

Numerische Untersuchung eines Staubsaugerfußes

Projekt im Rahmen des Wahlpflichtmoduls 7.3
Computational Fluid Dynamics 2

Internationaler Studiengang Bionik

Modul 7.3 Wintersemester 2014/15

Modulleitung: Prof. Dr. Baars

Gruppenmitglieder: Aljoscha Sander & Judith Geils

Datum: 12.02.2015



Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Material und Methode.....	2
2.1	Skizzierung der Aufgabe	2
2.2	Entdimensionierung	3
2.3	Charakterisierung der Strömung	3
2.4	Modellgleichungen	5
2.5	Diskretisierung.....	5
2.6	Anfangs- und Randbedingungen	6
2.7	Gitter	6
2.8	Lösungsalgorithmus und Gleichungslöser	7
2.9	Auswertung der Ergebnisse	8
2.10	Durchgeführte Berechnungen.....	8
3.	Ergebnisse	10
3.1	Geschwindigkeitsfeld.....	10
3.2	Druckfeld	11
3.3	Y-Komponente der Geschwindigkeit	12
4.	Diskussion	13
4.1	Geschwindigkeitsfeld.....	13
4.2	Druckfeld	13
4.3	Y-Komponente der Geschwindigkeit	13
4.4	Überprüfung der Strömung	13
4.4.1	Strömungsprofil.....	13
4.4.2	Simulationseinstellungen	15
4.4.3	Rohrreibungszahl	15
5.	Ausblick	15
6.	Literaturverzeichnis	16
7.	Abbildungsverzeichnis.....	16

Zusammenfassung

Eine numerische Untersuchung der Durchströmung eines Staubsaugerfußes wurde in ‚OpenFOAM‘ durchgeführt. Die Strömung ist instationär und turbulent, mit einer Reynoldszahl von 39300 am Austritt bzw. im Übergang zum Schlauch. Die Strömung entsteht durch eine Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, die aus experimentell ermittelten Werten berechnet ist. Die Ergebnisse stammen aus der Lösung der RANS-Gleichungen, der Poisson-Gleichung und den Gleichungen für die turbulente kinetische Energie und der spezifischen Frequenz aus dem Turbulenzmodell $k-\omega$ -SST. Es konnte gezeigt werden, dass zwei gegeneinander rotierende Wirbel entstehen und sich für den Staubsaugerfuß ein Rohrreibungszahl von $\lambda = 0,55$ abschätzen lässt, weshalb vermutet werden kann, dass bei der Geometrie Optimierungspotential vorhanden ist.

1. Einleitung

Staubsaugen muss wohl ein großer Anteil der Erdbevölkerung ab und an. Laut Alidina (2011) kann man achtsam und bewusst staubsaugen, indem man vier von ihm beschriebene Schritte verfolgt:

Zunächst sei wichtig, den Bereich, der gesaugt werden soll, wahrzunehmen. Dazu gehört eine Einschätzung des Verschmutzungsgrades und der Bemerkung von eventuellen Objekten auf dem Boden, die im Weg sein könnten.

Anschließend sollten die gegebenenfalls vorhandenen Störobjekte vom Boden weggeräumt werden, um ohne Unterbrechungen und damit einhergehendem Verlust von Rhythmus und/oder Konzentration staubsaugen zu können.

Ist der Boden frei, kann der Staubsauger eingeschaltet werden. Dabei solle man versuchen, so gut wie möglich im gegenwärtigen Augenblick zu bleiben und die Gedanken nicht abschweifen zu lassen.

Zum Schluss schalte man den Staubsauger aus und sich mit Stolz ansehen, was man geschafft habe.

In diesem Projekt wird der Teil eines Staubsaugers numerisch untersucht, der mit dem Schmutz auf dem zu saugenden Boden als erstes in Kontakt kommt: der Staubsaugerfuß.

Numerische Untersuchungen zu Strömungsvorgängen in Staubsaugern sind zwar bereits durchgeführt worden, allerdings war hier meist die Turbine im Fokus.

Rihtarsic et al. (2008) führten beispielsweise eine Strömungssimulation des Flügelrades in der Turbine mitsamt Diffusor und Motor durch, allerdings ohne Angaben zum verwendeten Strömungsmechanik-Programm oder zum Lösungsalgorithmus. Angegebene Informationen zu den dort verwendeten Anfangs- und Randbedingungen sind, dass die Wände adiabatisch und glatt sind mit dynamischen Wandfunktionen sind, im Eintritt experimentell ermittelte Werte des Massenstroms und der statischen Temperatur als Dirichlet-Bedingungen und im Austritt statische Werte für den Druck und die Temperatur, ebenfalls als Dirichlet-Bedingung, eingestellt wurden. Zur Lösung der RANS-Gleichungen wurde das $k-\omega$ -Modell genutzt.

Hongmin (2014) hat ebenfalls diesen Bereich, nur ohne Motor, eines Staubsaugers numerisch untersucht, allerdings auch ohne Nennung des verwendeten Programms, Lösungsalgorithmus und in diesem Fall auch ohne Erwähnung des genutzten Turbulenzmodells. Die Wände waren hydraulisch glatt und adiabatisch mit Haftbedingung und in einer ersten Rechnung wurden der Druck im Austritt und Eintritt, sowie die Temperatur im Eintritt als Dirichlet-Bedingung angegeben. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind als Anfangsbedingungen in einer weiteren Rechnung genutzt worden, bei der dann der Druck und die Geschwindigkeit als Neumann-Bedingung angegeben wurden.

Xiao-bo et al. (2011) untersuchten einen kompletten Staubsaug-Roboter mit dem Programm FLUENT (Ansys, Pennsylvania, USA). Der genutzte Lösungsalgorithmus PRISO (*Pressure Implicit with Splitting of Operators*) beinhaltet eine Vorab-Schätzung der Lösung und zwei Korrekturschritte und löst die Druck-Korrektur-Gleichung zweimal. Als Turbulenzmodell ist das $k-\omega$ -Modell verwendet worden, im Einlass ist die Geschwindigkeit mit einer Dirichlet-Bedingung versehen und der Gegendruck im Austritt ist null. Der konvektive und der diffusive Term sind mit dem Aufwind-Verfahren gelöst worden.

Eine numerische Untersuchung eines Staubsaugerfußes fand in der Form wie hier beschrieben noch nicht statt. Innerhalb dieses Projektes wurde eine experimentell ermittelte Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt untersucht.

2. Material und Methode

2.1 Skizzierung der Aufgabe

Die Durchströmung des Staubsaugerfußes wird in dem hier beschriebenen Projekt numerisch untersucht. Als Vorbild für die Geometrie des Rechenraumes diente ein Siemens VS59E20 XS Dino Bodenstaubsauger. In Abbildung 1 ist der untersuchte Sachverhalt skizziert und im Anhang ist eine detailliertere Übersicht der Geometrie zu finden. Der 3 mm hohe Bodenbereich stellt den Hohlraum da, der sich beim Saugen unter diesem Fuß und über dem Boden befindet. Eine Bürstenreihe, die sich im vorderen Bereich dieses Raumes über die 300 mm Länge zieht, wurde vernachlässigt. Ebenfalls verändert wurde der Austrittsbereich, der eigentlich nach einer Krümmung in die negative Y-Richtung in einer zylindrischen Form übergeht und den Zugang zum Schlauch bildet, da so die Zellanzahl deutlich verringert werden konnte. Im Folgenden wird dieser hier in positive Z-Richtung ansteigende Austritt als ‚Hals‘ bezeichnet.

Ebenfalls in dieser Abbildung zu sehen sind die Anfangs- und Randbedingungen. Die hier untersuchte Strömung hat eine Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt als antreibende Kraft.

Wand:

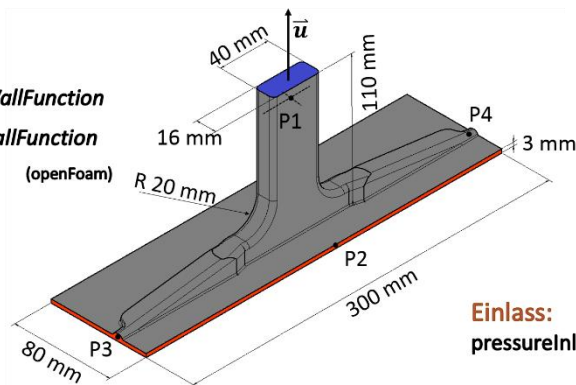
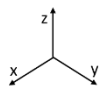
$$\vec{u} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial n} = 0$$

kLowReWallFunction

omegaWallFunction

(openFoam)



Auslass:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial n} = 0$$

$$\vec{p} = 0$$

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$$

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial n} = 0$$

Abbildung 1 Übersicht des hier untersuchten Falls. Zu sehen ist, neben Anfangs- und Randbedingungen, die erstellte Geometrie des Staubsaugerfußes mit den wichtigsten Abmessungen. P1 bis 4 kennzeichnen die ungefähren Orte, an denen Messpunkte gesetzt und während der Simulation die sich dort befindenden Werte ausgeschrieben wurden.

Einlass:

pressureInletVelocity

(openFoam)

$$\vec{p} = 277,77 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$$

$$k = 0,375 \text{ kg} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$$

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

2.2 Entdimensionierung

Die dimensionsbehafteten Werte des Druckes p der Zeit t werden hier mit dem dichtetpezifischen Außendruck $\vec{p} = \frac{p}{\rho} = 277,77 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ und mit $t = 0,025 \text{ s}$ entdimensioniert. Die Geschwindigkeit u^* wird mit $u = 23,95 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ entdimensioniert, wobei diese Geschwindigkeiten Abschätzungen aus Betrachtungen experimentell ermittelten Werten entstammen. Im Folgenden werden diese entdimensionierten Werte mit p^* , t^* und u^* bezeichnet.

2.3 Charakterisierung der Strömung

Um die charakteristischen Größen der hier untersuchten Strömung ermitteln zu können, wurde zu Beginn des Projekts die Strömungsgeschwindigkeit am Ein- und Austritt mit einem Hitzedraht-anemometer (PCE-423, PCE Deutschland GmbH, Meschede) gemessen. Das genutzte Anemometer deckt einen Messbereich von $0,1 - 25,0 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ab und der damit gemessene Wert am Schlaucheingang lag bei $14 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Dieser Wert wird auch in den Anfangs- und Randbedingungen verwendet (s. Kapitel 2.6).

Von einer stetig über dem Volumen verteilten Masse der hier betrachteten turbulenten, instationären und reibungsbehafteten Rohrströmung durch einen Staubsaugerfuß eines newtonischen, inkompressiblen Fluides kann ausgegangen werden, wenn die Kontinuumshypothese über eine ausreichend kleine Knudsen-Zahl Kn bestätigt wird (Formel 1).

$$Kn = \frac{\lambda}{L} < 10^{-3} \quad (\text{Formel 1})$$

mit λ = mittlere freie Weglänge; L = charakteristische Länge.

Die mittlere freie Weglänge λ eines Gasmoleküls beträgt in Luft etwa 68 nm unter Umgebungsdruck (Hinds 1999) und die charakteristische Länge L entspricht in dieser Simulation dem hydraulischen Durchmesser d_h des Auslasses, bzw. dem Übergang in den Schlauch (Formel 2).

$$L = d_h = \frac{2ab}{a+b} = \frac{2 \cdot 40 \text{ mm} \cdot 16 \text{ mm}}{40 \text{ mm} + 16 \text{ mm}} = 22,86 \text{ mm} \quad (\text{Formel 2})$$

mit L = charakteristische Länge; d_h = hydraulischer Durchmesser; a und b = Kantenlängen des Auslasses.

Mit a und b als Kantenlängen eines Rechteckes, das für den Auslass angenommen wird, ergibt sich hier für die Knudsen-Zahl

$$Kn = \frac{6,8 \cdot 10^{-8} \text{ m}}{22,86 \cdot 10^{-3} \text{ m}} = 2,9 \cdot 10^{-6}$$

womit die Kontinuitätshypothese bestätigt wird.

Die den Staubsaugerfuß durchströmende Luft kann als inkompressibles Fluid angesehen werden, wenn ihre Machzahl Ma einen Wert von 0,3 nicht überschreitet (Formel 3).

$$Ma = \frac{u}{c} \leq 0,3 \quad (\text{Formel 3})$$

mit der Schallgeschwindigkeit c und der Strömungsgeschwindigkeit u .

Zur Berechnung der Machzahl für die hier betrachtete Strömung wird die Geschwindigkeit u^* benötigt. Dazu wird mit dem experimentell ermittelten Wert für die Geschwindigkeit zunächst mit einer vereinfachten Bernoulli-Gleichung (Bohl, 2005) die Druckdifferenz bestimmt, über einen konstanten Massenstrom die flächenkorrigierte Geschwindigkeit ermittelt und anschließend u wie folgt geschätzt (Formel 4):

$$\text{mit } \frac{1}{2} \rho u_E^2 + p_E = \frac{1}{2} \rho u_A^2 + p_A \text{ und } u_E = u_A \frac{A_A}{A_E} \quad u_A = \sqrt{\frac{2 \Delta p_{E,A}}{\rho \left(1 - \left(\frac{A_A}{A_E}\right)^2\right)}} \quad (\text{Formel 4})$$

mit der Druckdifferenz Δp zwischen Ein- und Austritt, der Dichte von Luft ρ , der Austrittsfläche A_A und der Eintrittsfläche A_E .

Die hier vorgestellte Simulation basiert auf der Druckdifferenz $\Delta p = 334,46 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$, der aus einer Umrechnung des experimentell ermittelten Wertes entstammt. Mit der Dichte $\rho = 1,2041 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ von Luft bei 20 °C und den Ein- und Austrittsflächen $A_E = 1,43 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ und $A_A = 6,29 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ ergibt sich die Geschwindigkeit $u = 26,24 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Somit ergibt sich mit der Schallgeschwindigkeit $c = 343,46 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ in Luft bei 20 °C die Machzahl $Ma \approx 0,08$, womit das Fluid als inkompressibel angesehen werden kann.

Die Reynoldszahl Re für die hier betrachtete Strömung berechnet sich nach Formel 5.

$$Re = \frac{u \cdot d_h}{\nu} \quad (\text{Formel 5})$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit u , dem hydraulischen Durchmesser d_h und der kinematischen Viskosität.

Mit der kinematischen Viskosität $\nu = 1,51 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ von Luft bei 20 °C und bei dem Umgebungsdruck $p = 101,3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, dem oben berechneten hydraulischen Durchmesser und der errechneten

Geschwindigkeit u ergibt sich die Reynoldszahl $Re \approx 39300$.

Eine Rohrströmung wird ab einer Reynoldszahl von 2320 turbulent (Böckh 2013). In der numerischen Untersuchung des Staubsaugerfußes kann daher von einer turbulenten Strömung ausgegangen werden.

2.4 Modellgleichungen

Um den Lösungsaufwand der Navier-Stokes-Gleichungen bei turbulenten Simulationen zu verringern, bilden sich in den RANS-Gleichungen (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes, s. Formel 6) die gesuchten Größen aus einem Mittelwert $\bar{\varphi}$, der so gewählt wird, dass seine Schwankungen φ' den Mittelwert 0 haben.

$$\text{mit } u_i = \bar{u}_i + u'_i \text{ und } p = \bar{p} + p' \quad \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + g_i \quad (\text{Formel 6})$$

mit der Geschwindigkeit u , dem Druck p , der kinematischen Viskosität ν und der Gravitationskraft g .

Zur Lösung dieser Gleichungen ergeben sich mit dem Gleichungssystem des k - ω -SST-Turbulenzmodell (*SST Shear Stress Transport*) von Menter (1994) zusätzliche Beziehungen. Dieses Turbulenzmodell eignet sich für wandnahe Scherströmungen mit hohem Druckgradienten bei denen Ablösungen auftreten.

Die von Menter (1994) veröffentlichten Modellparameter wurden übernommen.

2.5 Diskretisierung

Die für diese Simulation relevanten Größen Geschwindigkeit u , Druck p , die turbulente, kinetische Energie k und die spezifische Frequenz ω werden für die Finite-Volumen-Methode mit einem Gleichungssystem aus den RANS-Gleichungen, der Poisson-Gleichung und den Gleichungen für k und ω berechnet. Durch eine Diskretisierung werden diese gekoppelten, partiellen und nicht-linearen Differentialgleichungen in algebraische Differenzengleichungen überführt. Somit wird die kontinuierliche Verteilung in Raum und Zeit der beliebigen Strömungsgröße ϕ durch Einzelwerte an diskreten Orten und zu diskreten Zeitpunkten ersetzt.

Die räumliche Diskretisierung mittels Aufwind-Verfahren wird auf den konvektiven Term angewendet, bei dem für den zu berechnenden Wert im Flächenschwerpunkt die Steigung im vorherigen Volumenschwerpunkt genutzt wird, während der diffusive Term mittels linearem Gaußverfahren mit zusätzlicher Korrekturgleichung diskretisiert wird.

Die zeitliche Diskretisierung findet im instationären Term Anwendung. In der hier betrachteten Simulation wurde dafür das implizite Drei-Zeitebenen-Verfahren verwendet, bei dem die Lösung mittels quadratischer Rückwärtsapproximation in der Zeit berechnet wird.

Die Informationsweitergabe zwischen den einzelnen Zellen findet mittels linearer Interpolation statt.

Mit dem diffusiven Term der Poisson-Gleichung, der ebenfalls mittels linearem Gaußverfahren mit

Korrekturgleichung diskretisiert wird, werden nach dem ersten lösen der RANS-Gleichungen die Geschwindigkeit und der Druck korrigiert. (Ferziger, 2013; Schwarze, 2013)

Tabelle 1 zeigt eine Übersicht der Diskretisierungsverfahren.

Tabelle 1 Übersicht der angewendeten Diskretisierungsverfahren

	Verfahren	Ordnung
Instationärer Term	3-Zeitebenen-Verfahren, implizit	2. Ordnung
Druckgradient	Lineares Gauss-Verfahren	2. Ordnung
Konvektiver Term	Aufwind-Verfahren	1. Ordnung
Diffusiver Term	Korrigiertes, lineares Gauss-Verfahren	2. Ordnung
Interpolation	linear	2. Ordnung

2.6 Anfangs- und Randbedingungen

Die verwendeten Anfangs- und Randbedingungen finden sich in Tabelle 2.

Tabelle 2 Übersicht der genutzten Anfangs- und Randbedingungen

	Eintritt		Oberfläche		Austritt	
	Rand-bedingung	Bezeichnung in OpenFOAM	Rand-bedingung	Bezeichnung in OpenFOAM	Rand-bedingung	Bezeichnung in OpenFOAM
Druck p [Pa]	Dirichlet	uniform (277,77)	Neumann	zeroGradient	Dirichlet	uniform (0)
Geschwindigkeit u [m/s]	Geschwindigkeit aus Druckdifferenz	pressureInletVelocity	Dirichlet	uniform (0 0 0)	Neumann	zeroGradient
Turbulente kinetische Energie k	Dirichlet	uniform (0,375)	Wandfunktion für kleine Re	kLowReWallFunction	Neumann	zeroGradient
Spezifische Frequenz ω	Dirichlet	Uniform (59,47)	ω -Wandfunktion	omegaWallFunction	Neumann	zeroGradient

2.7 Gitter

Für die Gittergenerierung des durchströmten Bereiches in einem Fuß des Staubsaugermodells Siemens VS59E20 XS Dino wurde dieser vermessen und ein Model in Autodesk Inventor 2013 (Autodesk in San Rafael, Kalifornien, USA) im STL-Format (*Surface Tessellation Language*) erstellt.

In ,OpenFOAM's (OpenFOAM Stiftung in Delaware, USA) Grundgittergenerator ,blockMesh' ließ sich diese Geometrie vollständig umschließen. In ,OpenFOAM's Dienstprogramm ,snappyHexMesh' wurde der äußere Bereich um die Geometrie entfernt.

Alle Eckdaten des Gitters sind in Tabelle 3 zu finden und einen visuellen Eindruck bietet Abbildung 2.

Tabelle 3: Übersicht der Eckdaten und Einstellungen zur Netzerzeugung der verschiedenen Gitter

Programm in 'OpenFOAM'		Gitter
'blockMesh'	Quadergröße [m]	0,29 x 0,09 x 0,11
	einzelne Zellgröße [m]	0,002 x 0,002 x 0,002
'snappyHexMesh'	Anzahl Verfeinerungsstufen in Richtung Oberfläche	2
	Anzahl Prismenschichten	2
	Toleranzfaktor für maximalen Abstand von Gitterpunkt zu Modelloberfläche	1 mm
	Maximale Nicht-Orthogonalität [°]	65
	Gesamtanzahl Gitterzellen	963.250
'checkMesh'	gemittelte Nicht-Orthogonalität [°]	9,07
	Anzahl stark schiefer Zellen (max. Schiefe <2,5)	0

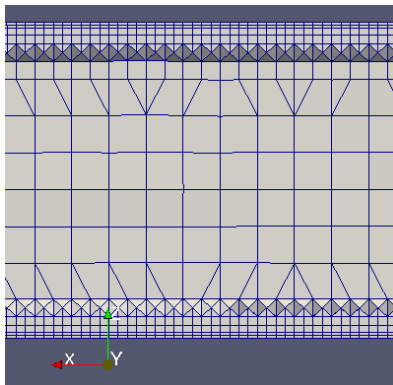


Abbildung 2 Ausschnitt des erstellten Gitters. Die sich im mittleren Bereich befindenden quadratischen Zellen besitzen eine Kantenlänge von 0,002 m.

2.8 Lösungsalgorithmus und Gleichungslöser

Die hier beschriebene Simulation wird in OpenFOAM Version 2.3 (OpenFOAM Stiftung in Delaware, USA) durchgeführt, womit der Rechenraum zunächst in nichtüberlappende Kontrollvolumina unterteilt wird (siehe erzeugtes Zellgitter in Kapitel 2.6).

Da hier ein turbulenter Fall vorliegt, wird zum Lösen der RANS-Gleichungen „OpenFOAM’s Lösungsalgorithmus ‚pimpleFoam‘ verwendet, der sich für variable Zeitschrittweiten bei inkompressiblen Fluiden eignet und eine Kombination des ‚pisoFoam‘- und des ‚simpleFoam‘-Algorithmus ist, wodurch die zuerst berechnete Geschwindigkeit anschließend mit dem Druck korrigiert wird. Innerhalb von ‚pimpleFoam‘ wurde die Häufigkeit der Lösung der Korrekturgleichung

auf 5 gesetzt.

Innerhalb dessen werden die RANS-Gleichungen nach dem Geschwindigkeitsfeld, der turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen Frequenz mit einem präkonditionierten, bi-konjugierten Gradientenverfahren (PBiCG in ‚OpenFOAM‘) gelöst und diagonal und unvollständig geglättet. Die Poisson-Gleichung ist nach dem Druckfeld über ein generalisiertes geometrisch-algebraisches Mehrgitter-Verfahren gelöst worden und mit dem Gauss-Seidel Verfahren geglättet (GAMG in ‚OpenFOAM‘).

2.9 Auswertung der Ergebnisse

Die Auswertung der Ergebnisse fand in ‚paraView‘ Version 4.1 (Los Alamos National Laboratory, New Mexico, USA; Sandia National Laboratories Neu Mexiko und Kalifornien, USA; Kitware, New York, USA) und in ‚OpenFOAM’s Nachbearbeitungsprogrammen statt.

2.10 Durchgeführte Berechnungen

Tabelle 4 zeigt eine Übersicht der Parameter, die in mehreren Rechnungen in unterschiedlichen Kombinationen für den hier untersuchten Fall getestet wurden. Zu Beginn wurde noch das k- ϵ -Turbulenzmodell verwendet. Da dabei die Werte für die Dissipationsrate ϵ sinnvolle physikalische Beträge weit überschritten haben, wurde die Rechnung letztendlich mit dem k- ω -SST-Modell durchgeführt. Damit ergaben sich sehr kleine Werte für y^+ , die sich in einem Bereich von 0,0118 bis 13,545 befanden mit einem Mittelwert von 3,82811 (s. Abbildung 3). Anhand der punktuell ausgedruckten Werte (Messpunkte s. Abbildung 1 in Kapitel 2.1) während dieser Rechnung für die Geschwindigkeit kann angenommen werden, dass die Strömung nach 0,025 s vollausgebildet ist (s. Abbildung 4). Daher ist die letztlich hier betrachtete Berechnung nur bis zu dieser Zeit gelaufen und erreicht Residuen von 10^{-11} für die Geschwindigkeit, 10^{-9} für den Druck, 10^{-5} für die turbulente kinetische Energie und 10^{-6} für die spezifische Frequenz. Diese 0,025 s wurden außerdem für die Entdimensionierung der Zeit genutzt.

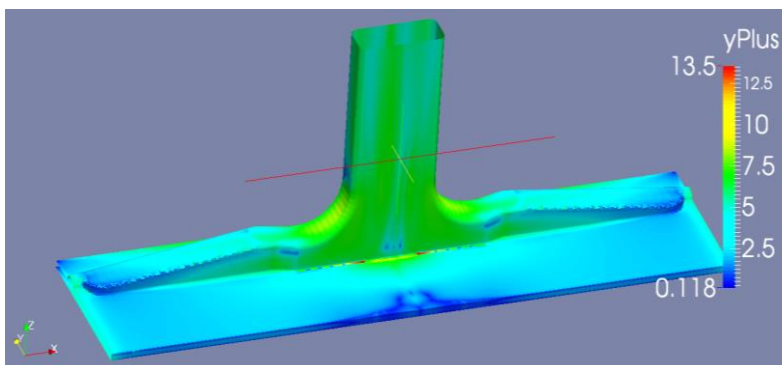


Abbildung 3 Der Bereich der y^+ -Werte in der letztlich durchgeführten Berechnung liegt zwischen 0,118 und 13,545, wobei der Mittelwert bei 3,828 liegt.

Tabelle 4 Übersicht der getesteten Parameter, die zur Findung der besten Einstellung in mehreren Vor-Rechnungen variiert wurden.

Rechnung [n]	Geschwindigkeit [m/s]	Turbulenzintensität	charakteristische Länge [m]	Kinematische Viskosität	RE	κ [m ² /s ²]	EPSILON klassisch	EPSILON nut	OMEGA	OMEGA nut
1	10	0,005	0,01	1,5x10 ⁻⁵	6666,6	0,00375	5,39E-06	0,004	0,001	1,162
2	10	0,01	0,01	1,5x10 ⁻⁵	6666,6	0,015	4,31E-05	0,069	0,002	4,649
3	10	0,05	0,01	1,5x10 ⁻⁵	6666,6	0,375	0,0054	43,59	0,014	116,2
4	10	0,05	0,003	1,5x10 ⁻⁵	2000	0,375	0,0016	90,85	0,004	242,2
5	10	0,05	0,03	1,5x10 ⁻⁵	20000	0,375	0,0161	22,30	0,043	59,47
6	10	0,1	0,03	1,5x10 ⁻⁵	20000	1,5	0,1293	356,8	0,086	237,8
7	10	0,05	0,01	1,5x10 ⁻⁵	6666,6	0,375	0,0053	43,59	0,014	116,2
8	20	0,05	0,01	1,5x10 ⁻⁵	13333,3	1,5	0,0431	456,9	0,028	304,6

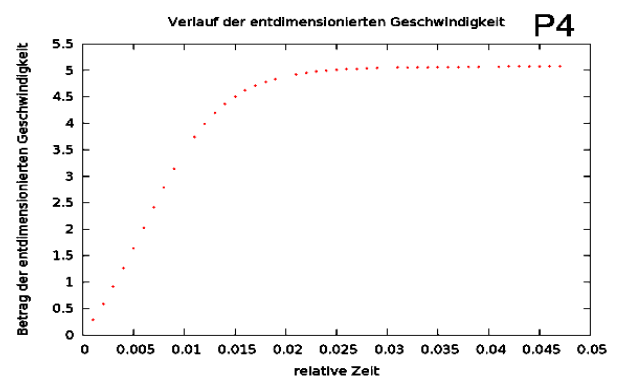
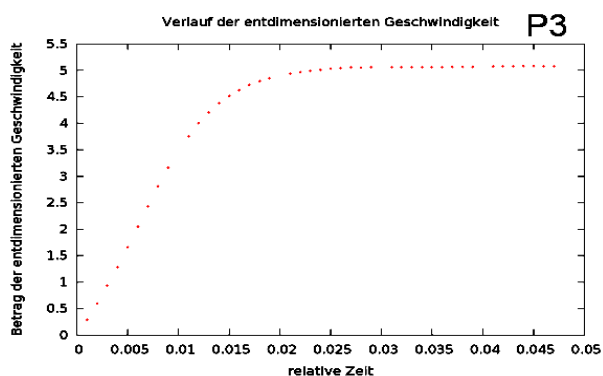
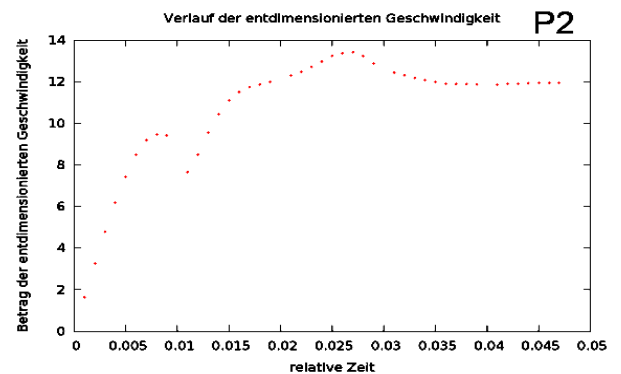
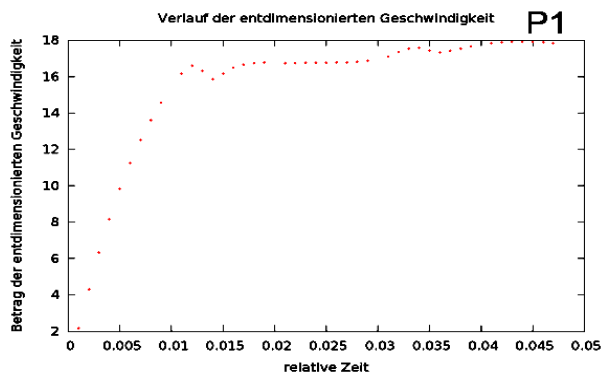


Abbildung 4 Geschwindigkeitsverlauf während der Simulation an den vier Messpunkten. Die Lokalisierung der Messpunkte P1 bis P4 ist in Abbildung 1 zu sehen.

3. Ergebnisse

3.1 Geschwindigkeitsfeld

Abbildung 5 zeigt einen Schnitt in der X-Z-Ebene durch das vollausgebildete, gemittelte Geschwindigkeitsfeld im Staubsaugerfuß. Am Boden finden sich mit oder um 0 die geringsten Geschwindigkeiten, die höchsten in der Krümmung, bei der die Geometrie vom Bodenbereich in den ‚Hals‘ übergeht. Im ‚Hals‘ sieht man ein streifiges Muster mit zwei gelblichen Streifen, die einen Geschwindigkeitsbereich um die 0,7 darstellen, und von rötlicheren Bereichen höherer Geschwindigkeit ummantelt sind.

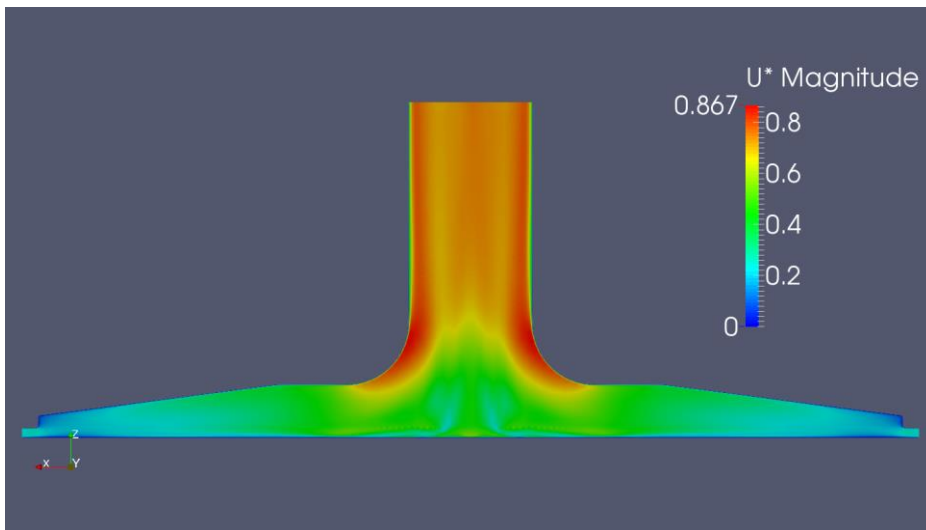


Abbildung 5 Schnitt in der X-Z-Ebene durch das entdimensionierte Geschwindigkeitsfeld im Staubsaugerfuß.

In Abbildung 6 ist ein Schnitt durch die X-Y-Ebene des Geschwindigkeitsfeldes im Boden des Staubsaugerfußes zu sehen. Die Eintrittsbereiche sind hier an der oberen Kante und an den Seiten. Die höchsten Geschwindigkeiten finden sich im oberen, mittleren Bereich, über dem es in Richtung der Z-Achse in den ‚Hals‘ übergeht.

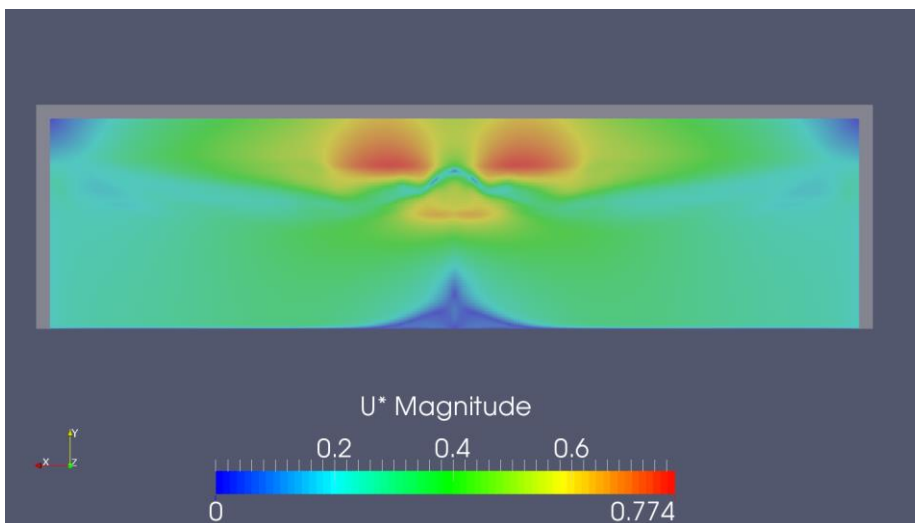


Abbildung 6 Schnitt in der X-Y-Ebene durch das entdimensionierte Geschwindigkeitsfeld im Boden des Staubsaugerfußes.

3.2 Druckfeld

Einen Schnitt durch das Druckfeld ist in Abbildung 7 zu sehen. Es zeigt sich ein annähernd komplementäres Bild zum Geschwindigkeitsfeld: Die höchsten Drücke sind in den Bodenbereichen und in den seitlichen Eingängen zu finden, während der geringste Druck mit einem negativen Wert von -0,272 an den Wänden in der Krümmung, vor der aus es in den ‚Hals‘ geht, zeigt. Auch hier ist ein streifiges Muster im ‚Hals‘ zu erkennen, bei dem zwei Streifen niedrigerem Druck von leicht höherem ummantelt sind.

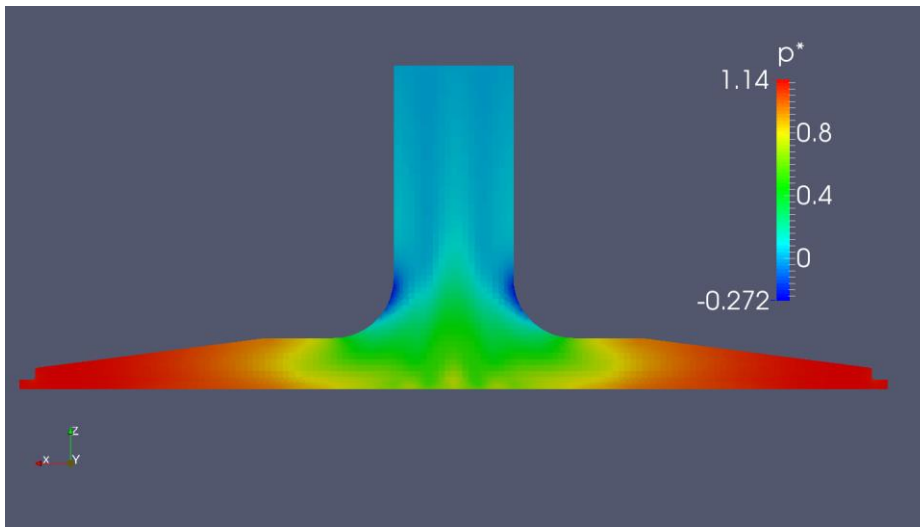


Abbildung 7 Schnitt in der X-Z-Ebene durch das entdimensionierte Druckfeld des Staubsaugerfußes.

Auch das Druckfeld am Boden des Staubsaugers in Abbildung 8 zeigt sich annähernd komplementär zum dortigen Geschwindigkeitsfeld. Die geringsten Drücke sind im oberen, mittleren Bereich zu finden, über dem es in den Staubsaugerhals geht.

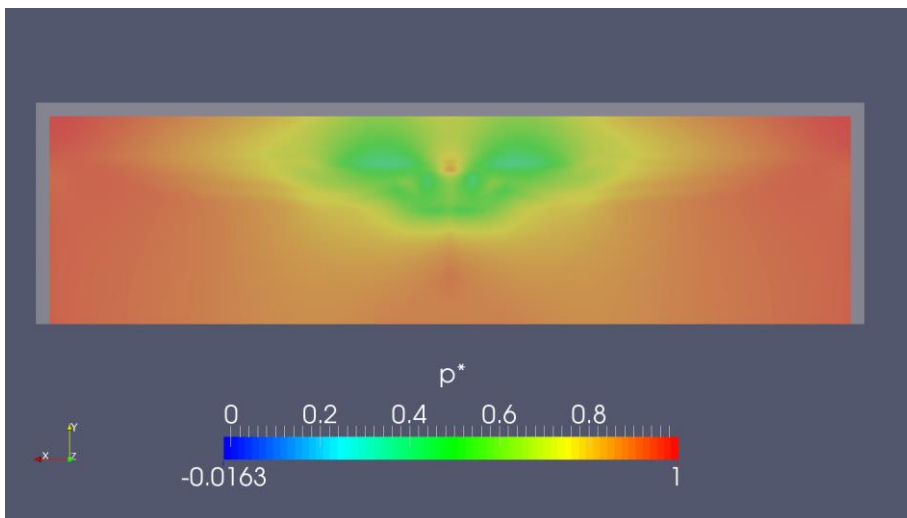


Abbildung 8 Schnitt in der X-Y-Ebene durch das entdimensionierte Druckfeld im Boden des Staubsaugers.

Abbildung 9 zeigt das Druckfeld im Austritt in der X-Y-Ebene, in dem zwei annähernd kreisförmige Bereiche mit einem Druck von 0,00454 oder wenig mehr die geringsten Drücke zu finden sind. Den

größten Anteil machen hier Drücke um die 0,05 aus, wobei ein Bereich am am unteren Rand und ein weiterer relativ zentral liegender Bereich Drücke zwischen 0,08 und dem Maximalwert 0,0921 aufweisen.

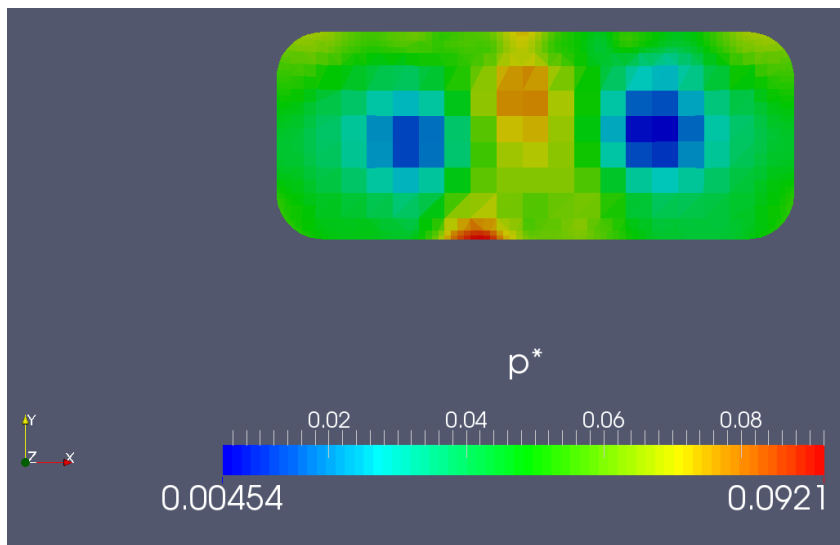


Abbildung 9 Druckfeld in der X-Z-Ebene im Austritt des Staubsaugerfußes

3.3 Y-Komponente der Geschwindigkeit

Abbildung 10 zeigt die Geschwindigkeitskomponente in Y-Richtung im ‚Hals‘ zum einen in einzelnen Ebenen und zum anderen als Stromlinien. Verfolgt man den Farbverlauf der einzelnen Stromlinien, ist zu erkennen, dass sie zum Teil das gesamte Geschwindigkeitsspektrum von -0,0865 bis 0,0899 durchlaufen.

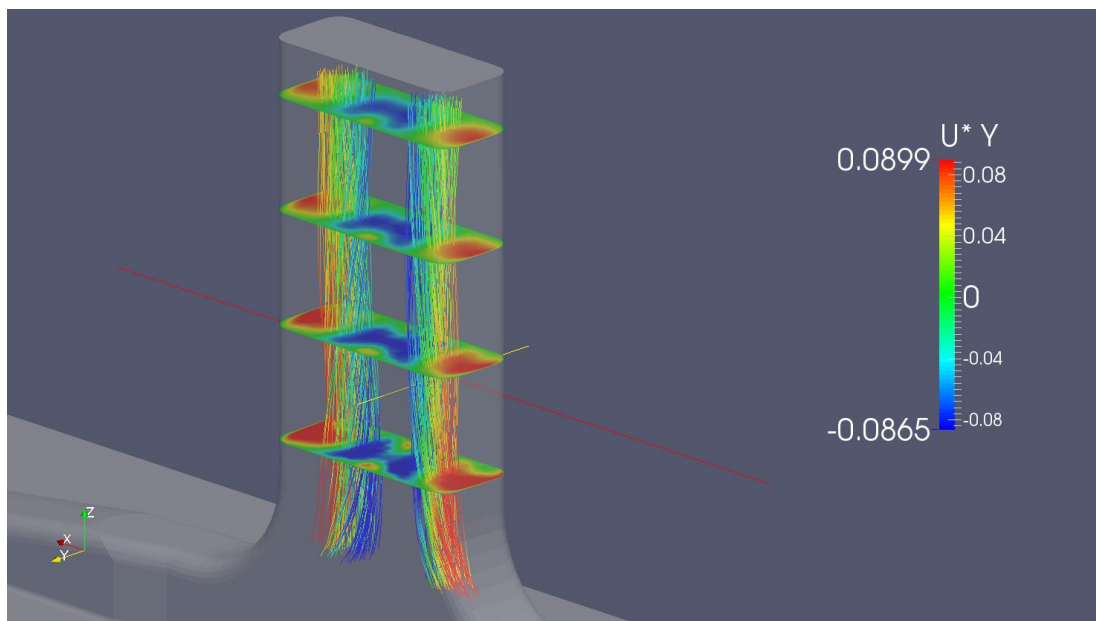


Abbildung 10 Entdimensionierte Geschwindigkeit in Y-Richtung im ‚Hals‘ des Staubsaugerfußes, visualisiert in vier Ebenen und als Stromlinien

4. Diskussion

4.1 Geschwindigkeitsfeld

Wie in Abbildung 5 zu sehen ist, sind die höchsten Geschwindigkeiten im ‚Hals‘ zu finden. Dies lässt sich damit erklären, dass bei konstantem Massestrom bei einem kleineren Querschnitt die Geschwindigkeit erhöhen muss, wobei die Maximalwerte in den Krümmungen nicht nur durch die Querschnittsverringernung entstehen, sondern auch durch den in Krümmungen entstehenden Unterdruck.

Das gelbe und rote Streifenmuster im ‚Hals‘ könnte ein Hinweis auf zwei Wirbel sein, die in dieser Ansicht mittig durchgeschnitten sind. Die gelben Streifen stellen dann die Wirbelzentren mit ihrer geringeren Geschwindigkeit im Vergleich zu ihren äußeren Bereichen dar.

4.2 Druckfeld

Da das Druck- und das Geschwindigkeitsfeld als gekoppelt angesehen werden können bzw. sich das eine aus dem anderen ergibt, ergeben sich auch in den Abbildungen der Ergebnisse für die gleiche Position im Staubsaugerfuß ein komplementäres Bild. Der starke Druckgradient in der Krümmung lässt sich mit der Querdruckgleichung erklären, die besagt, dass der Gradient an einer Krümmung direkt vom Radius abhängig ist. Bei sinkendem Radius steigt der Druckgradient.

Die beiden Gebiete niedrigen Druck in Abbildung 9 sind ein Hinweis auf zwei Wirbelzentren, da die Zentripetalbeschleunigung das Fluid nach außen drückt, wodurch der Druck im Inneren sinkt. Auch die höhere Drehgeschwindigkeit im Inneren des Wirbels fördert einen niedrigeren Druck.

4.3 Y-Komponente der Geschwindigkeit

Der Farb- und der Wegverlauf der Stromlinien in Abbildung 10 lassen den Schluss zu, dass die zuvor vermuteten Wirbel vorhanden sind. Sie rotieren gegeneinander in der X-Y-Ebene.

4.4 Überprüfung der Strömung

Da es weder Literaturwerte zu dem hier betrachteten Fall gibt, die als Vergleich dienen könnten, noch eine Gitterstudie durchgeführt wurde, weil dies die Rechenzeit-Kapazitäten dieses Projektes überschritten hätte, werden im Folgenden die hier ermittelten Ergebnisse mit dem Strömungsprofil am Austritt und mit einer Rohrreibungszahl interpretiert und die Einstellungen von numerischen Simulationen aus der Literatur verglichen, bei denen allerdings andere Bereiche von Staubsaugern untersucht wurden.

4.4.1 Strömungsprofil

Auch wenn die Reynolds-Zahlen im Eintritt mit um die 2000 nur im Grenzbereich von turbulenten Durchströmungen liegen, zeigt sich im Austritt deutlich, dass es sich um ein turbulentes Strömungsprofil handelt. In Abbildung 11 sind die Komponenten und der Gesamtbetrag der

Geschwindigkeit an einer Linie längs durch den Austritt zu sehen. Der Betrag (violette Linie) und die Geschwindigkeit in Z-Richtung (grüne Linie), die normal zur Austrittsfläche liegt, sind nicht nur fast deckungsgleich sondern zeigen, im Gegensatz zu einer parabelförmigen Kurve bei laminaren Rohrströmungen, ein typisches turbulentes Verhalten (vergleiche Abbildung 12), das entsteht, weil durch den turbulenten Impulsaustausch mit zunehmendem Wandabstand eher die Maximalgeschwindigkeit erreicht wird (Surek und Stempin, 2007).

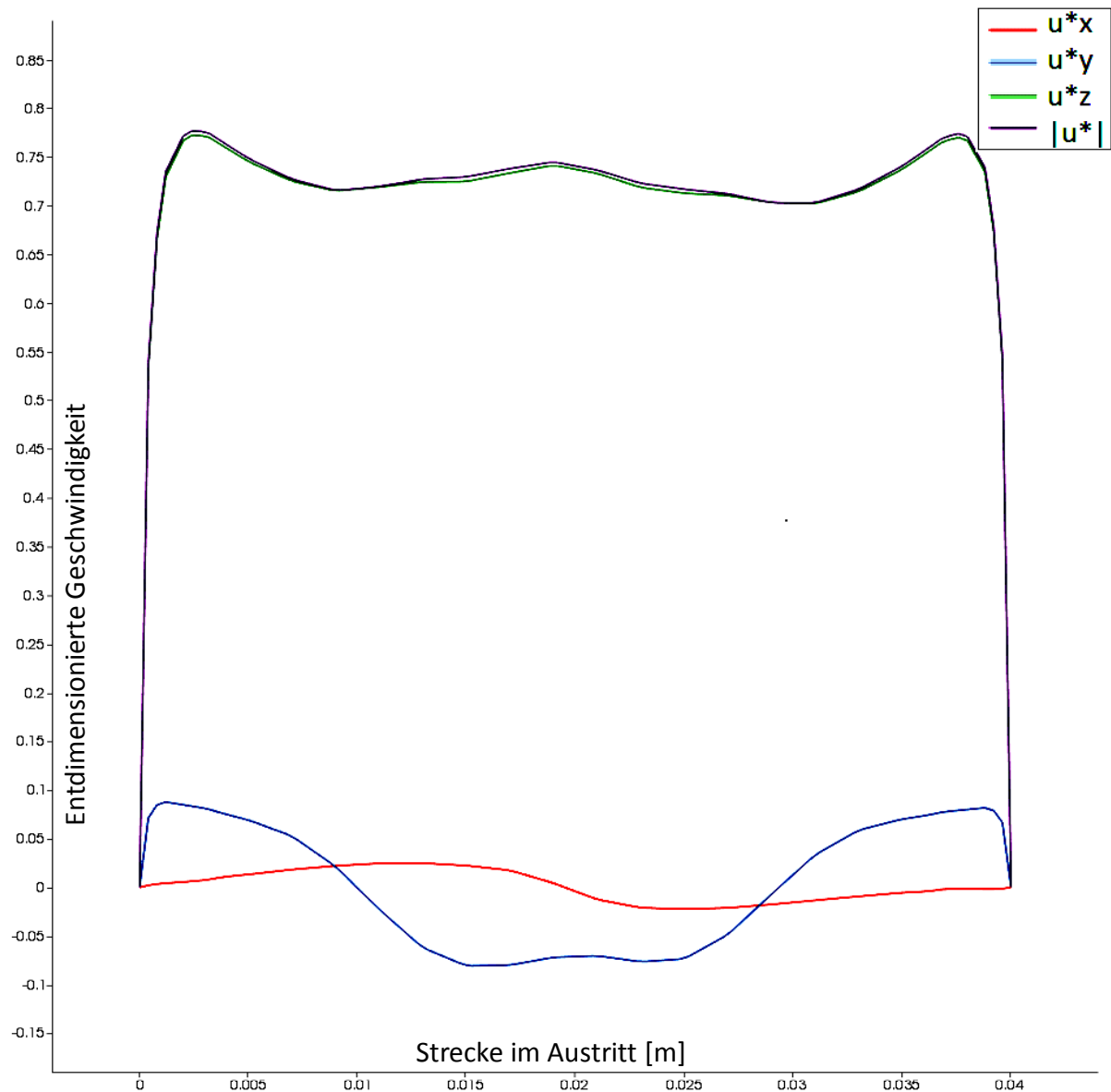


Abbildung 11 Geschwindigkeitsprofil im Austritt. Rot: Geschwindigkeit in X-Richtung; Blau: Geschwindigkeit in Y-Richtung; Grün: Geschwindigkeit in Z-Richtung (normal zum Austritt); Violett: Betrag der Geschwindigkeit.

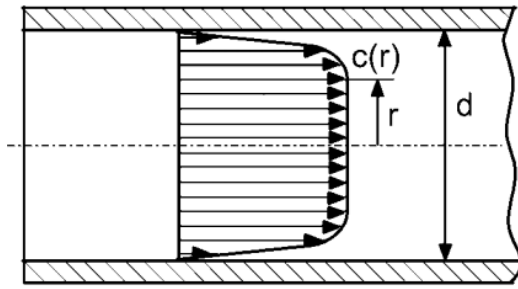


Abbildung 12 Schematische Zeichnung eines turbulenten Geschwindigkeitsprofil in einer Rohrströmung mit dem Durchmesser d des Rohres und der Geschwindigkeitsfunktion c vom Radius r (Surek und Stempin, 2007).

4.4.2 Simulationseinstellungen

Die dynamische Wandfunktion, die von Rihtarsic et al. (2008) verwendet wurde, dazu, dass y^+ einen festgesetzten Minimalwert nicht unterschreitet. Eine ähnliche Funktion in ‚OpenFOAM‘ ist nicht bekannt, weshalb in dem hier vorgestellten Projekt y^+ nach mehreren Versuchen für die turbulente kinetische Energie k die Wandfunktion für kleine Reynoldszahlen gewählt wurde.

Parallelen zu den Einstellungen der Simulation von Xiao-bo et al. (2011) und in dem hier beschriebenen Fall finden sich in der Diskretisierung des konvektiven Terms und zum Teil im Lösungsalgorithmus, da in dieser Arbeitsgruppe FLUENTS Algorithmus PRISO genutzt wurde, der ‚OpenFOAMs‘ PISO-Algorithmus entspricht, und in der hier vorgestellten Simulation der PIMPLE-Algorithmus genutzt wurde, der sich aus dem PISO- und dem SIMPLE-Algorithmus zusammensetzt. Der PISO-Algorithmus wurde hier nicht genutzt, weil PIMPLE mehr Einstellungsmöglichkeiten bietet.

4.4.3 Rohrreibungszahl

Dass die hier genutzten Voreinstellungen die Realität relativ gut abbilden, kann anhand eines Vergleiches der Rohrreibungszahlen aus dem hier betrachteten Fall und einer Rohrströmung bei gleicher Reynoldszahl abgeschätzt werden. Die Rohrreibungszahl λ für ein hydraulisch glattes, gerades Rohr bei einer Reynoldszahl von 39300 beträgt 0,4. Die Rohrreibungszahl für den hier betrachteten Fall beträgt 0,55. Diese Erhöhung ist zum einen mit der deutlich komplexeren Geometrie des Staubsaugerfußes und den darin vorhandenen hohen Turbulenzgrad zu erklären. Dies lässt den Schluss zu, dass bei der Geometrie des Staubsaugerfußes Optimierungspotential besteht.

5. Ausblick

Mit zunächst leichten Änderungen der Geometrie des Staubsaugerfußes könnte überprüft werden, ob diese bereits eine Verringerung des Verlustbeiwerts und damit eine Verringerung der Rohrreibungszahl einhergeht.

Wie in 2.5 beschrieben ist der konvektive Term mit einem Verfahren 1. Ordnung gelöst worden. Dies war nötig um die Simulation zur Konvergenz zu bringen. Mit mehr Rechenkapazität könnte hierfür ein

Verfahren höherer Ordnung gewählt werden.

Bei einer Weiterführung dieses Projekts könnte außerdem eine Gitterstudie durchgeführt werden wodurch sich abschätzen ließe, ob sich die hier beschriebenen Ergebnisse von denen in einem feineren oder größeren Gitter stark unterscheiden würden.

Um näher an die Situation des Staubsaugens heranzukommen, wäre eine Lagrange Partikelsimulation möglich, bei der diese Partikel einzusaugenden Dreck darstellen würden. Eine weitere Methode, um sie der Realität weiter anzunähern, ist die Durchströmung des kompletten Staubsaugers statt nur den Fuß numerisch zu untersuchen.

6. Literaturverzeichnis

Alidina S. (2011): Achtsamkeit für Dummies. Wiley-VCH Verlag, Weinheim.

Böckh P. Schaumweber C. (2013): Fluidmechanik – Einführendes Lehrbuch. 3.Auflage. Springer Verlag, Berlin Heidelberg.

Bohl W. (2005): Technische Strömungslehre. 13. Auflage, Vogel-Verlag, München.

Ferziger J. (2013): Computational Fluid Dynamics. Springer-Verlag, Heidelberg.

Hinds W. C. (1999): Aerosol Technology Properties – Behavior, and Measurement of Airborne Particles. Wiley-Interscience, New York

Hongmin L. (2014): Fluid flow analysis of a single-stage-centrifugal fan with a ported diffusor. In: Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics Vol. 3, Nr. 2, S. 147 – 163.

Menter F. (1994): Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models für Engineering Applications. In: AIAA Journal, Vol. 32, Nr 8, S. 1598 – 1605.

Rihtarsic J., Subelj M., Hocevar M. und Duhovnik J. (2008): Flow analysis through the centrifugal impeller of a vacuum cleaner unit. In: Journal of Mechanical Engineering Vol. 54, Nr. 2, S. 81 – 93.

Schwarze R. (2013): CFD-Modellierung. Springer-Verlag, Heidelberg.

Surek D. und Stempin S. (2007): Angewandte Strömungsmechanik für Praxis und Studium. Teubner Verlag, Wiesbaden.

Xiao-bo L., Hai-shun W. und Hua-sjan L. (2011): Research on Duct Flow Field Optimisation of a Robot Vacuum Cleaner. In: International Journal of Advanced Robotic Systems Vol. 8, Nr. 5, S. 104 – 112.

7. Abbildungsverzeichnis

Abbildung 12: Surek D. und Stempin S. (2007): Angewandte Strömungsmechanik für Praxis und Studium. Teubner Verlag, Wiesbaden.