. Das verwendete newtonsche Fluid bestand in erster Linie aus Silikonöl und 1-Octanol und bildete die Basis für Gel A und Gel T. Für die mathematische Darstellung der Viskositätsverläufe über der Scherrate der Gele wurde das Herschel-Bulkley-Extended(HBE)-Modell verwendet. Dieses wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmalig zur Analyse der Spannungs- und der Viskositätsverteilung in einer Durchmesserreduktion herangezogen.

Der Druckverlust der Gele über die Durchmesserreduktion verhielt sich dabei, wie erwartet, je nach Gel bei gleichem Durchmesser deutlich unterschiedlich. Bei Gel C und Gel A wurden sehr hohe Druckverluste über die Durchmesserreduktion gemessen, während bei Gel T die gemessenen Druckverluste überraschenderweise zum Teil unter denen des newtonschen Fluids lagen. Da sich der Viskositätsverlauf der Gele bei Scherraten oberhalb von $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$ nicht wesentlich unterschied und die Viskosität von Gel T bei niedrigeren Scherraten deutlich über der von Gel C lag, war die Ursache nicht in der Viskosität zu finden. Aus dem gemessenen Geschwindigkeitsfeld wurde geschlossen, dass die Vena contracta bei der Strömung von Gel T im Vergleich zum newtonschen Fluid kleiner war, was in der variablen und höheren Viskosität begründet zu sein scheint. Dadurch blieb der effektiv durchströmbare Durchmesser größer und der Druckverlust war geringer. Hinweise auf eine solche Reduktion des Druckverlustes eines Gels unter dessen Basisfluid konnten in der Literatur nicht gefunden werden.

Aus den Druckmessungen wurde zudem der Druckverlustbeiwert errechnet und anhand der Strömungs- und Fluidparameter die generalisierte Reynolds-Zahl nach HBE bestimmt. Dabei zeigte sich, dass der Druckverlustbeiwert, wie auch bei newtonschen Fluiden, von der (generalisierten) Reynolds-Zahl abhängt und sich somit von einem Fluid auf das andere übertragen lässt. Dies untermauert die Bedeutung der generalisierten Reynolds-Zahl nach HBE über die von Madlener [18] gezeigte Vorhersage des laminar-turbulenten Strömungsumschlages hinaus. Die Tatsache, dass noch gelabhängige Abweichungen zu sehen waren, lässt darauf schließen, dass mit der Reynolds-Zahl allein nicht alle für den Druckverlust relevanten physikalischen Effekte erfasst werden. Eine solche Übertragbarkeit

der Druckverlustbeiwerte ist für newtonsche Fluide bekannt, diesbezügliche Untersuchungen für Gele sind dem Autor dagegen bisher nicht bekannt.

In den Geschwindigkeitsfeldmessungen von Gel C war teilweise eine instabile Strömung erkennbar. Um eine Fortpflanzung dieser Instabilitäten in die Brennkammer zu unterbinden und somit eine negative Beeinflussung der Zerstäubung oder sogar eine Gefährdung der Brennkammer zu verhindern, ist es erforderlich, die Strömungszustände unter allen für einen konkreten Anwendungsfall relevanten Randbedingungen zu kennen. Die Strömungsinstabilitäten lassen sich durch die Anbringung eines Radius an der Durchmesserreduktion verringern oder unterbinden, wie von Rothstein und McKinley [64] gezeigt wurde. Eine weitere Möglichkeit, die Strömungsinstabilitäten zu verhindern, ist die Änderung des Durchmesserhältnisses.

Beim größten der untersuchten Zieldurchmesser kam es nicht zu einer Schwingung, sondern zu einer Aufweitung der Strömung. Da die Deborah-Zahl bei den Strömungszuständen deutlich größer als $De = 1$ war, kann von Festkörperverhalten ausgegangen werden. Die konsequente Verfolgung dieser Überlegung führte zu dem Ansatz, das mechanische Problem der Stabknickung als Modell zur Vorhersage des Einsetzens der aufgeweiteten Strömung zu verwenden. Ein solcher Ansatz mit einem Knickstab wurde in der Literatur bisher nicht gewählt.

Da Gel T trotz ansonsten gleicher Bedingungen wie Gel C keine Strömungsinstabilitäten aufwies, ist darauf zu schließen, dass auch durch die Wahl des Geliemittels die Bildung von Instabilitäten unterbunden werden kann. Im Rahmen der durchgeführten Versuche zeigte sich Gel T mit seinem stabilen Strömungsverhalten und dem geringen Druckverlust als das – aus rheologischer Sicht – für die Anwendung in Raketenmotoren am besten geeignete. Dabei muss der Treibstoff mit dem entsprechenden Geliemittel kompatibel sein. Auch der Energiebeitrag des Geliemittels bei der Umsetzung des Treibstoffes in der Brennkammer spielt neben anderen Faktoren eine Rolle. Dies zeigt, dass die rheologischen Eigenschaften nicht die einzig relevanten sind und somit das Geliemittel von Gel T bei einer Gesamtsystembetrachtung nicht zwangsläufig die beste Wahl ist.

In dieser Arbeit wurde die Strömung von drei verschiedenen Gelen durch drei Versuchsgeometrien untersucht. Damit besteht für Folgearbeiten die Möglichkeit, Strömungen weiterer Gele und Versuchsgeometrien zu analysieren. Auch der Einfluss von Dehneffekten ist nicht abschließend geklärt, weshalb hier ebenfalls weitere Arbeiten denkbar sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden unter Einbindung des HBE-Modells praxisrelevante Erkenntnisse vorgestellt. Insbesondere die Übertragbarkeit der Druckverlustkoeffizienten und die Möglichkeit einer Druckverlustreduktion in der Versuchsgeometrie durch den Einsatz von Gelen sowie der Ansatz des Knickstabes in der Modellierung bei hohen Deborah-Zahlen sind neue Erkenntnisse, die in dieser Arbeit gewonnen wurden. Neben dem Bereich der Raumfahrtantriebe sind diese Erkenntnisse auch in anderen Bereichen, beispielsweise der Prozesstechnik oder der Lebensmittelindustrie, relevant.

12 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Flüssigkeitsantriebssystems mit bedruckten Tanks (nach [20]).	5
Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Prallinjektors mit der Zerstäubung des Fluids (aus Madlener [18]).	6
Abbildung 3: Grundelemente rheologischer Modelle; a) elastischer Festkörper (nach Hooke); b) viskoses Fluid (newtonsches Fluid); c) Voigt-Modell oder Kelvin-Modell; d) Maxwell-Modell (nach Mainardi et al. [22]).	7
Abbildung 4: Kombination der Grundmodelle (nach Mainardi et al. [22]).	8
Abbildung 5: Generalisierte rheologische Modelle zur Definition von Gelen (Kelly [23]).	8
Abbildung 6: Darstellung eines St.-Venant-Elements.	9
Abbildung 7: Scherverhalten einer Strömung.	10
Abbildung 8: Verschiedene Versuchsgeometrien am Rotationsrheometer; links: Zylinder-Becher-Geometrie; Mitte: Platte-Platte-Geometrie; rechts: Kegel-Platte-Geometrie.	10
Abbildung 9: Geschwindigkeitsprofil mit Wall-Slip zwischen parallelen Platten [34].	12
Abbildung 10: Viskosität mit und ohne Wall-Slip (nach [35]).	13
Abbildung 11: Bagley-Plot für LDPE („low density polyethylene“) [37].	14
Abbildung 12: Schubspannungs- und Viskositätsverlauf newtonscher und nicht newtonscher Fluide [38].	15
Abbildung 13: Links: Modellierung des HBE-Viskositätsmodells; rechts: Ergänzung um ein elastisches Element.	17
Abbildung 14: Schematische Darstellung der Vorgehensweise bei der numerischen Berechnung der kritischen Reynolds-Zahl nach HBE [18].	18
Abbildung 15: Schubspannungs-, Scherraten- und Geschwindigkeitsverlauf einer newtonschen und einer nicht newtonschen Rohrströmung im Vergleich [18].	22
Abbildung 16: Vergleich der Geschwindigkeitsprofile scherverdünnender Fluide (Gele A, C und T); links: verschiedene Gele und ein nicht newtonsches Geschwindigkeitsprofil; rechts: Gel A bei verschiedenen mittleren Geschwindigkeiten und das newtonsche Geschwindigkeitsprofil.	23
Abbildung 17: Effekt des Wandgleitens auf eine Rohrströmung [18].	23

Abbildung 18: Stromlinienverlauf eines nicht newtonschen Fluids (1 % Polyacrylamid in Wasser gelöst) über eine Verengung von einem Durchmesser von 50 mm auf einen Durchmesser von 4 mm; mittlere Geschwindigkeit nach der Durchmesserreduktion: 0,29 cm/s, Rezirkulation vor der Verengung (aus [54]).	24
Abbildung 19: Stromlinienverlauf über eine Verengung mit deutlich erkennbarer Vena contracta; Fluid: Wasser, $u_{\text{mean}} = 1,2$ m/s, Durchmesser nach der Durchmesserreduktion $d = 20$ mm, $Re = 240$ (aus [54]).	25
Abbildung 20: Druckverlauf einer Wasserströmung über eine Durchmesserreduktion [55].	25
Abbildung 21: Einteilung der Deformationsbereiche bei mechanischen Knickbelastungen (aus [59]).	28
Abbildung 22: Die vier eulerschen Knickfälle (aus [61]).	28
Abbildung 23: Verschiedene Strömungsbilder aus [63]; links: Totwassergebiet vor der Verengung; Mitte: asymmetrische Zuströmung; rechts: kein Totwassergebiet.	31
Abbildung 24: Einlaufverhalten in einer plötzlichen Durchmesserreduktion mit anschließender Aufweitung mit einem Querschnittsverhältnis 4 : 1 : 4 für unterschiedliche Deborah-Zahlen; links: mit einer scharfkantigen Einlauflippe; rechts: mit einer abgerundeten Einlauflippe [64].	32
Abbildung 25: Instabilitäten in Rohrströmungen; links: variköser Mode; rechts: Sinusmodeaus [66]).	33
Abbildung 26: Entwicklung des Schmelzbruches in Abhängigkeit von der Scherrate für ein LLDPE („linear low density polyethylene“) (aus [69]).	33
Abbildung 27: Bereiche unterschiedlicher Störungen bei der Extrusion von Polyethylen (aus [74]).	35
Abbildung 28: Vergleich der in einer Simulation errechneten Stromlinien über eine Verengung eines newtonschen Fluids (gestrichelte Linien) und eines nicht newtonschen Fluids mit $De = 16$ (durchgezogene Linien) bei einem Durchmesser Verhältnis von $d_1/d_2 = 4$ (aus Alves und Poole [90]).	36
Abbildung 29: Kriterium für das Einsetzen einer aufgeweiteten Strömung (aus Alves und Poole [90]).	37
Abbildung 30: Wirbel an einem scharfkantigen Krümmer vor der Richtungsänderung (aus [92]).	38

Abbildung 31: Entwicklung der Wirbelgröße χ in Abhängigkeit der Deborah-Zahl De für Fluide mit unterschiedlicher Scherverdünnung ξ (aus [92]).	38
Abbildung 32: Entwicklung der Wirbelgröße χ mit zunehmender Scherverdünnung ξ (aus [92]).	39
Abbildung 33: Eck- und Kantenwirbel (aus [93]).	39
Abbildung 34: Stromlinien in der simulierten Strömung eines viskoelastischen Fluids für verschiedene Massenströme Q/Q_0 und Wirbelstärken ψ_{min} ; A) Eckwirbel; B) Kantenwirbel; C) Übergang von Kantenwirbel zu einem verschmolzenen Wirbel; D) verschmolzener Wirbel (aus [93]).	40
Abbildung 35: Transmissionselektronenmikroskopische Aufnahme von Aerosil R 812, pyrolysierte Siliciumdioxid-Nanopartikel [3].	44
Abbildung 36: Strukturformel von hydrolisiertem Triricinolein, Rizinusöl aus Wikipedia [101], überprüft anhand von [102].	45
Abbildung 37: IR-Spektren des Gels C und ausgewählter Edukte.	46
Abbildung 38: Viskositätsverlauf von Gel A.	47
Abbildung 39: Viskositätsverlauf von Gel T.	47
Abbildung 40: Viskositätsverlauf von Gel C.	47
Abbildung 41: Fließgrenzenbestimmung von Gel A.	48
Abbildung 42: Fließgrenzenbestimmung Gel T.	49
Abbildung 43: Fließgrenzenbestimmung von Gel C.	49
Abbildung 44: Bagley-Plot von Gel A.	51
Abbildung 45: Bagley-Plot von Gel T.	51
Abbildung 46: Bagley-Plot von Gel C.	51
Abbildung 47: Bagley-Korrektur der Gele (aus dem extern beauftragten Messbericht [106]).	52
Abbildung 48: Dehnviskosität der Gele (aus dem extern beauftragten Messbericht [106]).	52
Abbildung 49: Spezifischer Impuls von Nitromethan und nitromethan-basierter Gele; der spezifische Impuls wurde mittels der NASA CEA berechnet, der Brennkammerdruck in diesem Beispiel ist 70 bar, das Expansionsverhältnis beträgt 16.	55
Abbildung 50: Weg des Laserlichts von der Lichtschnittoptik bis zur Kamera.	59
Abbildung 51: Schematische Darstellung der Lichtbrechung.	59

Abbildung 52: Vorversuch zur Ermittlung des Messfehlers durch die Kapillare [113].	60
Abbildung 53: Ermittlung der statischen Abweichung des Druckes durch die Kapillare [113].	62
Abbildung 54: Ermittlung der zeitlichen Verzögerung durch die Kapillare [113].	63
Abbildung 55: Links: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus [114]; rechts: Foto des Versuchsaufbaus.	64
Abbildung 56: Abbildung einer Messstrecke; das Gel fließt im Versuch von links nach rechts, die Drucksensoren befinden sich im Versuch auf der Rückseite und die Temperatursensoren an der Unterseite (aus [115]).	64
Abbildung 57: Schnitt durch einen der Gelzylinder.	65
Abbildung 58: Verfärbung des ionischen Liquids nach 15 Tagen mit Metallen; von links nach rechts: Galvano Nickel, Kupfer, Messing, Aluminium, Edelstahl.	66
Abbildung 59: Hydraulik zur Gelförderung.	67
Abbildung 60: Versuchsaufbau mit PIV-Laser.	67
Abbildung 61: Detailaufnahme der Messstrecke (links) und Druckmessstellenverteilung der Drucksensoren P_7 bis P_{10} an der Messstrecke (rechts); Maße in mm.	68
Abbildung 62: Druckverlauf in einer Kapillare bei der Ausströmung aus einem Reservoir [117].	69
Abbildung 63: Schematische Darstellung zur Ermittlung des Druckverlustes.	70
Abbildung 64: Druckverlust des Gel A über die Durchmesserreduktion in unterschiedlichen Messstrecken.	71
Abbildung 65: Druckverlust verschiedener Gele in der Messstrecke mit 4 mm Zieldurchmesser.	73
Abbildung 66: Druckverlust verschiedener Gele in der Messstrecke mit 5 mm Zieldurchmesser.	74
Abbildung 67: Druckverlust verschiedener Gele in der Messstrecke mit 8 mm Zieldurchmesser.	75
Abbildung 68: Druckverlustbeiwert über der generalisierten Reynolds-Zahl auf der Messstrecke mit 4 mm Zieldurchmesser.	76
Abbildung 69: Druckverlustbeiwert über der generalisierten Reynolds-Zahl auf der Messstrecke mit 5 mm Zieldurchmesser.	77

Abbildung 70: Druckverlustbeiwert über der generalisierten Reynolds-Zahl auf der Messstrecke mit 8 mm Zieldurchmesser.....	78
Abbildung 71: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für alle Fluide und alle Messstrecken (die Zahl hinter dem Gel gibt den Durchmesser d_2 in mm an).	79
Abbildung 72: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel A.	80
Abbildung 73: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der Reynolds-Zahl für das newtonsche Fluid.	80
Abbildung 74: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel C.....	81
Abbildung 75: Druckverlustbeiwert mit Durchmesser Verhältnis über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel T.....	81
Abbildung 76: Auswertung der PIV-Strömungsaufnahmen; a) Versuch 432: newtonsches Fluid; b) Versuch 637: Gel T, keine Totwassergebiete erkennbar; c) Versuch 695: Gel T, großes Totwassergebiet vor der Durchmesserreduktion; d) Versuch 722: Gel C, starke Einströmung von außen und abgebremster mittlerer Bereich.	85
Abbildung 77: Aus den Geschwindigkeitsverteilungen errechnete Stromlinienbilder; a) Versuch 432; b) Versuch 637; c) Versuch 695; d) Versuch 722.	86
Abbildung 78: Normalisierte Geschwindigkeitsverteilungen; a) Versuch 432; b) Versuch 637; c) Versuch 695; d) Versuch 722.....	87
Abbildung 79: Viskositätsverteilung (oben) und Schubspannungsverteilung (unten) der Versuche 432, 624, 695 und 722 (von links nach rechts).....	90
Abbildung 80: Einlaufgeschwindigkeitsprofil von Gel T; links: $d_2 = 5 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 2,45 \text{ m/s}$; rechts: $d_2 = 8 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 0,213 \text{ m/s}$	91
Abbildung 81: Einlaufgeschwindigkeitsprofil von Gel C; links: $d_2 = 8 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 2,11 \text{ m/s}$; rechts: $d_2 = 8 \text{ mm}$, $u_{\text{mean}} = 0,262 \text{ m/s}$	92
Abbildung 82: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit entsprechend einer Reynolds-Zahl zwischen $Re = 390$ und $Re = 720$	93
Abbildung 83: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit entsprechend einer Reynolds-Zahl zwischen $Re = 85$ und $Re = 120$	95

Abbildung 84: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit zwischen $u_{\text{mean}} = 2,0 \text{ m/s}$ und $u_{\text{mean}} = 2,5 \text{ m/s}$.	97
Abbildung 85: Schubspannung verschiedener Versuche bei einer mittleren Geschwindigkeit zwischen $u_{\text{mean}} = 5,5 \text{ m/s}$ und $u_{\text{mean}} = 6,5 \text{ m/s}$.	99
Abbildung 86: Geschwindigkeitsverteilung bei Versuch 699, Gel C, 5-mm-Messstrecke, Bilder aufgenommen mit einer Aufnahmefrequenz von 15 Hz; a) bei 0 ms; b) bei 67 ms; c) bei 133 ms; d) bei 200 ms; e) bei 267 ms.	101
Abbildung 87: Mittlere Geschwindigkeitsprofile mit Reduktion der Mittengeschwindigkeit vor der Verengung, Versuch 727, Cellosize-Gel, 8-mm-Messstrecke; links: Strömung von hinten rechts nach vorne links; rechts: Strömung von vorne links nach hinten rechts.	102
Abbildung 88: Stromlinienbild des Versuches 727.	102
Abbildung 89: Position der Strömungsaufweitung in der Strömung von Gel C durch die Versuchsgeometrie mit $d_2 = 8 \text{ mm}$.	103
Abbildung 90: Stromlinienbilder einer Strömung von Gel C in der Messstrecke mit einem Zieldurchmesser von $d_2 = 8 \text{ mm}$; links mit einer mittleren Geschwindigkeit bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 0,262 \text{ m/s}$ und rechts an ebenfalls bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 2,52 \text{ m/s}$.	104
Abbildung 91: Stromlinienbilder der Strömung von Gel C; links: 4-mm-Messstrecke mit einer mittleren Geschwindigkeit bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 0,244 \text{ m/s}$; rechts: 5-mm-Messstrecke mit einer mittleren Geschwindigkeit bei d_1 von $u_{\text{mean}} = 0,232 \text{ m/s}$.	104
Abbildung 92: Normierte Geschwindigkeitsprofile bei den Messstrecken mit $d_2 = 4 \text{ mm}$ (oben), $d_2 = 5 \text{ mm}$ (Mitte) und $d_2 = 8 \text{ mm}$ (unten), bei einer Geschwindigkeit von ungefähr $u_{\text{mean}} = 0,24 \text{ m/s}$ bei d_1 .	105
Abbildung 93: Links oben: Stromlinien des newtonschen Fluids beim Durchströmen der Messstrecke mit $d_2 = 4 \text{ mm}$ bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 21,1 \text{ m/s}$; darunter die Detailaufnahme direkt nach der Messstrecke. Es ist eine leichte Einschnürung der Stromlinien bis zu den roten Linien erkennbar. Die orangen Linien stellen die Versuchsgeometrie dar. Rechts oben: Stromlinien von Gel T beim Durchströmen derselben Messstrecke bei $u_{\text{mean}} = 21,3 \text{ m/s}$; auch hier mit Detailaufnahme darunter. Hier ist kein Einschnüren der Stromlinien zu erkennen.	107
Abbildung 94: Verhältnis von Dehnspannungen zu Schubspannungen zur Ermittlung eines kritischen Spannungsverhältnisses.	110

Abbildung 95: Verhältnisse zwischen der maximal aufgetretenen Schubspannung und Dehnspannung über der generalisierten Reynolds-Zahl für Gel C, Gel T und das newtonsche Fluid. Angegeben ist das Strömungsverhalten vor der Durchmesserreduktion; instabile Versuche zeigen eine zeitlich veränderliche Strömung, stabile ein zeitlich konstantes Einlaufverhalten.111

Abbildung 96: Geschwindigkeitsprofil in einer Rohrströmung mit mittlerer Geschwindigkeitsüberhöhung aufgrund unterschiedlicher Viskositäten (aus [68])......112

Abbildung 97: Oben: Stromlinien mit der Schubspannungsverteilung überlagert; Gelb zeigt hohe Schubspannungen und damit hohe Scherraten an, während Blau für kleine Schubspannungen und Scherraten steht – Versuch 722 (Gel C bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 2,24 \text{ m/s}$ in d_2); Mitte: Geschwindigkeitsprofil an der markierten Stelle direkt nach der Durchmesserreduktion; unten: Geschwindigkeitsprofil des Versuches mit erkennbarem Abklingen der Geschwindigkeitsüberhöhung.113

Abbildung 98: Links: Stromlinien mit der Schubspannungsverteilung überlagert; Gelb zeigt hohe Schubspannungen und damit hohe Scherraten an, während Blau für kleine Schubspannungen und Scherraten steht – Versuch 727 (Gel C bei einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 4,74 \text{ m/s}$ in d_2); rechts: Geschwindigkeitsprofil an der markierten Stelle direkt nach der Durchmesserreduktion.114

Abbildung 99: Stromlinienbild der Strömung eines viskoelastischen Fluids in einem konischen Rohr mit einer Senke in der Spitze (aus [121]).115

Abbildung 100: Links: Gel T mit $d_2 = 5 \text{ mm}$; rot: Versuch 597 mit $u_{\text{mean}} = 5,41 \text{ m/s}$, blau: Versuch 594 mit $u_{\text{mean}} = 1,4 \text{ m/s}$, weiß: Versuch 611 mit $u_{\text{mean}} = 14,12 \text{ m/s}$; rechts: Gel C mit $d_2 = 5 \text{ mm}$; rot: Versuch 698 mit $u_{\text{mean}} = 1,33 \text{ m/s}$, blau: Versuch 696 mit $u_{\text{mean}} = 3,84 \text{ m/s}$. 116

Abbildung 101: Verlauf der Dehnspannung, der kritischen Knickspannung und der Fließgrenze über der Geschwindigkeit für Gel C für die unterschiedlichen Versuchsgeometrien, ermittelt unter den gewählten Annahmen.120

Abbildung 102: Sortierung von Partikeln in der Rohrströmung eines viskoelastischen Fluids; oben: nach 2,5 cm Laufstrecke, Partikel nicht orientiert; Mitte: nach 3,5 cm Laufstrecke, Partikel tendieren Richtung Mitte; unten: nach 4,5 cm Laufstrecke, Partikel entlang der Mittellinie aufgereiht (aus D’Avino et al. [124]).125

Abbildung 103: Versuch 592 – Gel-T-Strömung mit einer mittleren Geschwindigkeit von $u_{\text{mean}} = 3,85 \text{ m/s}$ nach der Durchmesserreduktion; konvergierende Stromlinien sind nach der Durchmesseränderung deutlich zu erkennen.....126

Abbildung 104: Neutraler Durchmesser in einer partikelbeladenen Rohrströmung eines viskoelastischen, scherverdünnenden Fluids (aus [124]).....126

Abbildung 105: Abhängigkeit des neutralen Durchmessers vom Verblockungsgrad; grün dargestellt ist der aufgrund des Partikeldurchmessers nicht erreichbare Bereich der Partikel (aus [124]).127

Abbildung 106: Schematische Darstellung eines Partikels in einer Scherströmung.128

13 Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Vorteile von Geltreibstoffen [7] [8] (✓: Kriterium trifft zu; ✓/×: Zündung weiterer Stufen möglich, sofern vorhanden; (×): Schubverlauf z. B. durch vordefinierte Formgebung unveränderbar definiert; ×: Kriterium trifft nicht zu).	2
Tabelle 2: Verschiedene Modelle zur Bestimmung der Schubspannungen und der Viskosität mit den entsprechenden Parametern zur Berechnung [39].	16
Tabelle 3: Kritische Reynolds-Zahlen der in dieser Arbeit verwendeten Fluide für die verschiedenen Rohrdurchmesser der verwendeten Messstrecken.	19
Tabelle 4: Grundeinheiten der Geliermittel und deren Massen (¹ unter Annahme von runden Partikeln; ² lineare Interpolation zwischen den Molekülen HEC 2 und HEC 3 aus [56]; ³ in [57] wird die Länge von zwei 12-Hydroxysetrinsäure-Molekülen angegeben, diese wurde halbiert; ⁴ aus der im Datenblatt [58] angegebenen Stampfdichte errechnet, unter Annahme einer optimalen Kugelpackdichte).	27
Tabelle 5: Kriterien zur Auswahl der Gelbestandteile.	41
Tabelle 6: Verwendete Fluide.	43
Tabelle 7: HBE-Parameter der Gele.	50
Tabelle 8: Relaxationszeiten von Gel C und Gel T.	53
Tabelle 9: Molekülmassen und Summenformeln der Gelbasisbestandteile.	53
Tabelle 10: Mittlere Molekülmassen und Dispersität der Basisfluide.	54
Tabelle 11: Einfluss der Kapillare auf die Druckmessung [113].	63
Tabelle 12: Regressionsparameter für die Druckverlustkurve von Gel A für die 8-mm-Messstrecke.	72
Tabelle 13: Parameter und Randbedingungen der Versuche a) 432, b) 624, c) 656 und d) 722.	84
Tabelle 14: Physikalisch-chemische Parameter und Anwendung des Kriteriums von Ebrahimi et al. zur Ermittlung der Möglichkeit des Auftretens von Schmelzbruch.	109
Tabelle 15: Deborah-Zahl von Gel C und Gel T.	117
Tabelle 16: Knickstablänge.	118
Tabelle 17: Relevante Strömungsparameter und ihr Einfluss.	124

14 Literaturverzeichnis

- [1] P. Lorge, *Warefare in China to 1600*, London: Routledge, 2005.
- [2] „Wann fand der erste richtige Raketenstart Europas statt?“, *Spektrum der Wissenschaft*, 15 04 2005. [Online]. Available: <https://www.spektrum.de/quiz/wann-fand-der-erste-richtige-raketenstart-europas-statt/777327>. [Zugriff am 13 12 2018].
- [3] H. Oberth, *Die Rakete zu den Planetenräumen*, Verlag R. Oldenburg, 1923.
- [4] R. H. Goddard, *Rockets: Two Classic Papers*, Dover Publications, 2002.
- [5] M. J. Dyson, *Space and Astronomy*, New York: Facts on File, Inc., 2007.
- [6] I. Löwenstrom, *199 Fluggeräte und ihre Geschichten: Von der ersten Ballonfahrt bis in den Weltraum*, BoD - Books on Demand, 2019.
- [7] H. Ciezki, M. Negri und A. Gernoth, „Advanced Liquid and Gelled Propellants for Rocket and Ramjet Propulsion,“ in *10th Int. Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion*, Poitiers, France, 2014.
- [8] H. K. Ciezki, M. Negri und A. Gernoth, „Advanced Liquid and Gelled Propellants for Rocket and Ramjet,“ *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*, Bd. 2, pp. 85-123, 2015.
- [9] K. Almda, J. Dyre, S. Hvidt und O. Kramer, „Towards a Phenomenological Definition of the Term 'Gel',“ *Polymer Gels and Networks*, pp. 5-17, 1993.
- [10] J. Fricke, „Aerogels - A Fascinating Class of High-Performance Porous Solids,“ in *Proceedings in Physics, vol 6*, Berlin, Heidelberg, Springer, 1986, pp. 2-19.
- [11] T. Graham, „On the properties of silicic acid and other analogous colloidal substances,“ *J. Chem. Soc. Lond.*, 17, pp. 318-327, 1864.

- [12] T. Graham, „Liquid diffusion applies analysis,“ *Phil. Trans. Roy. Soc. 151*, pp. 183-224, 1861.
- [13] J. D. Lloyd, „The problem of gel structure,“ in *Colloid Chemistry*, New York, USA, Chemical Catalogue Company, 1926, pp. 767-82.
- [14] P. H. Hermans, „Gels,“ in *Colloid Science Vol. II*, Amsterdam, The Netherlands, Elsevier Publishing Company, Inc., 1949, p. 483.
- [15] H. J. Rathod und D. P. Mehta, „A Review on Pharmaceutical Gel,“ *International Journal of Pharmaceutical Science 1.1*, pp. 33-47, 30. September 2015.
- [16] K. Pal und I. Banerjee, *Polymeric Gels: Characterization; Properties and Biomedical applications*, Duxford, Cambridge, Kidlington: Woodhead Publishing, 2018, p. 3.
- [17] G. Schramm, *Einführung in die Rheologie und Rheometrie*, Karlsruhe: Haake, 2002.
- [18] K. Madlener, *Die Strömungs- und Versprühungseigenschaften gelförmiger Fluide*, Köln: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., 2008.
- [19] M. Negri, *Breakup Behavior of non-Newtonian Fluids with Threads and Droplets Formation in Impinging Jet Injectors*, Köln: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., 2014.
- [20] G. P. Sutton und O. Biblarz, *Rocket Propulsion Elements*, New York / Chichester / Weinheim / Brisbane / Singapore / Toronto: JOHN WILEY & SONS, INC., 2001.
- [21] P. Kröger, C. Kirchberger, M. Negri und H. Ciezki, „Untersuchung des Einflusses der Brennkammergeometrie auf das Abbrandverhalten eines monergolen Geltreibstoffes,“ in *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*, Rostock, 2015.
- [22] F. Mainardi und G. Spada, „Creep, Relaxation and Viscosity Properties for Basic Fractional Models in Rheology,“ *The European Physical Journal, Special Topics, Vol. 193*, pp. 133-160, 2011.

- [23] Kelly, „Solid mechanics part I: An introduction to solid mechanics,“ in *Solid mechanics lecture notes*, University of Auckland, 2015.
- [24] M. Pahl, W. Gleißle und H.-M. Laun, *Praktische Rheologie der Kunststoffe und Elastomere*, Düsseldorf: VDI Verlag, 1991.
- [25] C. W. Macosko, *Rheology Principles, Measurements, and Applications*, Wiley-VCH, 1994.
- [26] R. P. Chhabra und J. F. Richardson, *Non-newtonian Flow and Applied Rheologie*, Butterworth-Heinemann, 2008.
- [27] F. A. Morrison, *Understanding Rheology*, New York: Oxford, 2001.
- [28] H. Chmiel und P. Schümmer, „Eine neue Methode zur Auswertung von Rohrrheometer-Daten,“ *Chemie.-Ing.-Techn.*, Vol. 43, 23, pp. 1257-1259, 1971.
- [29] DIN, *Rheologie, DIN 53019-1:2008-09*, Berlin, Wien, Zürich: Beuth, 2012.
- [30] H. Barnes, J. F. Hutton und K. Walters, *An introduction to rheology*, Amsterdam: Elsevier, 1989.
- [31] R. Buscall, J. I. McGowan und A. J. Morton-Jones, „The rheology of concentrated dispersions of weakly attracting colloidal particles with and without wall slip,“ *Journal of Rheology*, Vol. 37,4, pp. 621-657, 1993.
- [32] Malvern Instruments Limited, „Overcoming and quantifying ‘Wall Slip’ in measurements made on a rotational rheometer,“ Malvern Instruments Limited, Worcestershire, UK, 2015.
- [33] O. Esping, „Early age properties of self-compacting concrete,“ Göteborg, Schweden, 2007.
- [34] T. Himmel und M. Wagner, „Experimental determination of interfacial slip between polyethylene and thermoplastic elastomers,“ *Journal of Rheology* 57, 2013.

- [35] N. A. A. Rahman, A. Fowler und P. J. Martin, „Wall slip and viscous dissipation in ice cream pipe rheometry,“ *Journal of Food Engineering*, Vol. 119, 4, pp. 731-737, 2013.
- [36] E. B. Bagley, „End Corrections in the Capillary Flow of Polyethylene,“ *Journal of Applied Physics* 28, pp. 624-627, 5 1957.
- [37] J. Aho und S. Syrjälä, „Determination of the entrance pressure drop in capillary rheometry using Bagley correction and zero-length capillary,“ *Annual Transactions of the Nordic Rheology Society*, Vol. 14, 2006.
- [38] R. Arnold, P. H. S. Santos, M. deRidder, O. H. Campanella und Anderson W. E. , „Comparison of Monomethylhydrazine/Hydroxypropylcellulose and Hydrocarbon/Silica Gels,“ *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 4-7 January 2010.
- [39] J.-Y. Kim, J.-Y. Song, E.-J. Lee und S.-K. Park, „Rheological properties and microstructures of Carbopol gel network system,“ *Colloid Polym Sci*, 1 February 2003.
- [40] B. V. S. Jyoti und S. W. Baek, „Rheological Characterization of Hydrogen Peroxide Gel Propellant,“ *International Journal of Aeronautical and Space Science* 15 (2), pp. 199-204, 2014.
- [41] B. Natan und S. Rahimi, „The status of Gel Propellants in the Year 2000,“ *Combustion of energetic materials* 5 (1-6), 2001.
- [42] K. Madlener, B. Frey und H. Ciezki, „Generalized Reynolds number for non-Newtonian fluids,“ *Progress in Propulsion Physics Vol.1*, pp. 237-250, 2009.
- [43] F. Delplace und J. C. Leuliet, „Generalized Reynolds number for the flow of power law fluids in cylindrical ducts of arbitrary cross-section,“ *The Chemical Engineering Journal* Vol. 56,2, pp. 33-37, 1993.
- [44] N. W. Ryan und M. M. Johnson, „Transition from laminar to turbulent Flow in Pipes,“ *American Institute of Chemical Engineering Journal A.I.Ch.E.* 5, pp. 433-435, 1959.

- [45] R. Edgeworth, B. J. Dalton und T. Parnell, „The pitch drop experiment,“ *Eur. J. Phys* 5(4), pp. 198-200, 1984.
- [46] M. Reiner, „The Debra Number,“ *Physics Today*, Bd. 17, Nr. 1, p. 62, 1964.
- [47] P. T. Vesanen, K. C. Zevenhoven, J. O. Nieminen, J. Dabek, L. T. Parkkonen und R. J. Ilmoniemi, „Temperature dependence of relaxation times and temperature mapping in ultra-low-field MRI,“ *Journal of Magnetic Resonance Vol. 235*, pp. 50-57, October 2013.
- [48] A. B. Metzner, J. L. White und M. M. Denn, „Constitutive equations for viscoelastic fluids for short deformation periods and for rapidly changing flows: Significance of the Deborah number,“ *A.I.Ch.E.*, Bd. 12, Nr. 5, pp. 863-866, 1966.
- [49] J. M. Dealy, „Weissenberg and Deborah Numbers – Their Definition an Use,“ McGill University Canada, 2010.
- [50] G. H. McKinley und M. Renardy, „Wolfgang von Ohnesorge,“ *Physics of Fluids Vol. 23*, 12, 2011.
- [51] J. D. Culter und G. G. Mcclafin, „Method of friction loss reduction in oleaginous fluids flowing through conduits“. USA Patent US3692676A, 22 12 1969.
- [52] D. Crawford, R. Earl und R. Monroe, „Friction reducing and gelling agent for organic liquids“. USA Patent US3757864A, 12 05 1971.
- [53] B. Zhou, V. Bertola, E. Cafaro, L. D. Giorgi und P. Tronville, „Effect of slip flow on the pressure drop in fibrous filters,“ in *Filtech*, Wiesbaden, 2009.
- [54] The Japanese Society of Mechanical Engineering, *Vizualized Flow*, Kronberg: Pergamon Press, 1988.
- [55] I. U. o. Gaza, Vorlesungsskript der Islamic University of Gaza, Faculty of Engineering, Department of Civil Engineering, Chapter 3 Water Flow in Pipes, Gaza: Islamic

University of Gaza, 2016.

- [56] A. Martinez-Richa, „Determination of molecular size of O-(2-hydroxyethyl)cellulose (HEC) and its relationships to the mechanism of enzymatic hydrolysis by cellulases,“ *Carbohydrate Polymers*, Vol. 87, 3, pp. 2129-2136, 2012.
- [57] V. A. Mallia, M. George, D. L. Blair und R. G. Weiss, „Robust Organogels from Nitrogen-Containing Derivates of (R)-12-Hydroxystearic Acid as Gelators: Comparison with Gels from Stearic Acid Derivates,“ *Langmuir* Vol. 25,15, pp. 8615-8625, 2009.
- [58] Evonic Resource Efficiency GmbH, „Produktinformation Aerosil R 812,“ Evonic Resource Efficiency GmbH, 2018.
- [59] M. Mayer, Technische Mechanik: Statik - Kinematik - Kinetik - Schwingungen - Festigkeitslehre, Carl Hanser Verlag, 2015.
- [60] W. Steinhilper, B. Sauer und J. Feldhusen, Konstruktionselemente des Maschinenbaus 1: Grundlagen der Berechnung und Gestaltung von Maschinenelementen, Ausgabe 7, Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2008.
- [61] J. Lackmann und H. Mertens, „Kapitel C Festigkeitslehre,“ in *Dubbel*, K. Grote und J. Feldhuse, Hrsg., Berlin Heidelberg New York, Springer, 2007, p. C39.
- [62] „Bagley Entrance Pressure Drop Method,“ *Journal of Macromolecular Science: Part A - Chemistry*, Bd. 3, Nr. 5, pp. 1033-1036, 1969.
- [63] E. B. Bagley und A. M. Birks, „Flow of Polyethylene into a Capillary,“ *Journal of Applied Physics* Vol. 35, 31, p. 550, 1960.
- [64] J. P. Rothstein und G. H. McKinley, „The axisymmetric contraction-expansion: the role of extensional rheology on vortex growth dynamics and the enhanced pressure drop,“ *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Vol. 98, 1, pp. 33-63, 2001.
- [65] T. Ballenger, I.-J. Chen, J. W. Crowder, G. E. Hagler, D. C. Bogue und J. L. White, „Polymer Melt Flow Instabilities in Extrusion: Investigation of the Mechanism and

- Material and Geometrie Variables," *Transactions of the Society of Rheology* 15, pp. 195-216, 1971.
- [66] H. A. Castillo und H. J. Wilson, „Elastic instabilities in pressure-driven channel flow of thixotropic-viscoelasto-plastic fluids," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 261, pp. 10-24, 2018.
- [67] H. J. Wilson und J. M. Rallison, „Instability of channel flow of a shear-thinning White±Metzner fluid," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 87,1, pp. 75-96, 9 11 1999.
- [68] H. J. Wilson und J. M. Rallison, „Instability of channel flows of elastic liquids having continuously stratified properties," *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 85, 2-3, pp. 273-298, 1998.
- [69] M. Ebrahimi, T. Tomkovic, G. Liu, A. A. Doufas und S. G. Hatzikiriakos, „Melt fracture of linear low-density polyethylenes: Die geometry and molecular weight characteristics," *Physics of Fluids* 30, 2018.
- [70] J. P. Tordella, „Capillary Flow of Molten Polyethylene - A Photographic Study of Melt Fracture," *Transactions of the Society of Rheology* 1, pp. 203-212, 1957.
- [71] C. J. S. Petrie und M. M. Denn, „Instabilities in Polymer Processing," *AIChE Journal* 22(2), pp. 209-237, 3 1976.
- [72] W. Gleißle, „Stresses in polymer melts at the beginning of flow instabilities (melt fracture) in cylindrical capillaries," *Rheologica Acta*, pp. 484-487, 1982.
- [73] B. Meulenbroek, C. Storm, V. Bertola, C. Wagner, D. Bonn und W. v. Saarloos, „Intrinsic Route to Melt Fracture in Polymer Extrusion: A Weakly Nonlinear Subcritical Instability of Viscoelastic Poiseuille Flow," *Physical Review Letters* 90, 2003.
- [74] D. Kalika und M. Denn, „Wall Slip and Extrudate Distortion in Linear Low- Density Polyethylene," *Journal of Rheology* 31, pp. 815-834, 1987.

- [75] E. B. Bagley und H. Schreiber, „Effect of Die Entry Geometry on Polymer Melt Fracture and Extrudate Distortion,“ *Transactions of the Society of Rheology* 5, pp. 341-353, 1961.
- [76] J. Vlachopoulos und M. Alam, „Critical Stress and Recoverable Shear for Polymer Melt Fracture,“ *Polymer Engineering and Science* 12(3), pp. 184-192, 5 1972.
- [77] A. Allal und B. Vergnes, „Molecular design to eliminate sharkskin defect for linear polymers,“ *J. Non-Newtonian Fluid Mech* 146, p. 45–50, 2007.
- [78] A. Allal und B. Vergnes, „Molecular interpretation of the “stick–slip” defect of linear polymers,“ *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Bd. 164, Nr. 1-3, pp. 1-8, 2009.
- [79] A. Eckstein, J. Suhm, C. Friedrich, R.-D. Maier, J. Sassmannshausen, M. Bochmann und R. Mülhaupt, „Determination of Plateau Moduli and Entanglement Molecular Weights of Isotactic, Syndiotactic, and Atactic Polypropylenes Synthesized with Metallocene Catalysts,“ *Macromolecules* 31, 4, p. 1335–1340, 27 Januar 1998.
- [80] E. B. Muliawan, S. G. Hatzikiriakos und M. Sentmanat, „Melt Fracture of Linear PE,“ *Intern. Polymer Processing* 20(1), pp. 60-67, 2005.
- [81] I. B. Kazatchkov, „MELT FRACTURE BEHAVIOUR OF MOLTEN POLYMERS,“ University of British Columbia, 1994.
- [82] H. E. Naguib und C. B. Park, „A Study on the Onset Surface Melt Fracture of Polypropylene Materials with Foaming Additives,“ *Journal of Applied Polymer Science* Vol. 109, pp. 3571-3577, 2 Juni 2008.
- [83] S. Kim und J. M. Dealy, „Gross melt fracture of polyethylene. I: A criterion based on tensile stress,“ *Polymer Engineering & Science* Vol. 42, 3, 2002.
- [84] J. Vlachopoulos und T. W. Chan, „A Comparison of Melt Fracture Initiation Conditions in Capillaries and Slits,“ *JOURNAL OF APPLIED POLYMER SCIENCE* 21(5), pp. 1177-1187, 1977.

- [85] I. B. Kazatchkov, S. G. Hatzikiriakos und C. W. Stewart, „Extrude distortion in the capillary/slit extrusion of a molten polypropylene,“ *Polymer Engineering & Science Vol. 35, 23*, 1995.
- [86] C. D. Han und R. R. Lamonte, „A Study of Polymere Melt Flow Instabilities in Extrusion,“ *Polymer Engineering and Science Vol.11,5*, September 1971.
- [87] P. J. Cable, „A Comprehensive Experimental Investigation of Tubular Entry Flow of Viscoelastic Fluids: Part I. Vortex Characteristics in Stable Flow,“ *AIChE Journal*, Bd. 24, Nr. 5, pp. 869-879, 1978.
- [88] P. J. Cable und D. V. Boger, „A Comprehensive Experimental Investigation of Tubular Entry Flow of Viscoelastic Fluids. Part II. The Velocity Field in Stable Flow,“ *AIChE Journal*, Bd. 24, Nr. 6, pp. 992-999, 1978.
- [89] P. J. Cable und D. V. Boger, „A Comprehensive Experimental Investigation of Tubular Entry Flow of Viscoelastic Fluids: Part III. Unstable Flow,“ *AIChE Journal*, Bd. 24, Nr. 1, pp. 152-159, 1979.
- [90] M. A. Alves und R. J. Poole, „Divergent flow in contractions,“ *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, Bd. 114, pp. 140-148, 2007.
- [91] D. Lee, Y. Kim und K. H. Ahn, „Effect of elasticity number and aspect ratio on the vortex dynamics in 4:1 micro-contraction channel flow,“ *Korea-Australia Rheology Journal*, Bd. 26, Nr. 3, pp. 335-340, 2014.
- [92] A. Kalb, L. A. Villasmil-Urdaneta und M. Cromer, „Elastic instability and secondary flow in cross-slot flow of wormlike micellar solutions,“ *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics Vol. 262*, 2018.
- [93] H. Tamaddon-Jahromi, J. López-Aguilar und M.F.Webster, „On modelling viscoelastic flow through abrupt circular 8:1 contractions – matching experimental pressure-drops and vortex structures,“ *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics Vol. 251*, pp. 28-42, 2017.

- [94] R. Anantharaj und T. Banerjee, „Phase Behaviour of 1-Ethyl-3-methylimidazolium Thiocyanate Ionic Liquid with Catalytic Deactivated Compounds and Water at Several Temperatures: Experiments and Theoretical Predictions,“ *International Journal of Chemical Engineering*, Nr. 2011, p. 13, 2011.
- [95] W. Haynes, CRC Handbook of Chemistry and Physics, Taylor & Francis, 2013.
- [96] Gelest Inc., „PHENYLMETHYLSILOXANE OLIGOMER Safety Data Sheet PDM-7040,“ 31.10.2014. [Online]. Available: https://s3.amazonaws.com/gelest/sds/PDM-7040_PHENYLMETHYLSILOXANE+OLIGOMER_GHS+EU_English.pdf. [Zugriff am 04.06.2018].
- [97] R. R. Chauhan, R. P. A. Dullens, K. P. Velikov und D. G. A. L. Aarts, „Exploring concentration, surface area and surface chemistry effects of colloidal aggregates on fat crystal networks,“ *RSC Advances* 7, p. 28780–28787, 2017.
- [98] Evonic, „AEROSIL® – Pyrogene Kieselsäure Technical Overview“.
- [99] D. Freudenmann, Interviewee, *Gespräch vom 23.08.2018*. [Interview]. 23. August 2018.
- [100] borchers, „Additives for Coatings, Paints and Printing Inks,“ borchers, Langenfeld, 2018.
- [101] Jü, „wikipedia.org,“ 12. April 2015. [Online]. Available: [https://de.wikipedia.org/wiki/Rizinus%C3%B6l#/media/File:Castor_oil_\(Main_Component_Structural_Formulae\)_V2.svg](https://de.wikipedia.org/wiki/Rizinus%C3%B6l#/media/File:Castor_oil_(Main_Component_Structural_Formulae)_V2.svg). [Zugriff am 24. August 2018].
- [102] Z. S. Petrović, „Polyurethanes from Vegetable Oils,“ *Polymer Reviews*, Bd. 48, Nr. 1, pp. 109-155, 2008.
- [103] C. Czeslik, H. Seemann und R. Winter, Basiswissen Physikalische Chemie, Vieweg und Teubner, GWV Fachverlage GmbH, 2010.

- [104] C. Kukla, I. Duretek und C. Holzer, „Controlled shear stress method to measure yield stress of highly filled polymer melts,“ *AIP Conference Proceedings* 1779, 2016.
- [105] G. H. McKinley und T. Sridhar, „FILAMENT-STRETCHING RHEOMETRY OF COMPLEX FLUIDS,“ *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Nr. 34, pp. 375-415, 2002.
- [106] KIT, „Report Shear and Extensional Viscosity of Gels,“ KIT, Karlsruhe, 2018.
- [107] LitronLasers, *Lasers for PIV Applications*, Rugby, England: LitronLasers, 2018.
- [108] D. Dynamics, „FlowSense & HiSense cameras Datasheet“.
- [109] D. Dynamics, „www.dantecdynamics.com,“ [Online]. Available: <https://www.dantecdynamics.com/psp-20-diam-20-um-250-g>. [Zugriff am 29 März 2019].
- [110] LaVision, „www.lavision.de,“ [Online]. Available: <https://www.lavision.de/en/applications/fluid-mechanics/piv-system-components/seeding-particles/>. [Zugriff am 29 März 2019].
- [111] M. Raffel, J. Willert und J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry*, Springer, 1997.
- [112] STS Sensor Technik Sirnach AG, *ATM.1ST - Präzisions Drucktransmitter*, Sirnach: STS Sensor Technik Sirnach AG, 2009.
- [113] A. D. Stiefel, C. U. Kirchberger, H. K. Ciezki und G. Kurth, „Design and Realization of a Test Stand for Optical Fluid Dynamic Research of Gels,“ in *7TH EUROPEAN CONFERENCE FOR AERONAUTICS AND SPACE SCIENCES (EUCASS)*, Milano, 2017.
- [114] A. Stiefel, C. Kirchberger, P. Kröger, M. Negri und H. K. Ciezki, „Strömungs- und Wärmeübertragungsverhalten von Gelen,“ in *Angewandte Forschung für Verteidigung und Sicherheit in Deutschland*, Bonn, 2016.
- [115] A. D. Stiefel, C. U. Kirchberger, H. K. Ciezki und G. Kurth, „Flow Behaviour of Gels,“ in *58th Israel Annual Conference on Aerospace Sciences (IACAS)*, Tel Aviv/ Haifa, 208.

- [116] M. Sensors, *Temposonics*, MTS Sensors, 09/2015.
- [117] S. G. H. E. Mitsoulis, „Bagley correction: the effect of contraction angle and its prediction,“ *Rheol Acta* 42, pp. 309-320, 12 02 2003.
- [118] W. Wagner, *Strömung und Druckverlust*, Würzburg: Vogel Fachbuch, 1992.
- [119] M. Kraume, *Transportvorgänge in Der Verfahrenstechnik: Grundlagen und Apparative Umsetzungen*, Springer-Verlag, 2012.
- [120] W. B. Black, „WALL SLIP AND BOUNDARY EFFECT IN POLYMER SHEAR FLOWS,“ UNIVERSITY OF WISCONSIN-MADISON, 2000.
- [121] N. C. P. Ramacharyulu, „Slow Steady Flow of an Idealized Elastico-viscous Liquid through a Cone with a Source/Sink at the Vertex,“ *Zamm*, Bd. 47, Nr. 1, pp. 9-17, 1967.
- [122] G. Pohl, D. Zrnić und G. Brenn, „Measurement of the stress relaxation time of gel-like fluids using a laboratory-type filament-stretching rheometer,“ Institute of Fluid Mechanics and Heat Transfer, Graz University of Technology, Graz, Austria, 2019.
- [123] M. M. P. Cachot, M. Steiner und U. Würst, „Eulersche Knicklast,“ *Elemente der Mathematik* 65, pp. 104-120, 2010.
- [124] G. D’Avino, G. Romeo, M. M. Villone, F. Greco, P. A. Netti und P. L. Maffettone, „Single line particle focusing induced by viscoelasticity of the suspending liquid: theory, experiments and simulations to design a micropipe flow-focuser,“ *Lab Chip*, 12, p. 1638–1645, 2012.
- [125] P. G. Saffman, „The lift on a small sphere in a slow shear flow,“ *Journal of Fluid Mechanics*, Nr. 22, pp. 385-400, 1965.
- [126] R. Palm, „Experimentelle Untersuchung der Strömung und Vermischung in einem Drallbrennermodell,“ TU Darmstadt, Darmstadt, 2006.
- [127] J. B. McLaughlin, „Inertial migration of a small sphere in linear shear flows,“ *Journal of*

Fluid Mechanics 224, pp. 261-274, 1991.

[128] Dantec Dynamics, *Imaging Synchronization Devices*, Dantec Dynamics, 2015.

