

**No. 556**

**January 2017**

**Alles im Fluss  
Simulationstechniken der Strömungsmechanik  
in der Materials Chain**

**J. Schröder, S. Turek, A. Schwarz**

**ISSN: 2190-1767**

Universität Duisburg-Essen

Beitrag zu  
**ESSENER UNIKATE**

**Alles im Fluss**

**Simulationstechniken der Strömungsmechanik in der Materials  
Chain**

**zum Mercurprojekt Effiziente Simulationstechniken für robuste Least-Squares  
FEM in der Fluidodynamik**

von J. Schröder, S. Turek und A. Schwarz

Institut für Mechanik • Fakultät für Ingenieurwissenschaften

Creation date: 29. September 2016

## 1. Einleitung und Motivation

Bereits Anfang des 19.ten Jahrhunderts leiteten Claude Louis Marie Henri Navier und Sir George Gabriel Stokes unabhängig von einander den Impulssatz für reibungsbehaftete Newtonsche Fluide in differentieller Form her. Das physikalische Verhalten von Wasser, Ölen und Luft konnte nun mathematisch beschrieben werden. Auch Adhémar Jean Claude Barré de Saint-Venant und Siméon Denis Poisson formulierten die Navier-Stokes Gleichungen im frühen 19.ten Jahrhundert, dennoch setzten sich die Namensgeber Navier und Stokes durch. Heute, zwei Jahrhunderte später, ermöglichen die enormen Entwicklungen im Bereich der Hochleistungsrechner, sowie im Bereich der numerischen Simulationstechniken die Beschreibung komplexer Strömungen auf der Grundlage der Navier-Stokes Gleichungen. Das Zusammenspiel aus effizienten Lösungsstrategien und numerisch robusten Modellen zur Beschreibung des physikalischen Problems ist dabei ein zentrales Element heutiger Forschung.

Die heutigen Problemstellungen sind vielseitiger Natur: Die Forschung hat sich zum Ziel gesetzt die Gesetzmäßigkeiten der Natur abzubilden und physikalische Phänomene zu simulieren. Dazu gehören längst nicht nur die Beschreibung des Fließverhaltens Newtonscher Fluide wie Wasser oder Luft, sondern auch die Simulation von sogenannten Nicht-Newtonschen Fluiden. Diese Fluide sind im Gegensatz zu Newtonschen Fluiden in ihrem Antwortverhalten nicht mehr durch ein einfaches Materialgesetz zu erfassen. Durch die Nicht-Newtonsche Beschreibung einer viskosen Flüssigkeit lässt sich zum Beispiel erklären, warum Ketchup die Flasche erst gar nicht und dann plötzlich in Gänze verlässt. Ein weiterer Aspekt auf dem Weg zur naturgetreuen Nachbildung physikalischer Phänomene oder zur Analyse strömungsmechanischer Experimente ist die auftretende Komplexität der Geometrien, wie etwa die Umströmung einer Flugzeugtragfläche oder die Durchströmung verschiedenster Mikrostrukturen, siehe Abbildung 1.

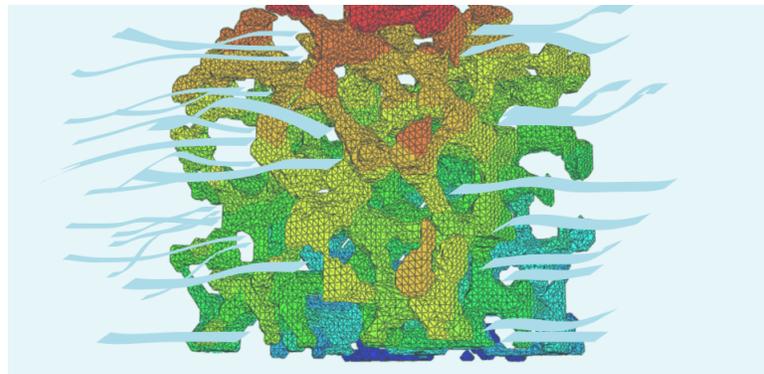
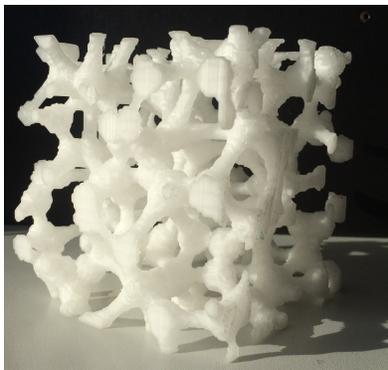


Abbildung 1: 3D-gedruckte komplexe Struktur und prinzipielle Darstellung der Durchströmung derselben Struktur

Alle diese verschiedenen Phänomene kommen insbesondere bei komplexen industriellen Anwendungen zusammen, beispielsweise bei Extrusionsprozessen in der Produktionstechnologie, die daneben auch dynamisch veränderliche Geometrien beinhalten. Ein häufig in der Lebensmittel- und Kunststoffindustrie verwendeter Extruder ist ein in Abbildung 2 dargestellter (Doppel-)Schneckenextruder. Das Wissen um jeden Produktionsschritt ist

31 in der Auslegung der Maschinen, aber auch in der Kontrolle der Fertigungsprozesse un-  
 32 umgänglich. Jeder Produktionsschritt in heutigen modernen Anlagen wird in digitaler  
 33 Form observiert, analysiert und dokumentiert. Dies begründet den Bedarf an robusten  
 34 und effizienten Simulationstechniken in der Fertigungsindustrie.

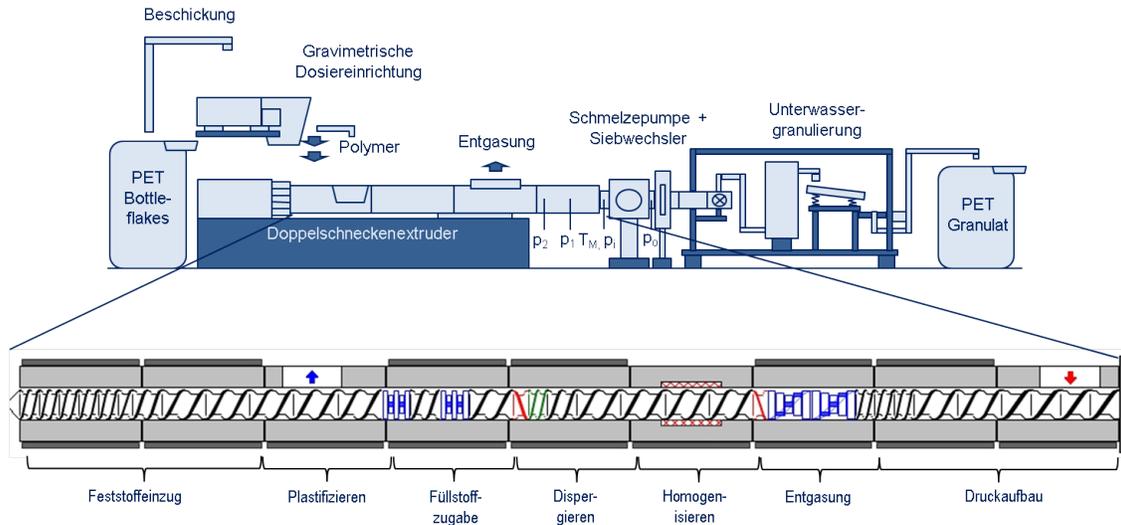


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines Extrusionsprozesses

35 Ein relativ neuer und vielversprechender Ansatz zur Simulation in der Strömungsmechanik  
 36 beruht auf einer Lösungsstrategie mittels der gemischten Least-Squares Finite-Elemente-  
 37 Methode (LSFEM) in Kombination mit effizienten iterativen Lösern für massiv parallele  
 38 Rechnerarchitekturen. Die Least-Squares Finite-Elemente-Methode, was frei mit Finite-  
 39 Element-Methode der kleinsten Fehlerquadrate zu übersetzen ist, gründet auf der Idee der  
 40 Minimierung des quadratischen Fehlers eines mathematischen Problems, eben jener Idee  
 41 der Regression in der Statistik. Sie ist ein alternativer variationeller Ansatz zur bekann-  
 42 ten Galerkin Finite-Elemente-Methode. Im Gegensatz zu *klassischen* gemischten Galerkin  
 43 Verfahren liegt der wesentliche Vorteil der LSFEM, insbesondere für die Navier-Stokes  
 44 Gleichungen, in der inhärent symmetrischen Struktur der zu lösenden Gleichungssyste-  
 45 me. Des Weiteren bietet die gemischte Least-Squares Finite-Elemente-Methode eine große  
 46 Flexibilität in der Konstruktion und Fehlerkontrolle der Formulierung.

## 47 2. Robuste Elementformulierungen

### 48 Optimierte Least-Squares Elementformulierungen in der Fluidodynamik

49 Das physikalische Verhalten von Flüssigkeiten und Gasen wird durch die Navier-Stokes  
 50 Gleichungen beschrieben. Für inkompressible Fluide wie zum Beispiel Wasser wird ange-  
 51 nommen, dass sich die Dichte der Flüssigkeit nicht ändert. Als Formel lässt sich dieser  
 52 Zusammenhang mit der Kontinuitätsbedingung, der Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes  
 53  $\mathbf{v}$ , beschreiben

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0.$$

54 Zusammen mit der Navier-Stokes Gleichung, die das Gleichgewicht beziehungsweise die  
 55 Erhaltung des Impulses im Sinne der Newtonschen Axiome beschreibt

$$-\rho \nabla \mathbf{v} \mathbf{v} + 2\rho \nu \operatorname{div}(\nabla^s \mathbf{v}) - \rho \dot{\mathbf{v}} - \nabla p = \mathbf{0}$$

56 erhält man einen Gleichungssatz für inkompressible Fluide. In den gegebenen Gleichungen  
 57 wird das Fluid durch seine Dichte  $\rho$ , den Druck  $p$  und seine kinematische Viskosität  $\nu$  be-  
 58 schrieben.  $\dot{\mathbf{v}}$  bezeichnet die Beschleunigung, also die partielle Zeitableitung der Geschwin-  
 59 digkeit und  $\nabla \mathbf{v}$  den räumlichen Gradienten des Geschwindigkeitsfeldes bzw.  $\nabla^s \mathbf{v}$  den  
 60 symmetrischen Gradienten. Die mathematische Beschreibung des physikalischen Problems  
 61 wird nun mittels eines variationellen Ansatzes in eine numerisch lösbare Form überführt.  
 62 Dazu wurde im Rahmen der Forschungsarbeiten des Mercur-Projekts von Schröder, Turek  
 63 und Schwarz die Least-Squares Finite-Elemente-Methode verwendet.

### 64 Die Methode der kleinsten Fehlerquadrate

65 Die Least-Squares Methode ist ein bekanntes Verfahren der Statistik um Datenmengen  
 66 zu analysieren und diesen eine Beschreibung durch mathematische Funktionen zuzuord-  
 67 nen. Ein Beispiel für eine solche Regressionsanalyse für eine bestimmte Datenmenge (rote  
 68 Kreuze) ist in Abbildung 3 dargestellt.

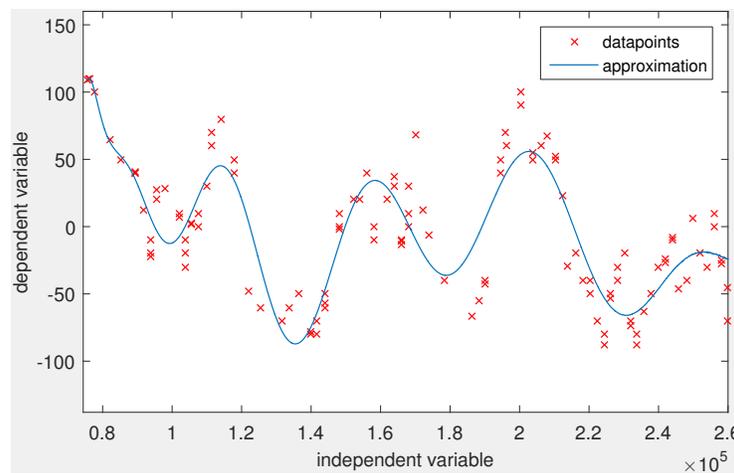


Abbildung 3: 1D Regressionsanalyse

69 Die Approximation (blaue Kurve) beschreibt die Datenmenge im „least-squares“ Sinne,  
 70 das heißt die Summe des Quadrats der Abweichungen jedes Datenpunkts zur Approxi-  
 71 mationskurve ist minimal. Ein kurzes Beispiel zu diesem Minimierungsproblem wird im  
 72 Folgenden dargestellt: Gegeben sind die Datenpunkte  $(0,2)$ ,  $(2,3)$  und  $(4,1)$  und gesucht  
 73 ist eine Funktion  $f(x) = a_1 + a_2x$ , die diesen Punkten am besten genügt, siehe Abbil-  
 74 dung 4. Hierzu stellen wir das zugehörige Funktional in Abhängigkeit von  $a_1$  und  $a_2$  auf,  
 75 es lautet

$$\mathcal{F}(a_1, a_2) = \frac{1}{2} \left( (a_1 - 2)^2 + (a_1 + 2a_2 - 3)^2 + (a_1 + 4a_2 - 1)^2 \right).$$

76 Die Minimierung des Funktionals liefert die Lösung für  $a_1$  und  $a_2$  mit  $a_1 = 2,5$  und  
 77  $a_2 = -0,25$ .

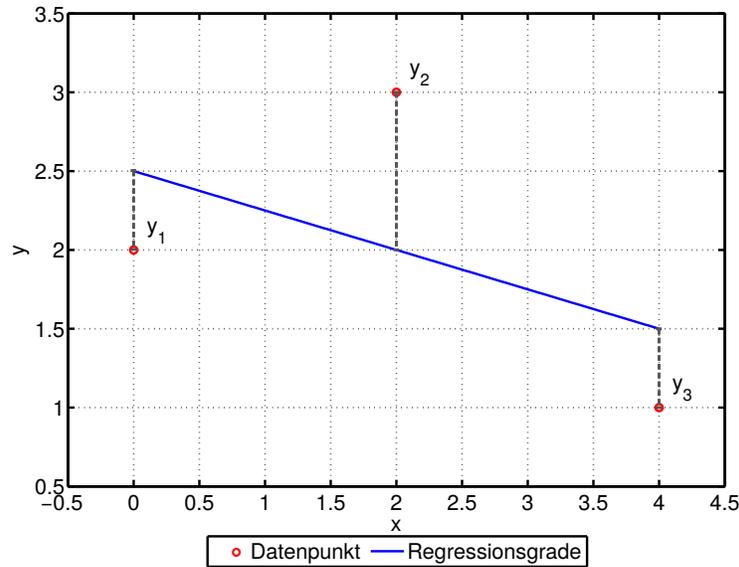


Abbildung 4: Minimierung der Summe der Fehlerquadrate für  $F(a_1, a_2)$

## 78 Die Least-Squares Finite-Elemente-Methode für inkompressible Fluide

79 Die beschriebene Methode der kleinsten Fehlerquadrate lässt sich in analoger Form in eine  
 80 Variationsmethode für Finite-Element Formulierungen überführen. Damit ist auch die  
 81 Übertragung der *kontinuierlichen* Eigenschaften der Least-Squares Formulierung auf die  
 82 *diskrete* FEM Welt möglich: Dazu gehört die Symmetrie der resultierenden Gleichungssysteme,  
 83 auch bei den Navier-Stokes Gleichungen mit dominanter Konvektion bei höheren  
 84 Reynolds Zahlen, sowie die Stabilität bei der Auswahl der Finite Element Ansatzfunktionen  
 85 für die individuellen Felder, so dass neue Finite Elemente Kombinationen für die  
 86 Simulation von inkompressiblen Fluiden möglich werden. Hinzu kommen auch mathematisch  
 87 fundierte Konzepte zur Fehlerkontrolle und Gitteradaptivität, die im Folgenden  
 88 noch genauer erläutert werden. Neben den genannten Diskretisierungsaspekten spielen  
 89 aber auch *Schnelle Löser* zur Behandlung der hochdimensionalen Gleichungssysteme eine  
 90 entscheidende Rolle. Auch hier ist es möglich, hierarchische Mehrgitterlöser, die augenblicklich  
 91 zu den effizientesten Verfahren gehören, auf Least-Squares Formulierungen  
 92 erfolgreich zu übertragen.

93 Eine Möglichkeit zur Simulation des Strömungsverhaltens eines inkompressiblen Fluids ist  
 94 ein System erster Ordnung mit den unabhängigen Größen, im Folgenden auch Freiheitsgrade  
 95 genannt, Spannung  $\boldsymbol{\sigma}$ , Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  und Druck  $p$  in einem Gleichungssatz.  
 96 Das resultierende Funktional dieser Formulierung lautet

$$\mathcal{F}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{v}, p) = \frac{1}{2} \left( \int_{\mathcal{B}} \|\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} - \rho \dot{\mathbf{v}} - \rho \nabla \mathbf{v} \mathbf{v}\|^2 dv + \int_{\mathcal{B}} \|\boldsymbol{\sigma} - 2\rho\nu \nabla^s \mathbf{v} + p\mathbf{1}\|^2 dv + \int_{\mathcal{B}} \|\operatorname{div} \mathbf{v}\|^2 dv \right),$$

97 hierin ist  $\|\bullet\|^2$  die quadrierte  $L^2$ -Norm. Eine weitere Formulierung zur  
 98 Strömungssimulation ist eine sogenannte reduzierte Form in den Größen Spannung

99 und Geschwindigkeit mit

$$\tilde{\mathcal{F}}(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{v}) = \frac{1}{2} \left( \int_{\mathcal{B}} \|\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} - \rho \dot{\mathbf{v}} - \rho \nabla \mathbf{v} \mathbf{v}\|^2 dv + \int_{\mathcal{B}} \|\operatorname{dev} \boldsymbol{\sigma} - 2\rho \nu \nabla^s \mathbf{v}\|^2 dv \right),$$

100 wobei  $\operatorname{dev} \boldsymbol{\sigma}$  den Deviator der Spannungen bezeichnet. Bei Letzterer wird der Druck-  
 101 Freiheitsgrad aus dem System eliminiert, was zu einer Reduktion an Freiheitsgraden führt.  
 102 Die für die Formulierungen verwendeten Interpolationsfunktionen sind zur Approximation  
 103 der Spannungen vektorwertige Raviart-Thomas (*RT*) Interpolatoren. Das Geschwindig-  
 104 keitsfeld und der Druckfreiheitsgrad werden mit skalarwertigen Lagrange (*P*) Interpolati-  
 105 onsfunktionen approximiert. Beispielhaft sind zwei Lagrange Ansatzfunktion in Abbildung  
 106 5 für ein Dreieckselement mit kubischem Interpolationsansatz dargestellt.

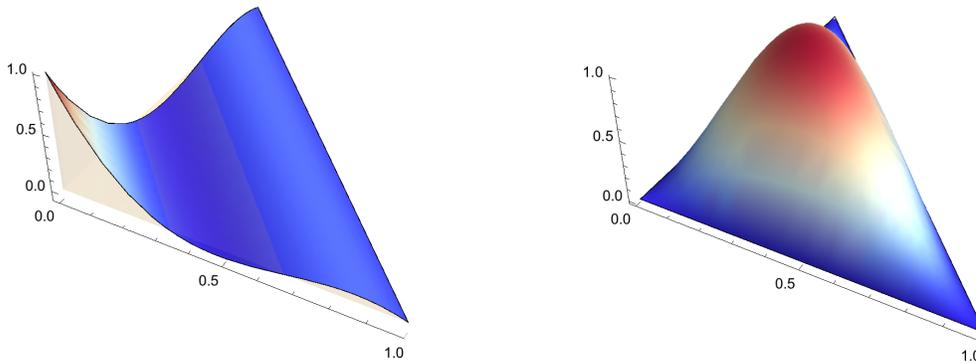


Abbildung 5: Auswahl kubischer Lagrange-Ansatzfunktionen

107 Die resultierende gemischte Finite-Element-Formulierung wird mit  $RT_m P_k P_l$  beziehungs-  
 108 weise  $RT_m P_k$  abgekürzt, wobei  $m, k$  und  $l$  die polynomiale Ordnung der Interpolations-  
 109 funktionen beschreiben. Im Rahmen des Mercur-Projekts wurden unter anderem opti-  
 110 mierte und robuste Least-Squares Finite-Element-Formulierungen beschrieben und unter-  
 111 sucht. Um die Effizienz und die Approximationsqualität dieser Formulierungen zu beur-  
 112 teilen, können verschiedene Optimierungsansätze untersucht werden. Eine mögliche Stra-  
 113 tegie ist die Kombination unterschiedlicher polynomiale Interpolationsordnungen für  
 114 die Spannungen, Geschwindigkeiten und den Druck. Anhand verschiedener Benchmark-  
 115 Randwertprobleme werden diese Optimierungsansätze analysiert. Hierbei hat sich bereits  
 116 gezeigt, dass höhere polynomiale Ansätze grundsätzlich eine bessere Approximationsgüte  
 117 aufweisen. Eine ausführliche Darstellung der Ergebnisse wird in Schwarz et al. [2016] ge-  
 118 zeigt. Ein weiterer Optimierungsansatz ist die unterschiedliche Gewichtung der einzelnen  
 119 Residuen in den Funktionalen beider Formulierungen, siehe auch Nickaen et al. [2014].

## 120 Umströmung eines Zylinders

121 Die Optimierungsstrategien für beide Formulierungen wurden unter anderem für das  
 122 Randwertproblem „Flow around a cylinder“, siehe Turek and Schäfer [1996], dargestellt  
 123 und in Schwarz et al. [2016] für den stationären Fall untersucht. Abbildung 7 zeigt eine  
 124 beispielhafte Triangulierung des Randwertproblems.



Abbildung 6: Randwertproblem - „Flow around a cylinder“

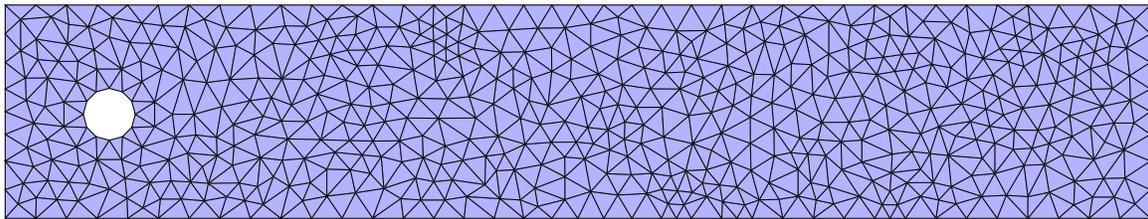


Abbildung 7: Beispielveznetzung für „Flow around a cylinder“

125 In dem gezeigten Randwertproblem wird für die Flüssigkeit eine Dichte von  $\rho = 1.0$  und  
 126 eine Viskosität von  $\nu = 0.001$  angenommen. Am oberen und unteren Rand wie auch am  
 127 Zylinder werden die Geschwindigkeiten zu Null gesetzt. Der linke Rand wird durch die  
 128 Einflussbedingung  $\mathbf{v} = (6x_2(0.41 - x_2)/0.41^2, 0)^T$  beschrieben. Am rechten Rand wird der  
 129 Druck genullt.

130 Das wohl bekannteste Ergebnis dieses Randwertproblems ist das Geschwindigkeitsprofil  
 131 für die Geschwindigkeiten in  $x_1$ -Richtung, die sogenannte Kármánsche Wirbelstraße, wie  
 132 in Abbildung 8 dargestellt. In dem instationären Problem stellt sich eine Verwirbelung  
 133 der Geschwindigkeiten hinter dem mit einer Ausmitte angeordneten Zylinder ein.

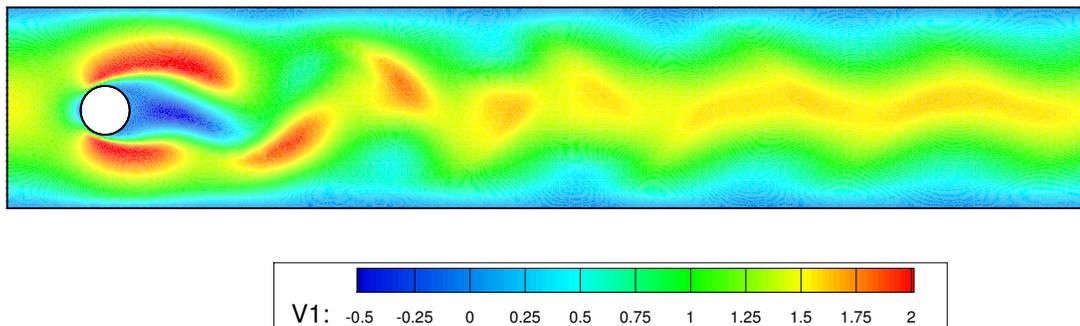


Abbildung 8: Kármánsche Wirbelstraße

134 **Regularisierte Nischenströmung**

135 Ein zweites numerisches Beispiel beschreibt den „Regularized lid-driven cavity flow“, eine  
 136 regularisierte Nischenströmung. Die Geometrie und eine sogenannte *Union-Jack* Vernetzung  
 137 sind in Abbildung 9 dargestellt. Auf einem quadratischen Gebiet  $\mathcal{B}$  mit den Abmes-  
 138 sungen  $1 \times 1$  wird am oberen Rand ein quartisches Geschwindigkeitsprofil aufgebracht: Die  
 139 Geschwindigkeit in  $x_1$ -Richtung wird mit  $v_1(x) = 16x^2(1-x)^2$  vorgegeben. An allen ande-  
 140 ren Rändern werden die Geschwindigkeiten des Fluids zu Null angenommen. Des Weiteren  
 141 wird der Druck im Fluid in der Mitte des unteren Randes zu Null gesetzt. In Folge der  
 142 aufgetragenen Randbedingungen stellt sich ein Geschwindigkeitsprofil der absoluten Ge-  
 143 schwindigkeiten wie in Abbildung 10 (links) dargestellt, ein. Das Randwertproblem wird  
 144 für eine Reynolds Zahl  $Re=400$  berechnet. Dies entspricht einer Dichte  $\rho = 1.0$  und einer  
 145 kinematischen Viskosität  $\nu = 0.0025$  für das Medium.

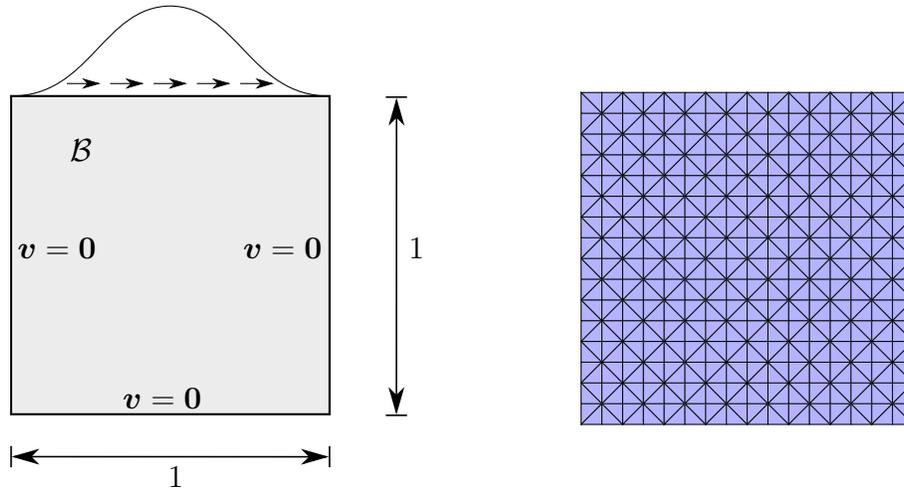


Abbildung 9: Geometrie (links) und *Union-Jack* Vernetzung in Level 1 (rechts) für die regularisierte Nischenströmung

146 Wie bereits beschrieben ist die Kombination der Ansatzfunktionsordnung zur Interpo-  
 147 lation der Freiheitsgrade in der Least-Squares Finite-Element-Methode frei wählbar, al-  
 148 lerdings ist sie nicht beliebig. Jedoch, wie ist sie zu wählen? Um diese Frage beantwor-  
 149 ten zu können werden für das dargestellte Randwertproblem zwei Größen ausgewertet.  
 150 Zum einen berechnen wir die kinetische Energie der Flüssigkeitsströmung, diese ist mit  
 151  $E = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{B}} \rho |\mathbf{v}|^2 dV$  definiert. Die zweite untersuchte Größe ist der Wert des Least-Squares  
 152 Funktionals und damit der Fehler der Lösung. Das Konvergenzverhalten der kinetischen  
 153 Energie für eine reguläre Netzverfeinerung ist in Tabelle 2 dargestellt. In Tabelle 1 sind  
 154 die zugehörigen Systemgrößen für die unterschiedlichen Interpolationskombinationen auf-  
 155 geführt.

156 Die Untersuchungen zu der Wahl der Ansatzordnungen für die regularisierte Nischen-  
 157 strömung zeigen, dass die Referenzlösung in der untersuchten physikalischen Größe für

Level	NEL	Anzahl der Freiheitsgrade			
		$RT_0P_2P_1$	$RT_1P_2P_1$	$RT_3P_4P_1$	$RT_3P_4P_3$
1	25,350	15,811	29,762	107,586	115,906
2	99,846	62,339	118,914	430,210	463,234
3	396,294	247,555	475,394		
4	1,579,014	986,627	1,901,058		

Tabelle 1: Netzinformation zum Randwertproblem der regularisierten Nischenströmung. Anzahl der Elemente (NEL) und Anzahl der Freiheitsgrade.

Spannung-Geschwindigkeit-Druck Formulierung $\mathcal{F}$				
Level	$RT_0P_2P_1$	$RT_1P_2P_1$	$RT_3P_4P_1$	$RT_3P_4P_3$
1	1.024579E-02	2.146524E-02	2.128403E-02	2.131555E-02
2	1.400149E-02	2.132649E-02	2.131336E-02	2.131536E-02
3	1.776242E-02	2.131607E-02		
4	2.007041E-02	2.131541E-02		

Referenzlösung  $E = 2.131529E-02$  in Nickaeen et al. [2014]

Tabelle 2: Konvergenz der kinetischen Energie  $E$  zum Randwertproblem der regularisierten Nischenströmung für  $Re=400$  für ein regulär verfeinertes Netz

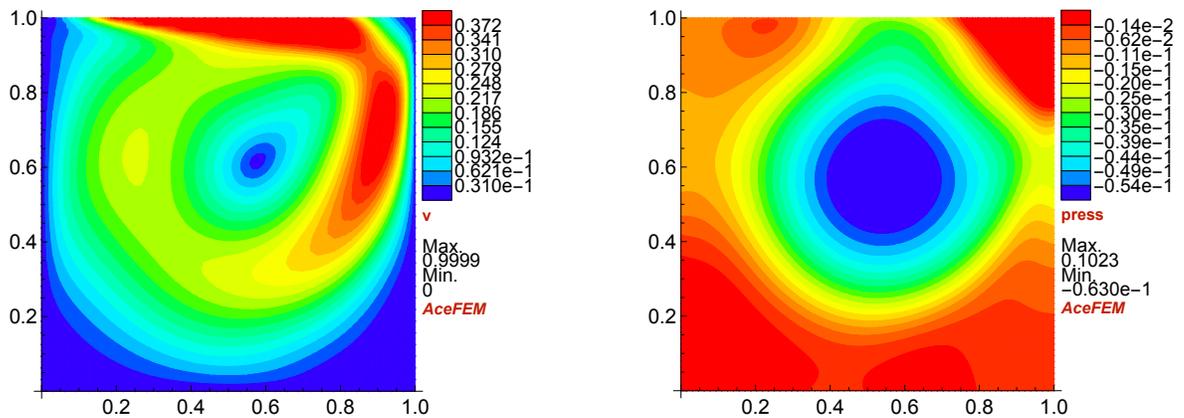


Abbildung 10: Geschwindigkeits- (links) und Druckplot (rechts) zum Randwertproblem der regularisierten Nischenströmung

158 fast alle Kombinationen erreicht werden kann. Lediglich die Approximation der Spannungen  
 159 in  $RT_0$  ist unzureichend, so erreicht das  $RT_0P_2P_1$  finite Element auch im feinsten

160 Netzlevel nicht die korrekte Lösung. Diese wird hingegen bereits mit der Elementkombi-  
 161 nation  $RT_1P_2P_1$  in Netzlevel 3 erreicht. Die höherwertigen Ansatzkombinationen  $RT_3P_4P_1$   
 162 und  $RT_3P_4P_3$  erreichen die Referenzlösung bereits für Level 2, beziehungsweise Level 1.  
 163 Dennoch verbleibt die Frage, welche Ansatz-Kombination nun die *Beste* ist. Die Auswer-  
 164 tung des Funktionalwerts, wie in Abbildung 11 für die verschiedenen Approximationskombi-  
 165 nationen dargestellt, zeigt, dass die beste Konvergenz mit dem  $RT_3P_4P_3$  erreicht wird.  
 166 Eine Interpolation der Spannungen mit Hilfe der  $RT_3$  Ansatzfunktionen ist in der Kom-  
 167 bination mit einer linearen Druck-Approximation jedoch schlechter. Es wird deutlich,  
 168 dass ein Polynomgrad  $m \geq 1$  einhergehend mit einer passenden Interpolationsordnung  
 169  $k = m + 1$  der Geschwindigkeiten und  $l = m$  des Drucks die Referenzlösung für ein  
 170 adäquat feines Netz liefert. Durch die angegebenen Werte für die Wahl der Interpolati-  
 171 onsordnung kann die entsprechend optimale Konvergenzrate des Least-Squares-Fehlers  
 172 erreicht werden, siehe auch Schwarz et al. [2016]. In Verbindung mit entsprechend kon-  
 173 zipierten Mehrgitterverfahren, die bezüglich der Wahl des Gittertransfers an die jeweils  
 174 gewählten Ansatzfunktionen angepasst werden, lassen sich hiermit hohe Genauigkeit mit  
 175 hoher numerischer Effizienz verbinden. Nutzt man gleichzeitig im Kontext von *hardware-*  
 176 *orientierten* Techniken aus, dass zwar aufgrund der höheren Belegungsdichten in den Sy-  
 177 stemmatrizen die rechenintensiven Operationen anwachsen, diese aber wiederum mittels  
 178 Beschleuniger-Hardware, wie z.B. Graphikprozessoren (GPUs), sehr effizient behandelt  
 179 werden können, so wird offensichtlich, dass die vorgestellten Techniken ein sehr hohes  
 180 Potential für zukünftige Simulationen auf Hochleistungsrechnern besitzen.

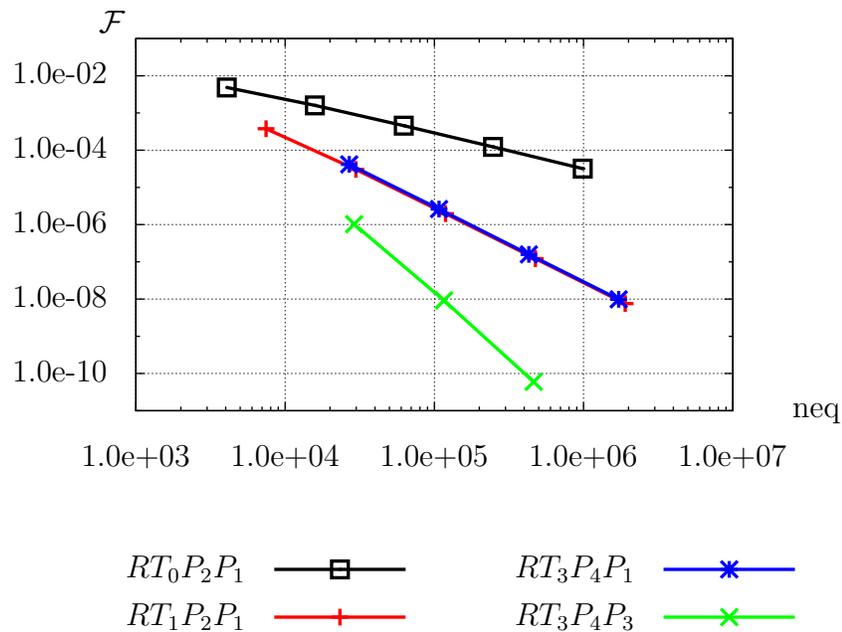


Abbildung 11: Konvergenz des Funktionalwerts verschiedener Interpolationsordnungen für die regularisierte Nischenströmung für  $Re = 400$ . Hierbei bezeichnet „neq“ die Anzahl der Gleichungen des zu lösenden Systems

## 181 Beschreibung Nicht-Newtonscher Fluide

182 „Der Widerstand, der durch den Mangel an Gleitfähigkeit innerhalb einer Flüssigkeit ent-  
 183 steht, ist - vorausgesetzt, dass alle anderen Bedingungen gleich bleiben - proportional zu  
 184 der Geschwindigkeit, mit der die Flüssigkeitsteilchen voneinander getrennt werden.“, so  
 185 beschrieb Isaac Newton in *Philosophiae Naturalis Principia Mathematica*, siehe Dorais-  
 186 wamy [2002], ein Newtonsches Fluid. Die Proportionalität der Scherspannung  $\tau$  und der  
 187 Scherrate  $\dot{\gamma}$  die Newton postuliert ist heute als dynamische Viskosität  $\mu$  bekannt, wobei  
 188  $\mu = \nu\rho$  den Zusammenhang zwischen der dynamischen und der kinematischen Visko-  
 189 sität beschreibt. Die Relation aus Scherspannung und Scherrate, gegeben mit  $\tau = \mu\dot{\gamma}$ ,  
 190 gilt allerdings nur für Newtonsche Fluide. Nicht-Newtonsche Fluide zeigen hingegen ein  
 191 schergeschwindigkeitabhängiges Antwortverhalten und werden durch komplexe rheologi-  
 192 sche Modelle beschrieben. Eine Kategorisierung eines Nicht-Newtonschen Fluids ist also  
 193 abzuleiten aus der Abhängigkeit zwischen der dynamischen Viskosität und der Scherge-  
 194 schwindigkeit. Im Allgemeinen lässt sich das Fließverhalten solcher Nicht-Newtonschen  
 195 Fluide mit  $\tau = K\dot{\gamma}^n$  mit dem Konsistenz-Faktor  $K$  und dem Fließindex  $n$  beschreiben.  
 196 Diese Fluide werden auf der einen Seite mit der Eigenschaft Dilatanz ( $n > 1$ ), also einer  
 197 scherratenabhängigen Zunahme der Viskosität definiert. Den gegensätzlichen Fall, also  
 198 eine scherratenabhängige Abnahme der Viskosität bezeichnet man als Strukturviskosität  
 199 und es gilt  $n < 1$ . Zur Simulation dieses komplexen rheologischen Verhaltens des Fluids  
 200 wurde im Rahmen des Mercur-Projekts von Schröder, Turek und Schwarz eine Least-  
 201 Squares Formulierung basierend auf einem Power-Law-Ansatz der Form

$$\nu(\nabla^s \mathbf{v}) = K I_2^{(n-1)/2}$$

202 konstruiert und untersucht. Auch hierin können der Konsistenz-Faktor  $K$  und der Flie-  
 203 ßindex  $n$  identifiziert werden. Des Weiteren bezeichnet  $I_2$  die zweite Invariante des sym-  
 204 metrischen Geschwindigkeitsgradienten. Beispielhafte Auswertungen für die Funktion der  
 205 kinematischen Viskosität  $\nu$  abhängig vom Fließindex  $n$  über die Invariante  $I_2$  sind in Ab-  
 206 bildung 12 dargestellt. Hierbei wird die monotone Steigung beziehungsweise monotone  
 Abnahme der Viskosität bei zunehmender Scherung deutlich.

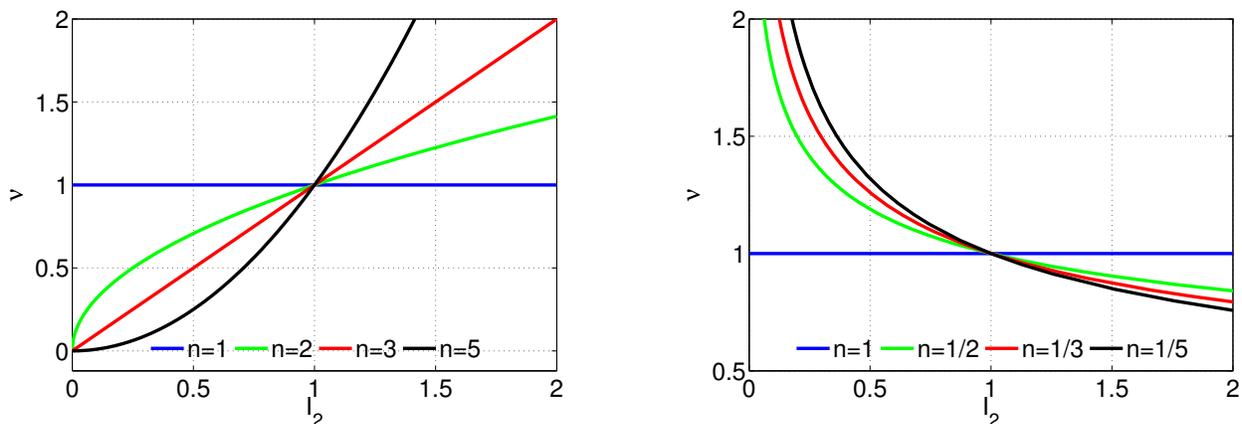


Abbildung 12: Darstellung der Viskositätsfunktion für verschiedene Fließindizes  $n$ . Dilatanz (links) und Strukturviskosität (rechts)

208 Die Formulierung für das Nicht-Newtonsche Fluid wurde für eine stationäre Strömung  
 209 zwischen parallelen Platten unter Ausnutzung der Symmetrie des Systems untersucht,  
 210 siehe unter anderem Bell and Surana [1994] und Abbildung 13.

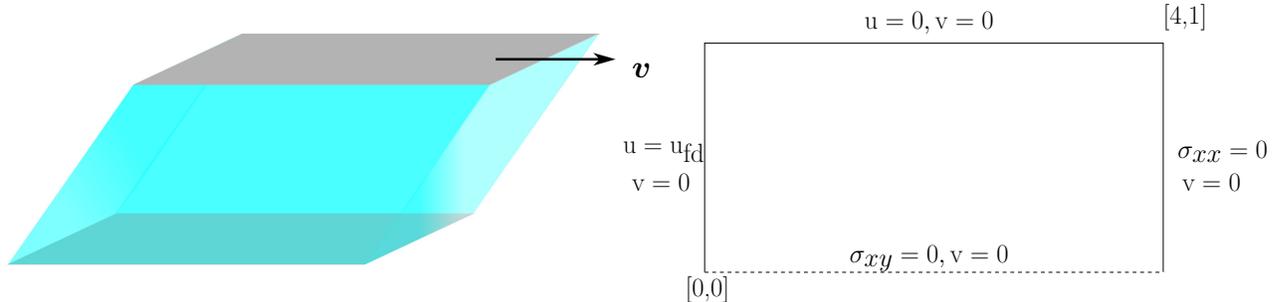


Abbildung 13: Darstellung des numerischen Beispiels für eine Nicht-Newtonsche Fluid Strömung zwischen zwei Platten

211 Es zeigt sich, dass mit dem Standardvorgehen der LSFEM unter Verwendung eines nicht-  
 212 linearen Funktional das Anwendungsspektrum für den Fließindex  $n$  mit  $0,8 < n < 1,2$   
 213 relativ beschränkt ist. Es liegt die Vermutung nahe, dass sich numerische Probleme aus  
 214 den zweiten Ableitungen für die Systemmatrizen des zu lösenden Gleichungssystems für  
 215 einen Fließindex außerhalb des genannten Bereichs ergeben. Aus diesem Grund wird auch  
 216 die Methodik basierend auf einem linearisierten Funktional angewandt, siehe Payette  
 217 and Reddy [2011]. In Kombination mit Newton-ähnlichen Lösungs-Verfahren, die neben  
 218 dem nichtlinearen Konvektionsterm auch die Nichtlinearität aufgrund der scherraten-  
 219 abhängigen Viskosität berücksichtigen, und den beschriebenen Mehrgittermethoden (zur  
 220 effizienten Lösung der resultierenden linearen Teilprobleme in jedem Newton-Schritt) werden  
 221 somit auch für den Fall Nicht-Newtonscher Fluide sehr robuste und effiziente Simulati-  
 222 onstechniken möglich. Das Anwendungsspektrum für den Fließindex ist mit  $0,45 < n < 3$   
 223 in diesem Fall deutlich größer. Die Ergebnisse zu diesen Untersuchungen mit einem linear-  
 224 isierten Funktional sind in Abbildung 14 und 15 dargestellt.

### 225 Fehlerabhängige Netzanpassung

226 Einer der wichtigsten Vorteile der Least-Squares Finite-Element-Methode liegt in der un-  
 227 mittelbaren Verfügbarkeit eines *a posteriori* Fehlerschätzers. Die Auswertung des Least-  
 228 Squares Funktional für jedes finite Element einer Simulation ist gleich dem Fehler des  
 229 jeweiligen Elements. Damit kann eine adaptive Netzanpassung relativ einfach in die Simu-  
 230 lation der Strömungsprobleme eingebracht werden. Die Realisierung erfolgt in Form einer  
 231 Verfeinerungsroutine, die der allgemeinen Netzgenerierung vorgeschaltet ist. Die element-  
 232 weise Auswertung des Funktional dient der Markierung der zu verfeinernden Elemente,  
 233 wobei unterschiedliche Markierungsstrategien verwendet werden können. Die Verfeine-  
 234 rungsroutine garantiert dabei die Evolution des Ursprungsnetz, d.h. jedes adaptiv erstellte  
 235 Netz ist eine direkte Nachfolge des vorherigen Netzlevels. Beispielhaft ist in Abbildung 16  
 236 (rechts) die Konvergenz des Funktional für eine Verfeinerung der jeweils schlechtesten  
 237 10% bis 50% der absoluten Anzahl der Elemente und für eine reguläre Verfeinerung  
 238 dargestellt. Abbildung 16 (links) zeigt ein Triangulierungslevel für eine 50%-ige Verfei-

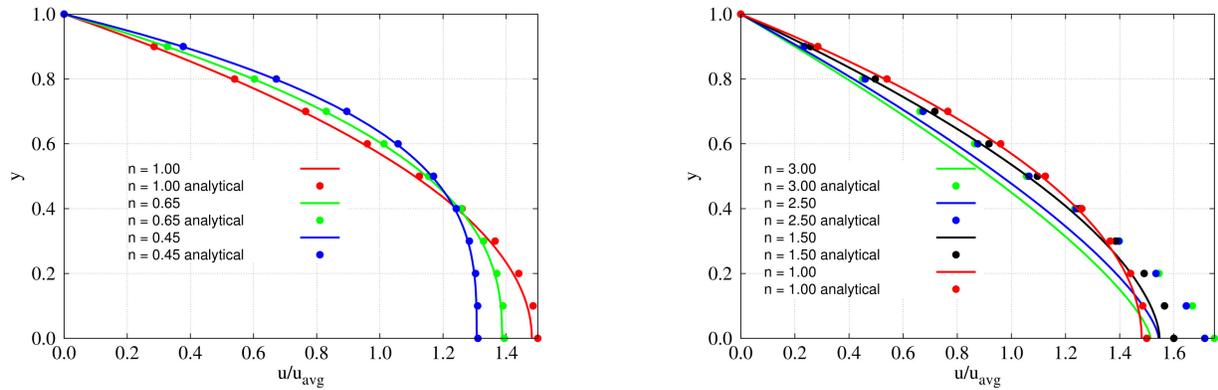


Abbildung 14: Stationäre Strömung zwischen parallelen Platten: Scherverdünnend (links) und scherverdickend (rechts) für  $RT_0P_2P_1$  Elemente

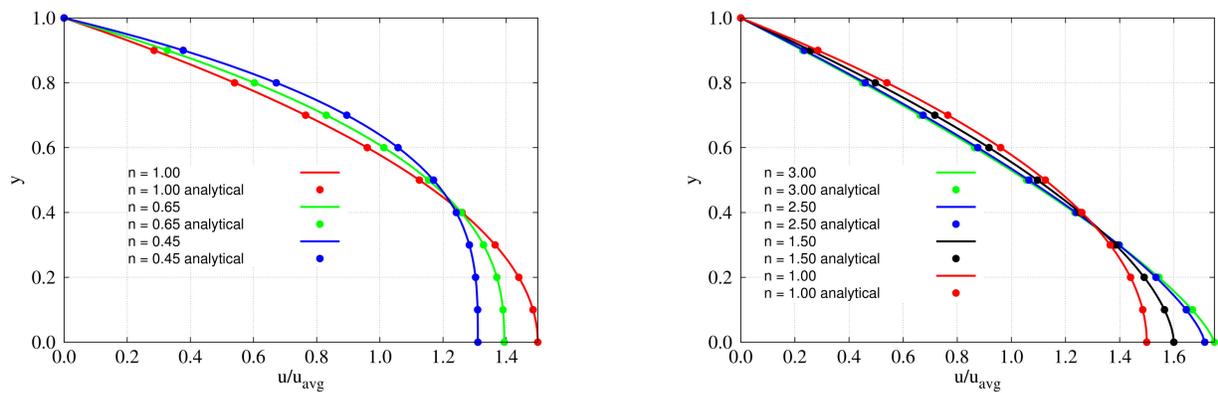


Abbildung 15: Stationäre Strömung zwischen parallelen Platten: Scherverdünnend (links) und scherverdickend (rechts) für  $RT_1P_3P_1$  Elemente

239 nerung des berechneten Randwertproblems „Regularized lid-driven cavity“. Hier sollte  
 240 zum Abschluss bemerkt werden, dass sich die resultierenden lokalen Gitterverfeinerun-  
 241 gen hervorragend mit entsprechenden Gittertransferoperatoren im Kontext hierarchischer  
 242 Mehrgitterverfahren kombinieren lassen.

### 243 3. Ausblick

244 Eine der großen Herausforderungen in der numerischen Strömungssimulation, für die die  
 245 beschriebenen Least-Squares Techniken besonders geeignet erscheinen, sind komplexe geo-  
 246 metrische Strukturen und ihre Interaktionen mit dem umströmenden Fluid, d.h. für Fluid-  
 247 Struktur-Interaktionen (FSI). Dazu gehört einerseits das Durch- und Umströmen kom-  
 248 plexer *fester* Strukturen, wie bereits in Abbildung 1 beispielhaft dargestellt, als auch die  
 249 Interaktion mit elastischen Strukturen, wobei sich in diesem Fall Fluid und Struktur auf  
 250 äußerst komplizierte Art und Weise beeinflussen und miteinander nichtlinear gekoppelt  
 251 sind und interagieren. Gerade bei pulsierenden Blutströmungen durch elastische Blut-

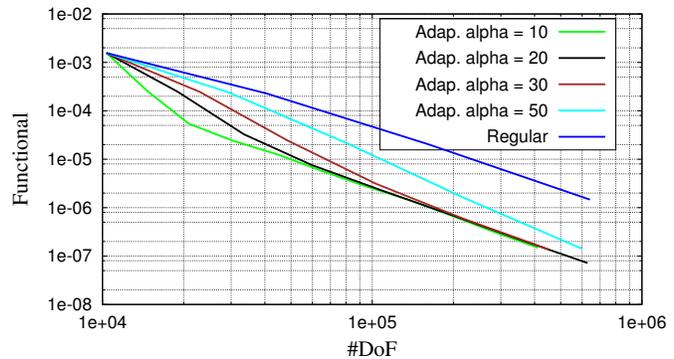
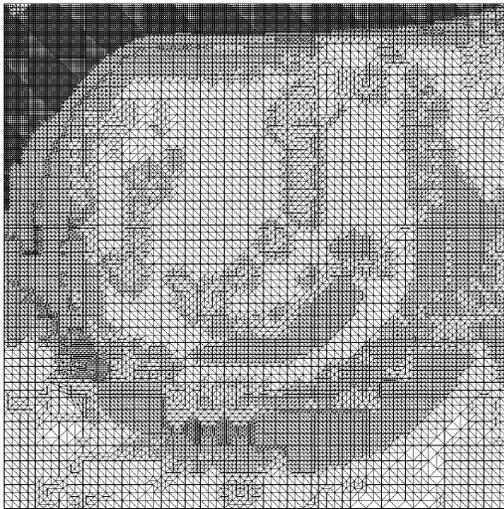


Abbildung 16: Netz für ein  $RT_1P_3P1$  bei  $Re=1000$  und 50% Verfeinerung (links) und Diagramm des Funktionalwerts gegenüber der Anzahl der Freiheitsgrade (#DoF) für verschiedene Verfeinerungsstufen  $\alpha = x\%$  der schlechtesten Elemente (rechts)

252 gefäße, die bei der Vorhersage bzw. Vermeidung von Stenosen und Aneurysmen und ihrer  
 253 Behandlung mit Stents (siehe Abbildung 17) von zentraler Bedeutung sind, ist der Ein-  
 254 satz der beschriebenen Least-Squares Finite-Element Techniken für Fluid und Struktur ein  
 255 sehr erfolgsversprechender Ansatz, insbesondere wenn die komplexen rheologischen Eigen-  
 256 schaften von Blut, das in der Regel mittels scherratenabhängiger Viskosität beschrieben  
 257 wird, berücksichtigt werden müssen.

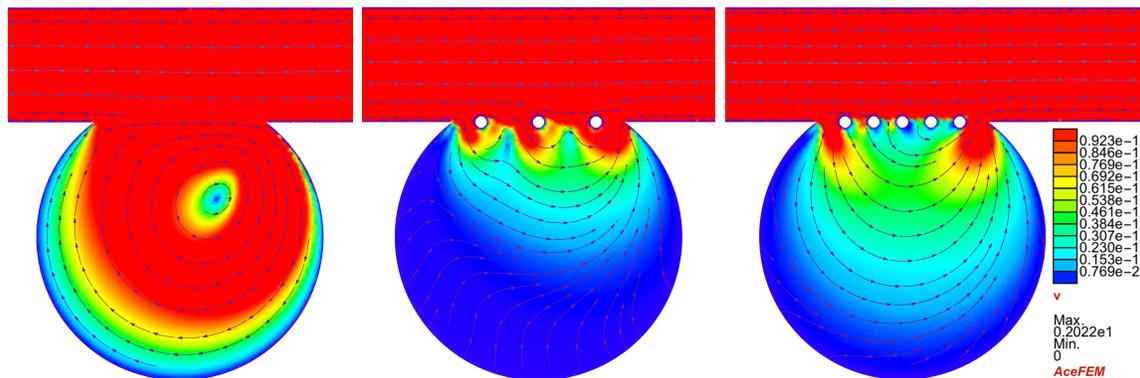


Abbildung 17: Systematische Darstellung eines durchflossenen Aneurysma ohne (links) und mit (Mitte und rechts) Stenteinfluss

258 Ebenso sind Nicht-Newton'sche Fluide immer wieder Bestandteil komplexer Produktions-  
 259 schritte in der Herstellungstechnik, insbesondere bei den in der Einleitung genannten  
 260 Extrusionsprozessen mit Ein- und Doppelschrauberextrudern. Im Rahmen von effizien-  
 261 ten Produktionsketten ist das Wissen um das Fluidverhalten in der Auslegung solcher  
 262 Produktionsschritte unerlässlich. Gleichmaßen ist die verbesserte Kontrolle von Ferti-  
 263 gungsprozessen möglich, wenn das physikalische Verhalten des Fluids und seine Interak-  
 264 tion mit umgebenden Festkörpern charakterisiert werden kann. Die Anwendungen in den

265 beschriebenen Produktionsketten stellen hohe Ansprüche an die Leistungsfähigkeit des  
 266 mechanischen Modells und der numerischen Lösung der Problemstellung. Ein Beispiel für  
 267 Doppelschraubenextruder, deren Optimierung bezüglich Geometrie und Energieeintrag  
 268 gerade für Produkte mit gezieltem spezifischen Materialverhalten von großer Bedeutung  
 269 ist, ist in den nachfolgenden Abbildungen 18-20 dargestellt.

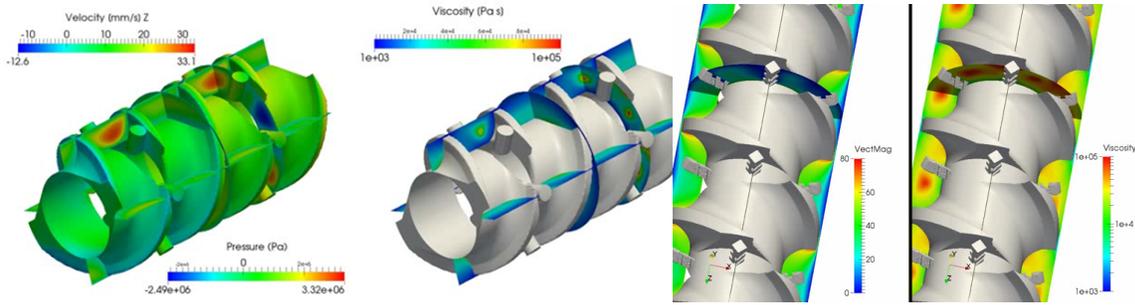


Abbildung 18: Beispiele für Simulationen für Einschraubenextruder

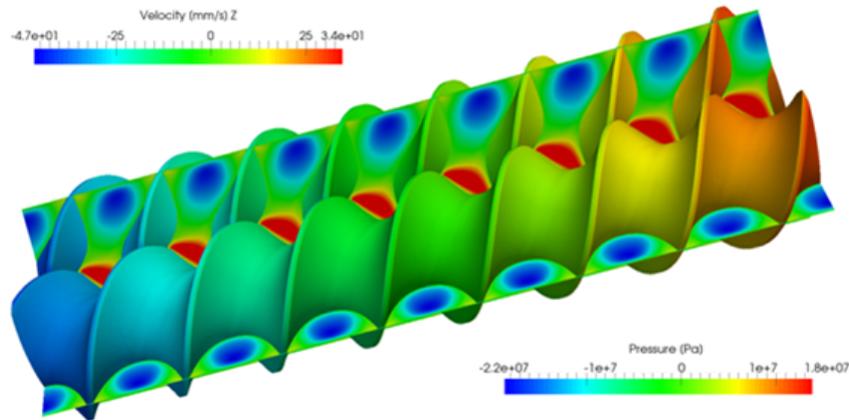


Abbildung 19: Beispiel für die Simulation eines Doppelschraubenextruders

270 Neben komplexen Nicht-Newtonschen Fluiden und FSI-Simulationen sind außerdem Pro-  
 271 bleme mit sehr geringer Viskosität und folglich großen Reynolds-Zahlen zu lösen. Dies  
 272 erfordert die Beschreibung von Instationarität beziehungsweise Turbulenz. Mögliche An-  
 273 wendungsfelder sind die Konstruktion und Auslegung von Turbinenanlagen oder die aero-  
 274 dynamische Optimierung in der Automobilindustrie und der Luft- und Raumfahrttechnik.  
 275 Im Rahmen der Least-Squares Methode und effizienter, kompatibler Löser sind dies zu  
 276 beschreitende Wege der zukünftigen Forschung.

277 Ein besonderer Dank gilt der MERCUR Stiftung für die finanziellen Förderung im Rah-  
 278 men des MERCUR-Projekts Pr-2011-0017, sowie der Unterstützung durch Serdar Serdas  
 279 und Carina Nisters in diesem Beitrag.

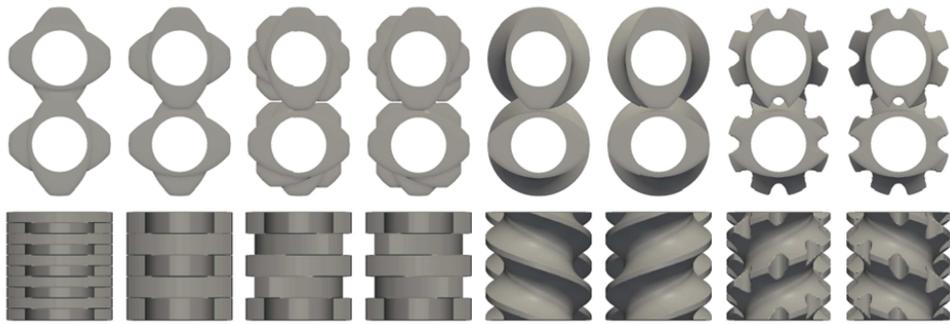


Abbildung 20: Einzelne Geometriekomponenten für unterschiedliche Extrudertypen

280 **Literatur**

- 281 B.C. Bell and K.S. Surana. p-Version Least Squares Finite Element Formulation for two-  
282 dimensional, incompressible, non-newtonian isothermal and non-isothermal fluid flow.  
283 *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 18:127–162, 1994.
- 284 D. Doraiswamy. The Origins of Rheology: A Short Historical Excursion. *The Society of*  
285 *Rheology (Hrsg.): Rheology Bulletin*, Band 71, Nr. 2:2, 2002.
- 286 M. Nickaen, A. Ouazzi, and S. Turek. Newton multigrid least-squares FEM for the  
287 V–V–P formulation of the Navier–Stokes equations. *J. Comput. Phys.*, 256:416–427,  
288 2014.
- 289 G.S. Payette and J.N. Reddy. On the roles of minimization and linearization in least-  
290 squares finite element models of nonlinear boundary-value problem. *Journal of Com-*  
291 *putational Physics*, 230:3265–3613, 2011.
- 292 A. Schwarz, M. Nickaen, S. Serdas, C. Nisters, A. Ouazzi, J. Schröder, and S. Turek. A  
293 Comparative Study of Mixed Least Squares FEMs for the Incompressible Navier-Stokes  
294 Equations. *International journal of computational science and engineering*, 2016.
- 295 S. Turek and M. Schäfer. Benchmark computations of laminar flow around cylinder. In  
296 E.H. Hirschel, editor, *Flow Simulation with High-Performance Computers II*, volume 52  
297 of *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, pages 547–566. Vieweg, 1996.