

# DISSERTATION

## Numerische Untersuchung der Zweiphasenströmung in einem Gutaufgabeinjektor

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades  
eines Doktors der technischen Wissenschaften unter der Leitung von

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger  
- E302 -  
Institut für Thermodynamik und Energiewandlung

eingereicht an der Technischen Universität Wien  
Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Dipl.-Ing. **Michael Othmar Posch**  
Matr.Nr.: 8931996  
Koppstraße 103/3607, A-1160 Wien

Wien, im September 2006

# Vorwort

Die Grundlagen der vorliegenden Arbeit entstanden in den Jahren 1998 bis 2001 während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen der Technischen Universität Wien im Rahmen des Forschungsschwerpunktes DIREKT HOLZSTAUBGEFEUERTE GASTURBINE. In diesem Zusammenhang sind stellvertretend für alle Beteiligten die Untersuchungen der Herrn *Dipl.-Ing. Dr.techn. Franz Sengschmied* und *Dipl.-Ing. Dr.techn. Andreas Joppich* hervorzuheben.

Herrn *em.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Hermann Haselbacher* danke ich für die Themenstellung und Herrn *Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger* für die Betreuung dieser Arbeit.

Herrn *Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Klaus Hoffmann* danke ich für die freundliche Übernahme des Koreferates.

Für das angenehme und freundschaftliche Arbeitsklima bedanke ich mich bei allen Kollegen und Mitarbeitern des Institutes. Besonders erwähnen möchte ich hierbei die Herren *Dipl.-Ing. Dr.techn. Edgar Hortig*, *Ing. Gerhard Kanzler*, *Dipl.-Ing. Dr.techn. Mario Pelzmann* und *Dipl.-Ing. Dr.techn. Christoph Tmej*

Die Realisierung dieses Projektes ist nicht zuletzt der großzügigen finanziellen Unterstützung durch die *Europäische Union, Joule Project JOR-CT98-0281 Biopowder Cogen* zu verdanken.

# Kurzfassung

Die Entwicklung von direkt holzstaubgefeuerten Gasturbinen ist ein Forschungsschwerpunkt des Institutes für Thermodynamik und Energiewandlung der Technischen Universität Wien. Im Rahmen dieses Forschungsvorhabens beschäftigt sich die vorliegende Arbeit mit der Untersuchung eines Teilsystems: dem Injektor des pneumatischen Brennstofffördersystems. Im Mittelpunkt steht hierbei die Anwendung der rechnergestützten Simulation der Zweiphasenströmung im Inneren des Injektors. Dabei werden im Rahmen dieser Arbeit die Möglichkeiten dieser Berechnungsmethode zur Neuauslegung beziehungsweise die Vorgehensweise bei der Auslegung von Injektoren für Anlagen größeren Maßstabs erörtert.

Nach einem kurzen Überblick über den Stand der Technik von holzstaubgefeuerten Gasturbinen wird die Versuchsanlage am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung der Technischen Universität Wien vorgestellt. Das Brennstofffördersystem wurde für diese Versuchsanlage entwickelt und erfolgreich betrieben. Diese Versuchsanlage gibt die Rahmenbedingungen und Anforderungen für das Brennstofffördersystem und den Injektor vor. In der Folge wird der Stand bei der Anwendung von rechnergestützten Methoden bei der Simulation von Zweiphasenströmungen in der Fördertechnik dargestellt. Nach einem kurzen Abriss über die Theorie der pneumatischen Fördertechnik und die Zweiphasenströmung werden die Möglichkeiten bei der Auslegung von Gas-Feststoffinjektoren beschrieben.

Als Kernpunkt dieser Arbeit wird die Vorgehensweise bei der Durchführung der Simulationsrechnungen dargestellt. Nach der Auswahl der Berechnungsfälle und der Beschreibung der Modellbildung für die Simulation werden die Ergebnisse für die untersuchten Teilaufgaben präsentiert. Als erste Ergebnisse werden die Nachrechnung von Versuchsergebnissen, die bereits von anderen Autoren veröffentlicht wurden, gezeigt. Der größte Raum wird der Nachrechnung von Versuchsergebnissen der Brennstoffförderanlage am Institut gewährt. Dabei wird der Einfluss von bestimmten Parametern, wie Geometriedaten und Prozessdaten, auf die Ergebnisse der Simulationsrechnungen im Vergleich zu den Versuchsergebnissen dargestellt.

Als nächster Schritt werden die Auswirkungen von kleinen Änderungen der Injektorgeometrie auf das Ergebnis der Simulationsrechnungen untersucht. Diese können zwar nicht direkt mit Versuchsergebnissen verglichen werden, doch kann der Vergleich mit der Ausgangskonfiguration gewisse Rückschlüsse ermöglichen. Dies soll zur Verbesserung von bestehenden Injektorgeometrien beitragen.

Zum Schluss werden noch die Möglichkeiten der CFD-Simulation bei der Auslegung von Injektoren für Anlagen größeren Maßstabs anhand eines Beispiels illustriert.

# Abstract

The development of a wood particle fired gas turbine with direct combustion is one of the research objectives of the Institute for Thermodynamics and Energy Conversion at the Vienna University of Technology. Within this project the present thesis deals with the fuel feeding injector as a part of the pneumatic fuel feeding system. This means, in particular, the computational simulation of the two-phase flow inside the fuel feeding injector. In addition, the possibilities and potentials of the CFD-method for the design of feeding injectors in general and in particular for the layout of feeding injectors for large scale plants.

After a short review of the efforts made in research upon wood particle fired gas turbines, the test plant at the Institute for Thermodynamics and Energy Conversion at the Vienna University of Technology is introduced. As a main part of the test plant, the fuel feeding system was designed, tested and operated together with the combustion chamber and the gas turbine. The combustion chamber and the gas turbine process determine the boundary conditions for the feeding system and the feeding injector in particular. Subsequently, the efforts using computational methods to simulate two-phase flow in pneumatic conveying are presented. After a brief introduction to the theory of pneumatic conveying and two phase flow, the possibilities of the layout of feeding injectors are described.

The essential point of this thesis is the description of the procedure simulating the two-phase flow. After the selection of the simulation cases and the description of the modelling of the feeding injector, the results for the different simulation cases are presented. The first results presented deal with the simulation of a feeding injector investigated and published by HUTT. Most of the simulation cases deal with the results of the feeding tests carried out at the test plant of the institute. The influences of different parameters on the accuracy of the results of the simulations are examined for several test cases.

The next step is the investigation of the effects of small changes of the geometry of the feeding injector. These simulation results now can be compared with the experimental and simulated data of the original configuration. This can be used to improve the geometry of a feeding injector.

Finally the potential of the CFD-method is illustrated by simulating an injector designed for up-scaled plants.

# Inhaltsverzeichnis

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einleitung</b>                                   | <b>1</b>  |
| 1.1      | Druckaufgeladene Brennkammer . . . . .              | 2         |
| 1.2      | Brennstoffsystem . . . . .                          | 3         |
| <b>2</b> | <b>Aufgabenstellung</b>                             | <b>5</b>  |
| <b>3</b> | <b>Einführung in die pneumatische Fördertechnik</b> | <b>7</b>  |
| 3.1      | Überblick, Einteilung . . . . .                     | 7         |
| 3.2      | Aufbau und Funktionsweise . . . . .                 | 8         |
| 3.2.1    | Aufbau und Geometrie . . . . .                      | 8         |
| 3.2.2    | Vorgänge im Injektor . . . . .                      | 9         |
| 3.3      | Grundlagen . . . . .                                | 10        |
| 3.3.1    | Treibstrahl . . . . .                               | 10        |
| 3.3.1.1  | Ausbreitung des Treibstrahls . . . . .              | 14        |
| 3.3.1.2  | Unterschallfreistrahlen . . . . .                   | 14        |
| 3.3.1.3  | Überschallfreistrahler . . . . .                    | 16        |
| 3.3.1.4  | Treibstrahlausbreitung in der Mischkammer . . . . . | 16        |
| 3.3.2    | Mehrphasenströmungen . . . . .                      | 18        |
| 3.3.3    | Partikeltransport . . . . .                         | 20        |
| 3.3.3.1  | Widerstandskraft . . . . .                          | 20        |
| 3.3.3.2  | Schwerkraft . . . . .                               | 22        |
| 3.3.3.3  | Auftriebskraft . . . . .                            | 22        |
| 3.3.3.4  | Druckgradientenkraft . . . . .                      | 22        |
| 3.4      | Förderzustände . . . . .                            | 23        |
| 3.5      | Betriebsweisen . . . . .                            | 27        |
| 3.6      | Literaturübersicht, Stand der Technik . . . . .     | 29        |
| 3.6.1    | Pneumatische Fördertechnik . . . . .                | 29        |
| 3.6.2    | Stand der Brennstofffördertechnik . . . . .         | 29        |
| 3.6.3    | CFD in der pneumatischen Fördertechnik . . . . .    | 30        |
| <b>4</b> | <b>Neuauslegung, Scale-up</b>                       | <b>33</b> |
| 4.1      | Messungen an der Laboranlage . . . . .              | 33        |
| 4.1.1    | Parametervariationen . . . . .                      | 33        |
| 4.1.2    | Ergebnisse der Messungen . . . . .                  | 34        |
| 4.2      | Auslegung von Injektoren . . . . .                  | 34        |
| 4.2.1    | Injektorauslegung nach MUSCHELKNAUTZ . . . . .      | 34        |
| 4.2.2    | Eindimensionales Berechnungsmodell . . . . .        | 34        |
| 4.3      | Dimensionsanalyse . . . . .                         | 35        |
| 4.3.1    | Durchführung . . . . .                              | 35        |
| 4.3.2    | Ergebnisse . . . . .                                | 37        |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 4.3.3    | Der Mischungswirkungsgrad . . . . .                         | 40        |
| 4.3.4    | Dimensionslose Druckaufbauziffer . . . . .                  | 43        |
| 4.4      | Auslegung mit Hilfe der Versuchsdaten . . . . .             | 44        |
| 4.4.1    | Grobauslegung von Injektoren . . . . .                      | 44        |
| 4.4.2    | Scale-up . . . . .  | 44        |
| 4.4.2.1  | Ähnlichkeitsbedingungen . . . . .                           | 44        |
| 4.4.2.2  | Teilweise Ähnlichkeit . . . . .                             | 46        |
| 4.4.2.3  | Auslegungsbeispiel, Scale-up . . . . .                      | 48        |
| <b>5</b> | <b>Beschreibung des Rechenverfahrens</b>                    | <b>50</b> |
| 5.1      | Berechnung von Mehrphasenströmungen . . . . .               | 50        |
| 5.1.1    | Direkte numerische Simulation . . . . .                     | 50        |
| 5.1.2    | Direkte numerische Simulation mit Lagrange Modell . . . . . | 51        |
| 5.1.3    | Large Eddy Simulations mit Lagrange Modell . . . . .        | 51        |
| 5.1.4    | Impulsbilanzierende Verfahren mit Euler Modell . . . . .    | 51        |
| 5.1.5    | Impulsbilanzierende Verfahren mit Lagrange Modell . . . . . | 52        |
| 5.2      | Grundgleichungen für das Fluid . . . . .                    | 52        |
| 5.3      | Grenzschichtmodellierung . . . . .                          | 54        |
| 5.4      | Teilchentransport . . . . .                                 | 55        |
| 5.4.1    | Positionsgleichungen . . . . .                              | 55        |
| 5.4.2    | Bewegungsgleichungen . . . . .                              | 55        |
| 5.4.3    | Berechnungsmodell für kleine MACHzahlen . . . . .           | 56        |
| <b>6</b> | <b>Durchführung der Berechnungen</b>                        | <b>57</b> |
| 6.1      | Auswahl der Berechnungsfälle . . . . .                      | 57        |
| 6.1.1    | Berechnungsfälle für die Nachrechnung . . . . .             | 57        |
| 6.1.1.1  | Versuchsdaten von Hutt . . . . .                            | 57        |
| 6.1.1.2  | Versuchsdaten am ITE . . . . .                              | 59        |
| 6.1.2    | Variation der Geometrie . . . . .                           | 60        |
| 6.1.3    | Scale-up . . . . .  | 61        |
| 6.2      | Verwendete Modelle, Programmparameter . . . . .             | 61        |
| 6.2.1    | Kompressibilität . . . . .                                  | 62        |
| 6.2.2    | Turbulenz . . . . .   | 62        |
| 6.2.3    | Randbedingungen . . . . .                                   | 62        |
| 6.2.3.1  | Eingangsrandbedingung . . . . .                             | 62        |
| 6.2.3.2  | Druckrandbedingungen . . . . .                              | 63        |
| 6.2.4    | Zweiphasenströmung . . . . .                                | 63        |
| 6.3      | Einfluss von Programmparametern . . . . .                   | 64        |
| 6.3.1    | Einfluss des Restitutionskoeffizienten . . . . .            | 64        |
| 6.3.2    | Anzahl der Trajektorien . . . . .                           | 65        |
| 6.3.3    | Lebensdauer der Trajektorien . . . . .                      | 67        |
| 6.4      | Erstellung der Geometriemodelle . . . . .                   | 68        |
| 6.4.1    | Geometrie der Versuchsanlage . . . . .                      | 68        |
| 6.4.2    | Grundlegendes zum Rechnernetz . . . . .                     | 69        |
| 6.4.3    | Erstellung des Rechnernetzes . . . . .                      | 70        |
| 6.4.4    | Rechnernetze für die Variation der Geometrie . . . . .      | 72        |
| 6.4.5    | Rechnernetz für den Scale-up Fall . . . . .                 | 73        |
| 6.5      | Randbedingungen . . . . .                                   | 73        |
| 6.5.1    | Allgemeine Bemerkungen . . . . .                            | 73        |
| 6.5.2    | Überleitung der Messwerte . . . . .                         | 74        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 6.5.2.1  | Randbedingungen an der Mündung der Treibdüse . . . . .            | 75         |
| 6.5.2.2  | Randbedingungen am Trichtereinlauf . . . . .                      | 76         |
| 6.5.2.3  | Randbedingungen am Injektoraustritt . . . . .                     | 77         |
| 6.6      | Lösungsstrategie . . . . .  | 77         |
| 6.6.1    | Einphasenströmung . . . . .                                       | 77         |
| 6.6.2    | Zweiphasenströmung . . . . .                                      | 78         |
| <b>7</b> | <b>Ergebnisse</b>   | <b>80</b>  |
| 7.1      | Nachrechnung von Versuchsergebnissen . . . . .                    | 80         |
| 7.1.1    | Versuchsdaten von HUTT . . . . .                                  | 80         |
| 7.1.1.1  | Druckaufbau im Injektor . . . . .                                 | 80         |
| 7.1.1.2  | Vergleich der Feststoffgeschwindigkeiten . . . . .                | 84         |
| 7.1.2    | Versuchsdaten von JOPPICH/TMEJ . . . . .                          | 84         |
| 7.1.2.1  | Druckaufbau im Injektor (Einphasige Strömung) . . . . .           | 84         |
| 7.1.2.2  | Ergebnisse der Zweiphasenberechnung, Injektorkennlinien . . . . . | 89         |
| 7.1.2.3  | Visualisierung der Simulationsergebnisse . . . . .                | 95         |
| 7.2      | Einfluss von kleinen Geometrieänderungen . . . . .                | 105        |
| 7.2.1    | Ergebnisse der Einphasenströmung . . . . .                        | 105        |
| 7.2.2    | Vergleich der Kennlinien . . . . .                                | 106        |
| 7.2.3    | Visualisierung . . . . .  | 108        |
| 7.3      | Berechnung des Auslegungsbeispiels Scale-up . . . . .             | 114        |
| 7.3.1    | Einphasenberechnung . . . . .                                     | 114        |
| 7.3.2    | Zweiphasenberechnung . . . . .                                    | 114        |
| 7.3.3    | Visualisierung . . . . .  | 115        |
| <b>8</b> | <b>Endergebnis, Diskussion</b>                                    | <b>117</b> |
| 8.1      | Diskussion der Berechnungsergebnisse . . . . .                    | 117        |
| 8.1.1    | Nachrechnung von Versuchsergebnissen . . . . .                    | 117        |
| 8.1.2    | Simulation von kleinen Geometrieänderungen . . . . .              | 118        |
| 8.1.3    | Einsatz von CFD bei der Injektorauslegung . . . . .               | 118        |
| 8.2      | Resümee . . . . .   | 119        |
| 8.3      | Ausblick . . . . .  | 120        |

# Formelzeichen

## Lateinische Formelzeichen

|           |             |  |
|-----------|-------------|--|
| $a$       | $[m/s^2]$   | Beschleunigung                           |
| $A$       | $[m^2]$     | Fläche                                   |
| $A$       | $[-]$       | Koeffizient                              |
| $Ar$      | $[-]$       | Archimedeszahl                           |
| $b$       | $[-]$       | Koeffizient                              |
| $B$       | $[N]$       | Volumskraft                              |
| $c$       | $[m/s]$     | Feststoffgeschwindigkeit                 |
| $c$       | $[m/s]$     | Strömungsgeschwindigkeit                 |
| $c_p$     | $[J/kgK]$   | spez. Wärmekapazität bei konst. Druck    |
| $C$       | $[-]$       | Koeffizient                              |
| $C$       | $[m/s]$     | Geschwindigkeit im Rechenraum            |
| $C$       | $[-]$       | Courantzahl                              |
| $c_p$     | $[kg/m^3]$  | Partikelvolumskonzentration              |
| $C_W$     | $[-]$       | Widerstandsbeiwert                       |
| $d$       | $[m]$       | Durchmesser                              |
| $D$       | $[m]$       | Durchmesser                              |
| $e$       | $[-]$       | Restitutionskoeffizient                  |
| $Eu$      | $[-]$       | Eulerzahl                                |
| $F$       | $[N]$       | Kraft                                    |
| $Fr$      | $[-]$       | Froudezahl                               |
| $g$       | $[m/s^2]$   | Erdbeschleunigung                        |
| $G$       | $[kg/ms^3]$ | Produktionsrate infolge der Volumskräfte |
| $h$       | $[J/kg]$    | spezifische Enthalpie                    |
| $H$       | $[J]$       | Enthalpie                                |
| $H_u$     | $[J/kg]$    | unterer Heizwert                         |
| $k$       | $[-]$       | Konstante                                |
| $k$       | $[m^2/s^2]$ | turbulente kinetische Energie            |
| $k_I$     | $[\%]$      | Förderluftanteil                         |
| $K$       | $[-]$       | Konstante                                |
| $L$       | $[m]$       | Länge                                    |
| $La$      | $[-]$       | Lavalzahl                                |
| $m$       | $[kg]$      | Masse                                    |
| $\dot{m}$ | $[kg/s]$    | Massenstrom                              |
| $M$       | $[-]$       | Maßstabsfaktor                           |
| $Ma$      | $[-]$       | Machzahl                                 |
| $n$       | $[m]$       | Normalvektor                             |

|           |             |  |
|-----------|-------------|--|
| $N$       | $[-]$       | Zahl                                     |
| $p$       | $[Pa]$      | Druck                                    |
| $P$       | $[W]$       | Leistung                                 |
| $P$       | $[kg/ms^3]$ | Produktionsrate                          |
| $q$       | $[J/kg]$    | spezifische übertragene Wärme            |
| $\dot{Q}$ | $[W]$       | Wärmestrom                               |
| $r$       | $[m]$       | Radius                                   |
| $R$       | $[J/kgK]$   | Gaskonstante                             |
| $Re$      | $[-]$       | Reynoldszahl                             |
| $s$       | $[J/kgK]$   | spezifische Entropie                     |
| $S$       | $[-]$       | Quellterm                                |
| $t$       | $[s]$       | Zeit                                     |
| $T$       | $[K]$       | Temperatur                               |
| $Tu$      | $[-]$       | Turbulenzgrad                            |
| $u_{Br}$  | $[\%]$      | Brennstoffeuchte                         |
| $U$       | $[m/s]$     | Geschwindigkeit                          |
| $v$       | $[m/s]$     | Geschwindigkeit                          |
| $v$       | $[m^3/kg]$  | spezifisches Volumen                     |
| $V$       | $[m^3]$     | Volumen                                  |
| $V$       | $[m/s]$     | Geschwindigkeit                          |
| $w_s$     | $[m/s]$     | Sinkgeschwindigkeit                      |
| $w_t$     | $[J/kg]$    | spezifische technische Arbeit            |
| $W$       | $[m/s]$     | Geschwindigkeit                          |
| $x$       | $[m]$       | Laufkoordinate entlang der Injektorachse |
| $x, y, z$ | $[m]$       | allgemeine Koordinaten                   |
| $z$       | $[m]$       | geodätische Höhe                         |

### Griechische Formelzeichen

|               |             |  |
|---------------|-------------|--|
| $\alpha$      | $[^\circ]$  | Winkel                                   |
| $\alpha_F$    | $[-]$       | Volumensanteil des Fluids                |
| $\alpha_P$    | $[-]$       | Partikelvolumskonzentration              |
| $\beta$       | $[^\circ]$  | Winkel                                   |
| $\beta$       | $[-]$       | Durchmesser Verhältnis                   |
| $\gamma$      | $[^\circ]$  | Winkel                                   |
| $\Gamma$      | $[*]$       | Diffusionskoeffizient                    |
| $\delta$      | $[^\circ]$  | Winkel                                   |
| $\Delta$      | $[-]$       | relative Änderung einer beliebigen Größe |
| $\varepsilon$ | $[m^2/s^3]$ | Dissipationsrate                         |
| $\zeta$       | $[-]$       | Sekundärluftverhältnis                   |
| $\eta$        | $[kg/ms]$   | dynamische Viskosität                    |
| $\eta_M$      | $[-]$       | Mischungswirkungsgrad                    |
| $\kappa$      | $[-]$       | Isentropenexponent                       |
| $\mu$         | $[-]$       | Feststoffbeladung                        |
| $\mu_T$       | $[kg/ms]$   | Wirbelviskosität                         |
| $\nu$         | $[m^2/s]$   | kinematische Viskosität                  |
| $\xi$         | $[m]$       | Koordinate im Rechenraum                 |
| $\pi_{Bk}$    | $[-]$       | Brennkammerdruckverhältnis               |
| $\pi_D$       | $[-]$       | Düsendruckverhältnis                     |

|             |                      |                                     |
|-------------|----------------------|-------------------------------------|
| $\pi_V$     | [–]                  | Verdichtungsverhältnis              |
| $\Pi_i$     | [–]                  | beliebige dimensionslose Kennzahl   |
| $\rho$      | [kg/m <sup>3</sup> ] | Dichte                              |
| $\sigma$    | [N/mm <sup>2</sup> ] | Spannung                            |
| $\tau$      | [s]                  | Zeit                                |
| $\phi$      | [°]                  | innerer Strahlöffnungswinkel        |
| $\phi$      | [*]                  | turbulente Schwankungsgröße         |
| $\varphi_j$ | [*]                  | beliebige dimensionsbehaftete Größe |
| $\Psi$      | [–]                  | Druckziffer                         |
| $\Phi$      | [*]                  | Strömungsgröße                      |

### Tiefgestellte Indizes

|                       |  |
|-----------------------|--|
| <i>a</i>              | in achsialer Richtung                        |
| <i>A</i>              | Ansaugung, kennzeichnet Sekundärluftströmung |
| <i>atm</i>            | atmosphärisch                                |
| <i>Auf</i>            | Auftrieb                                     |
| <i>B</i>              | Beschleunigung                               |
| <i>Bk</i>             | Brennkammer                                  |
| <i>Br</i>             | Brennstoff                                   |
| <i>dyn</i>            | dynamisch                                    |
| <i>Diff</i>           | Diffusor                                     |
| <i>eff</i>            | effektiv                                     |
| <i>f</i>              | feucht                                       |
| <i>F</i>              | Fluid  |
| <i>FR</i>             | Förderrohr                                   |
| <i>FD</i>             | Fangdüse                                     |
| <i>FL</i>             | Förderluft                                   |
| <i>G</i>              | Schwerkraft                                  |
| <i>Grenz</i>          | Grenzwert                                    |
| <i>i, j, k</i>        | Laufindizes                                  |
| <i>Inj</i>            | Injektor, bezogen auf den Injektoraustritt   |
| <i>k</i>              | kritisch                                     |
| <i>K</i>              | Kernbereich des Treibstrahls                 |
| <i>L</i>              | Luft   |
| <i>L<sub>I</sub></i>  | Primärluft                                   |
| <i>L<sub>II</sub></i> | Sekundärluft                                 |
| <i>max</i>            | Maximalwert                                  |
| <i>min</i>            | Minimalwert                                  |
| <i>M</i>              | Mischrohr                                    |
| <i>M</i>              | kennzeichnet die Strahlmitte                 |
| <i>MK</i>             | Mischkammer                                  |
| <i>n</i>              | Normal                                       |
| <i>P</i>              | Partikel                                     |
| <i>r</i>              | in radialer Richtung                         |
| <i>ref</i>            | Referenz                                     |
| <i>rel</i>            | relativ                                      |
| <i>Rot</i>            | Rotation                                     |

|             |  |
|-------------|--|
| <i>stat</i> | stationär  |
| <i>Sys</i>  | Systemzustand, bezogen auf die Austrittsebene der Treibdüse außerhalb des Treibstrahls |
| <i>t</i>    | technisch  |
| <i>T</i>    | Treibstrahl bzw. Treibdüse   |
| <i>Tot</i>  | Totalzustand   |
| <i>Tr</i>   | Trichter   |
| <i>u</i>    | Umgebungszustand   |
| $\ddot{U}D$ | Überdruck  |
| <i>V</i>    | Verlust  |
| <i>W</i>    | Widerstand, bezogen auf den Luftwiderstand   |
| <i>o</i>    | bezogen auf ein Einzelpartikel   |
| 0           | Ausgangszustand, Ruhe- bzw. Totalzustand   |

### Hochgestellte Indizes

- gemittelt
- \* kritisch
- \* bezogen

( [\*] ... Einheit hängt von der jeweiligen Verwendung ab )

# Kapitel 1

## Einleitung

Biomasse wird zur Nutzenergiegewinnung seit Jahrtausenden verwendet. Die mit der Verwendung fossiler Brennstoffe auftretenden Umweltprobleme verhelfen der nachhaltigen Nutzung von Biomasse als Energieträger nach den Rückschlägen seit der Industrialisierung wieder zu steigender Aktualität. Die Verwendung von Biomasse zur Stromerzeugung im Allgemeinen und Holz im Besonderen wurde bereits in vorangehenden Arbeiten von SENGSMIED [47], JOPICH [28] und TMEJ [53] dargestellt. Auf die Eigenschaften von Holz als Brennstoff wird in den Arbeiten von PELZMANN [38] und EBERHARTER [16] detailliert eingegangen, die sich mit der Entwicklung und dem Betrieb einer druckaufgeladenen Brennkammer zur Verbrennung von Holzstaub befassen.

Die Nutzung von Biomasse zur Gewinnung von elektrischer Energie ist hinsichtlich der Anlagengröße gewissen Grenzen unterworfen. Dies ist durch die im Vergleich zu herkömmlichen Brennstoffen wie Kohle oder Erdgas geringe Energiedichte von biogenen Brennstoffen und dem damit verbundenen erhöhten logistischen Aufwand begründet. Die Errichtung von Anlagen mit einer für Kohle- oder Gaskraftwerke üblichen Größenordnung mit herkömmlicher Feuerung und Dampfkreisläufen ist daher mit hohen Investitionskosten im Verhältnis zur installierten Leistung verbunden. Die Errichtung von kleinen und mittleren dezentralen Anlagen unter Verwendung eines Gasturbinenprozesses zur Vermeidung dieser Problematik wurde bereits in den achtziger Jahren vorgeschlagen. Was noch fehlte, war die technische Umsetzung und Entwicklung einer Brennkammer zur druckaufgeladenen Verbrennung von Biomasse samt einem dazugehörigen Brennstofffördersystem. Unabhängig voneinander wurde unter anderem in den USA und in Schweden an der Verwirklichung unterschiedlicher Konzepte gearbeitet.

Am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung der Technischen Universität Wien beschäftigt man sich seit 1991 mit der Entwicklung feststoffgefeuerter Gasturbinen mit Direktverbrennung. Im Mittelpunkt dieses Projekts steht die Verbrennung von Holzstaub und Sägemehl, also von Holzabfällen, wie sie in der Sägewerks- und Holzindustrie entstehen. Neben ökonomischen Studien begann SENGSMIED [46, 47] mit theoretischen Untersuchungen zur Verbrennung von Holzstaub und konzipierte eine Brennkammer, die in der Folge schrittweise realisiert und getestet wurde [38].

Für einen erfolgreichen Betrieb von Brennkammer und Gasturbine ist es sehr wichtig, eine geeignete Technik zur Brennstoffbeschickung zu finden. Daher wurde von JOPICH [28] am *ITE*<sup>1</sup> im Rahmen eines vom *FWF*<sup>2</sup> unterstützten Projekts ein pneumatisches Brennstoffför-

---

<sup>1</sup>Institut für Thermodynamik und Energiewandlung

<sup>2</sup>Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung

dersystem entwickelt.

In der Folge wurden am Institut im Rahmen eines von der EU geförderten Projekts <sup>3</sup> zahlreiche Förderversuche durchgeführt. Diese umfassten die Untersuchung des Verhaltens des Brennstoffördersystems unter Variation zahlreicher Parameter. Im Zuge dieser Versuche wurde auch die Förderung von unterschiedlichen Holzsorten und Korngrößen erprobt. Neben diesen Förderversuchen umfasste das EU-Projekt die Entwicklung und die Erprobung einer druckaufgeladenen Brennkammer, um eine Kleingasturbine zu betreiben.

Die bei diesen Förderversuchen in den verschiedenen Ausbaustufen der Gesamtanlage gewonnene Erkenntnisse sollen die Grundlagen zur Entwicklung von pneumatischen Fördereinrichtungen für Anlagen größeren Maßstabs bilden. Dabei soll zusätzlich zu konventionellen Methoden auch auf die rechnergestützte Simulation von feststoffbeladenen Strömungen zurückgegriffen werden.

## Versuchsanlage am Institut

Die Abbildung 1.1 zeigt ein Prinzipschaltbild der direkt mit Holzstaub befeuerten Gasturbine am ITE in der letzten Ausbaustufe, bei der die Gasturbine mit der druckaufgeladenen Brennkammer betrieben wurde [38].

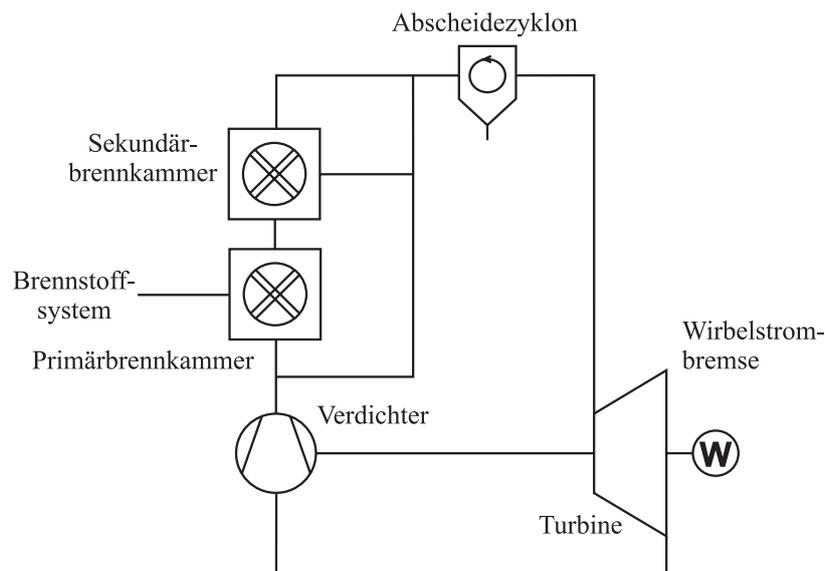


Abbildung 1.1: Direkt holzstaubgefeuere Gasturbine am ITE

## 1.1 Druckaufgeladene Brennkammer

Vor der Entwicklung des Brennstoffördersystems stand die konzeptionelle Entwicklung der druckaufgeladenen Brennkammer, die die Randbedingungen für die Brennstoffversorgung vorgibt [47]. In der Folge wurde die Entwicklung des Brennstoffördersystems vorangetrieben und eine Fülle von Förderversuchen mit der Variation zahlreicher Parameter durchgeführt.

<sup>3</sup>JOR-CT98-0281 Biopowder Cogen

Die Verwirklichung eines in einigen Punkten adaptierten Brennkammerkonzepts wird eingehend in der Arbeit von PELZMANN [38] beschrieben. Im Rahmen seiner Arbeit wird die Verbrennung von Holzstaub unter Druck dargelegt. Neben der Auslegung der Komponenten der Brennkammer, wie der Primär- und der Sekundärbrennkammer, der elektrischen Luftvorwärmer zum Anfahren und Zünden und des Axialzyklons zur Entstaubung der heißen Verbrennungsgase werden die Messergebnisse der verschiedenen Ausbaustufen präsentiert. Nach ersten Verbrennungsversuchen ohne Gasturbine wurde die Brennkammer im Endausbau vom Verdichter der Gasturbine mit Verbrennungsluft versorgt und die Turbine mit den Verbrennungsgasen angetrieben, wobei mittels einer Wirbelstrombremse Leistung abgezogen wurde.

Die Errichtung und der Betrieb der nach diesem Konzept entwickelten Brennkammer ergaben einige kleinere Änderungen der Anforderungen an das Brennstofffördersystem. Diese geänderten Anforderungen aufgrund der gewonnenen Betriebserfahrungen mit der Brennkammer als Teil der Gasturbinenanlage sollen bei der Auslegung von pneumatischen Förderanlagen für Anlagen größerer Leistung berücksichtigt werden.

## 1.2 Brennstoffsystem

Die Entwicklung des Brennstoffsystems zur Beschickung der druckaufgeladenen Brennkammer erfolgte mit Hilfe der zuvor festgelegten Rahmenbedingungen des gewählten Brennkammerkonzepts.

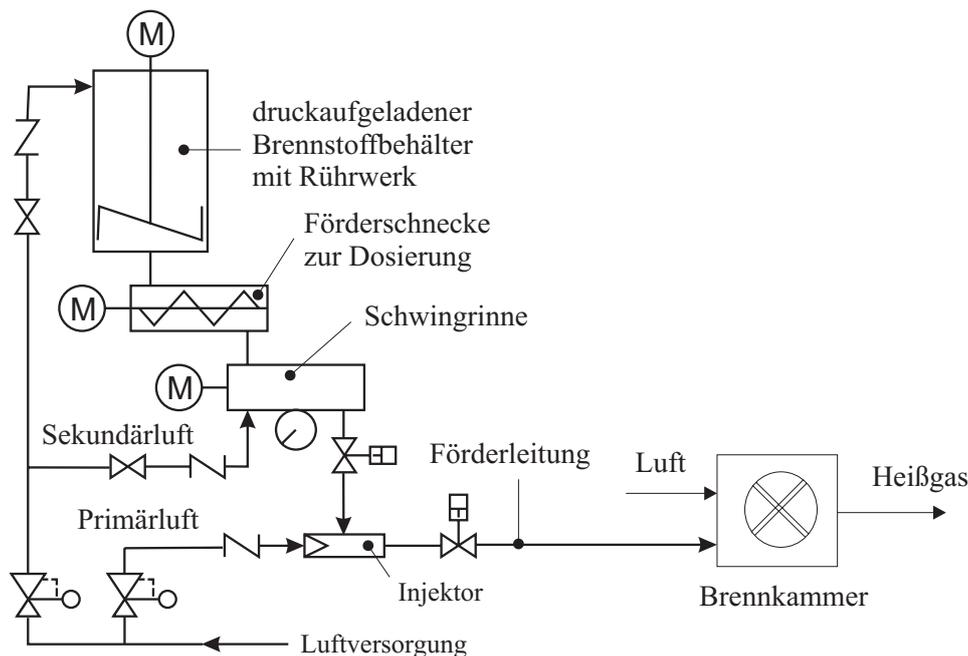


Abbildung 1.2: Brennstoffsystem von JOPPICH [28]

Abbildung 1.2 zeigt das von JOPPICH [28] verwirklichte Brennstoffsystem, das aus einem druckaufgeladenen Vorratsbehälter mit Rührwerk, einer Förderschnecke zur Dosierung des Brennstoffes und einer Schwingrinne zur Vergleichmäßigung des Brennstoffmassenstroms besteht. Die Einbringung in die druckaufgeladene Brennkammer erfolgt mittels Injektor.

Der Vorratsbehälter wird mit Brennstoff befüllt und anschließend mit Druck beaufschlagt. Ein Rührwerk im Vorratsbehälter sorgt für einen gleichmäßigen Austrag des Brennstoffs und verhindert die Bildung von Fördergutbrücken über der Abflussöffnung. Der Brennstoffmassenstrom wird von einer Förderschnecke durch die Einstellung der Drehzahl vorgegeben. Im Anschluss daran wird der Brennstoffstrom durch eine Schwingrinne vergleichmäßiggt. Danach gelangt das Fördergut über ein Fallrohr in einen Injektor. Der Injektor wird mit Primärluft unter höherem Druck betrieben und transportiert den Brennstoff über eine waagrechte Förderleitung in die Primärbrennkammer der Gasturbine.

## Kapitel 2

# Aufgabenstellung

Am ITE wurde eine Reihe von Förderversuchen mit verschiedenen Holzsorten durchgeführt. Im Hinblick auf die spätere Verwendung des Brennstofffördersystems zur Beschickung einer druckaufgeladenen Brennkammer wurden Förderversuche mit unterschiedlichen simulierten Gegendrücken durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Förderversuche sind in den Arbeiten von JOPPICH und TMEJ [28, 53] dargestellt. Auf Basis dieser Förderversuche wurde das Brennstofffördersystem dann im Echtbetrieb mit der Brennkammer betrieben.

Durch den Betrieb der Brennkammer - und damit auch des Brennstofffördersystems - unter realen Bedingungen haben sich zusätzlich neue Erkenntnisse für die Brennstoffförderung ergeben [38].

Somit sind wichtige Teilaufgaben des Projekts „Holzstaubgefeuerte Gasturbine“ gelöst:

- Auslegung der einzelnen Teilsysteme wie Brennstoffsystem und Brennkammer
- Erprobung der einzelnen Teilsysteme und Durchführung von Versuchen mit den einzelnen Teilsystemen
- Zusammenbau und Inbetriebnahme der Gesamtanlage

Die mit dem als Versuchsanlage konzipierten Brennstoffsystem durchgeführten Förderversuche sollen außerdem die Grundlage für die Auslegung eines Brennstoffsystems für eine um eine Größenordnung größere Gasturbinenanlage dienen.

Die Erprobung des Brennstoffsystems umfasste weiters die Untersuchung des Betriebsverhaltens bei An- und Abfahrvorgängen und bei Druckschwankungen in der Brennkammer. Die vorliegenden Arbeiten zum Thema „Holzstaubgefeuerte Gasturbine“ lassen unter anderem folgende Frage offen:

- Wie können die bei den Förderversuchen mit dem Injektor als Teil des Brennstoffsystems gesammelten Versuchsdaten für die Auslegung eines Injektors für eine Gasturbinenanlage einer um eine Größenordnung größeren Leistungsklasse verwendet werden ?

Zu dieser Fragestellung sollen die Versuchsergebnisse von JOPPICH und TMEJ mit Hilfe einer Dimensionsanalyse aufbereitet und dimensionslos dargestellt werden. Die wesentlichen Einflussgrößen sollen herausgearbeitet werden. Das Ziel ist die Vorgabe einer möglichen Vorgehensweise für die Auslegung eines Injektors für eine Anlage größeren Maßstabs.

Der zweite Themenbereich beinhaltet die Simulation der Zweiphasenströmung im Injektor mit Hilfe von *CFD*<sup>1</sup>.

- Darstellung der Methoden von CFD und Identifikation der geeigneten Methoden

Hier soll ein Überblick über die zurzeit gegebenen Möglichkeiten der computergestützten Simulation von Ein- und Mehrphasenströmungen gegeben werden. Es soll auf die limitierenden Größen und Grenzen der Modellierung eingegangen werden und eine Auswahl bezüglich der in Frage kommenden Berechnungsmethoden getroffen werden.

- Nachrechnung von Versuchsergebnissen

Die Anwendbarkeit von CFD auf die Zweiphasenströmung im Injektor soll anhand von Beispielen aus der Literatur und der am Institut durchgeführten Versuche dargestellt werden. Darin sollen die grundsätzlichen Möglichkeiten und die praktischen Grenzen bei der Berechnung der Zweiphasenströmung in Injektoren behandelt werden.

- Berechnung der Auswirkungen von Änderungen an der Geometrie

Ausgangspunkt sind die mit Versuchsdaten verifizierten Berechnungsergebnisse. Mit Hilfe von CFD sollen die Auswirkungen von kleinen Änderungen der Geometrie, für die es keine entsprechenden Daten aus Versuchen gibt, untersucht werden. Es sollen für diese Änderungen die Folgen für die Strömung im Bereich der Mischkammer und der Fangdüse und den erzielbaren Druckaufbau untersucht werden.

- Neuberechnung von Injektoren für Anlagen größeren Maßstabs, Scale-up

Mit dieser Aufgabe sollen nun beide Themenbereiche der auf Förderversuche gestützten Auslegung und der Berechnung mit CFD zusammengeführt werden. Mit Hilfe der zuvor festgelegten Kriterien wird eine erste Grobauslegung eines Injektors für eine Anlage in größerem Maßstab durchgeführt. Die so ermittelten Geometrie- und Betriebsdaten bilden den Ausgangspunkt der CFD-Simulation.

---

<sup>1</sup>Computational Fluid Dynamics

## Kapitel 3

# Einführung in die pneumatische Fördertechnik

In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die pneumatische Förderung von Feststoffen als Teilgebiet der Strömungsfördertechnik dargestellt und es werden die wichtigsten Förderzustände bei der pneumatischen Förderung von Feststoffen beschrieben. Ein Teil der hier angeführten Grundlagen wurde bereits in der Arbeit von JOPPICH [28] vorgestellt, soll aber auch hier zum besseren Verständnis angeführt werden. Dem Gutaufgabeinjektor kommt als Vorrichtung zur Einschleusung der Brennstoffpartikel eine besondere Bedeutung zu. Hier wird der prinzipielle Aufbau und die Funktionsweise eines Gutaufgabeinjektors beschrieben.

Der zur Förderung von Brennstoff in eine druckaufgeladene Brennkammer konzipierte Injektor am ITE der Technischen Universität Wien kann in mehreren Betriebsweisen, die durch den Anteil der Sekundärluft an der gesamten Förderluft unterschieden werden, betrieben werden [28] (siehe Abbildung 1.2). Diese Betriebsweisen werden in der Folge kurz dargestellt.

### 3.1 Überblick, Einteilung

In der Strömungsfördertechnik werden im Allgemeinen gasförmige oder flüssige Trägermedien verwendet, um Feststoffe zu transportieren. Eine Einteilung kann daher nach dem Aggregatzustand des Fördermediums getroffen werden. Bei der hydraulischen Förderung werden flüssige Trägermedien verwendet. Bei der Verwendung von gasförmigen Trägermedien spricht man von pneumatischer Förderung. Strömungsförderer werden im Saug-, Druck- oder im kombinierten Saug - Druckbetrieb verwendet. Bei Rückführung des Fördermediums von der Gutabgabe zur Gutaufgabe spricht man von einer Anlage mit geschlossenem Kreislauf, ohne Rückführung des Fördermediums zur Gutaufgabe spricht man von einem offenen Kreislauf.

Beim Saugbetrieb werden Fördergut und Fördermedium typischerweise bei Umgebungsdruck aufgenommen. Nach der Gutabgabe wird der dem Druckverlust der Förderleitung entsprechende Unterdruck gegenüber der Umgebung ausgeglichen.

Beim Druckbetrieb wird bei konventionellen Förderanlagen das Fördermedium vor der Aufnahme des Fördergutes auf einen dem Druckverlust der Förderleitung entsprechenden Überdruck gegenüber der üblicherweise atmosphärischen Umgebung gebracht und das Fördergut mit einer geeigneten Schleuse eingebracht. Dieser Überdruck  $p_{\ddot{U}D}$  wird als Differenz zwischen dem Druck am Anfang der Förderleitung und am Ende der Förderleitung definiert. Bei der

pneumatischen Förderung wird nach WEBER nach dem Überdruck  $p_{\ddot{U}D}$  in der Förderanlage zwischen Nieder-, Mittel- und Hochdruckförderanlagen unterschieden (siehe Tabelle 3.1 [56]).

Tabelle 3.1: Überdruck pneumatischer Förderanlagen [56]

| Druckniveau | Überdruck $p_{\ddot{U}D}$                                 |
|-------------|---|
| Niederdruck | $p_{\ddot{U}D} \leq 0,2 \text{ bar}$                      |
| Mitteldruck | $0,2 \text{ bar} \leq p_{\ddot{U}D} \leq 0,5 \text{ bar}$ |
| Hochdruck   | $0,5 \text{ bar} \leq p_{\ddot{U}D} \leq 10 \text{ bar}$  |

Im Gegensatz zur konventionellen pneumatischen Förderanlage erfolgt die Gutaufnahme bei dem am ITE verwendeten Injektor bei einem gegenüber der Atmosphäre erhöhten Druck. Die Gutabgabe in der Brennkammer erfolgt ebenfalls bei einem gegenüber dem Atmosphärendruck erhöhten Brennkammerdruck.

## 3.2 Aufbau und Funktionsweise

Bei der pneumatischen Förderung von Feststoffpartikeln werden neben Zellenradschleusen häufig Gutaufgabeinjektoren zur Einschleusung des Fördergutes eingesetzt. Injektoren haben gegenüber Zellenradschleusen den Vorteil, dass sie keine beweglichen Teile enthalten und deshalb weniger großem Verschleiß unterworfen sind. Der Nachteil bei der Verwendung von Gutaufgabeinjektoren liegt im höheren erforderlichen Energieaufwand gegenüber Zellenradschleusen.

### 3.2.1 Aufbau und Geometrie

Der prinzipielle Aufbau eines Gutaufgabeinjektors wird in Abbildung 3.1 gezeigt. Ein Gutaufgabeinjektor besteht aus folgenden Komponenten: Treibdüse, Mischkammer mit Gutaufgabetrichter, Fangdüse, Mischrohr und Diffusor als Anschluss zur Förderleitung.

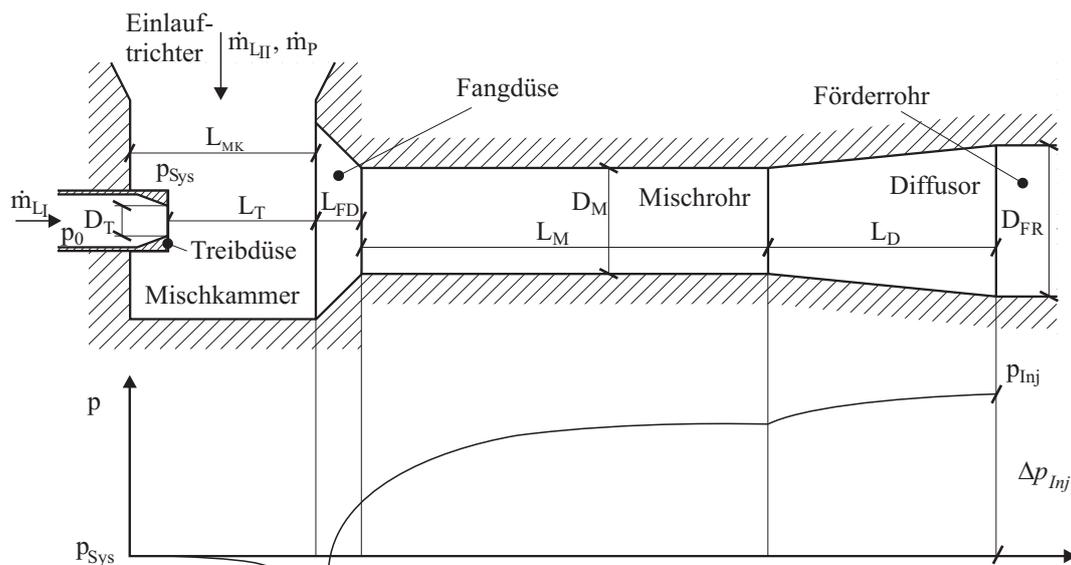


Abbildung 3.1: Prinzipieller Aufbau eines Gutaufgabeinjektors und qualitativer Verlauf des statischen Drucks entlang der Injektorachse

Bei der Auslegung eines Gutaufgabeinjektors sind die in Abbildung 3.1 eingetragenen Geometriegrößen zu bestimmen, für die es Anhaltswerte aus Experimenten gibt.

### 3.2.2 Vorgänge im Injektor

Bei den in der pneumatischen Fördertechnik eingesetzten Gutaufgabeinjektoren werden üblicherweise konvergente Treibdüsen eingesetzt. So wurden auch die Förderversuche von JOP-PICH und TMEJ ausschließlich mit konvergenten Treibdüsen durchgeführt [28]. Die Eintrittsgeschwindigkeit des Treibstrahles ist durch den Düsendurchmesser  $D_T$ , die Ruhetemperatur  $T_0$  und den Ruhedruck  $p_0$  vor der Düse und durch den Systemdruck  $p_{Sys}$  unmittelbar an der Außenseite der Düse festgelegt. Zwischen Düse und dem Ende der Mischstrecke, wo der Treibstrahl die Wand berührt, kommt es durch Impulsaustausch des Treibstrahls mit der Luft in der Mischkammer zu einer deutlichen Änderung des Geschwindigkeitsprofils des Treibstrahls. Der Strahl weitet sich auf und das führt zu einer Verzögerung der Luftgeschwindigkeit: der Strahl platzt auf. In der Mischstrecke wird die Geschwindigkeit des Strahls auf die durch den Mischrohrdurchmesser  $D_M$  festgelegte Endgeschwindigkeit  $v_M$  herabgesetzt. Dadurch steigt der statische Druck. Im Diffusor wird die Luftgeschwindigkeit durch eine stetige Querschnittserweiterung weiter reduziert, wodurch der statische Druck weiter steigt. Bei der Förderung von Feststoff findet ein zusätzlicher Impulsaustausch zwischen Strahl und den Feststoffpartikeln statt. Dabei werden feine Partikel stärker beschleunigt als grobe, so dass der Druckaufbau im Injektor bei der Förderung von feinem Material geringer ausfällt.

Durch den starken Eintrittsimpuls des Treibstrahls mit dem Massenstrom  $\dot{m}_{L_I}$  kann unmittelbar in der Mischkammer ein leichter Unterdruck gegenüber der Umgebung entstehen. Dadurch wird Luft aus dem Trichter oberhalb der Mischkammer angesaugt. Es kommt zu einem Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{L_{II}}$ . Da die Sekundärluft genau wie der Feststoff entlang der Injektorachse beschleunigt wird, führt auch die angesaugte Sekundärluft zu einer Herabsetzung des Druckaufbaus im Injektor.

Tabelle 3.2: Unterscheidung der Gutaufgabeinjektoren nach Druckbereichen mit Anhaltswerten bei  $p_{Sys} = 1\text{bar}$ ,  $d_P = 100\mu\text{m}$ ,  $\rho_P = 2650\text{kg/m}^3$ ,  $L_M/D_M = 4$ ,  $\eta_D = 0,85$  [33]

|   | Niederdruck-<br>injektor |       | Mitteldruck-<br>injektor |        | Hochdruck-<br>injektor |        |
|---|--------------------------|-------|--------------------------|--------|------------------------|--------|
| $p_0/p_{Sys}$                                     | 1,2                      |       | 3                        |        | 11                     |        |
| $v_T$ in $\text{m/s}$                             | 175                      |       | 400                      |        | 500                    |        |
| $D_M/D_T$   | 1,5                      | 2     | 2                        | 4      | 2,5                    | 4      |
| $\Delta p_{Inj,max}$ bei $\mu = 0$ in $\text{Pa}$ | 11.000                   | 7.000 | 50.000                   | 15.000 | 150.000                | 65.000 |
| $\mu$ bei $\Delta p_{Inj} = \Delta p_{Inj,max}/2$ | 1,5                      | 3     | 3                        | 6      | 2                      | 4      |

In der Fördertechnik wird der Druckaufbau des Injektors in der Regel als Förderdruck benötigt, d.h. er dient zur Überwindung des Druckverlustes des pneumatischen Feststofftransportes in der Förderleitung. Daher werden Gutaufgabeinjektoren üblicherweise nach ihrem Druckaufbau bei unbeladener Gasströmung klassifiziert: in Niederdruck-, Mitteldruck- und Hochdruckinjektoren (siehe Tabelle 3.2). Ihre wesentlichen Unterschiede bestehen im Druckverhältnis, das über den Treibdüsen anliegt. Während die Treibstrahlgeschwindigkeit von Niederdruckinjektoren im engsten Düsenquerschnitt unterkritisch ist, liegen bei Mittel- und Hochdruckinjektoren kritische Strömungsverhältnisse vor. Durch Nachexpansion hinter dem

Düsenaustritt kann die Treibstrahlgeschwindigkeit dann noch anwachsen. Je nach Düsen-  
druckverhältnis ist folglich für den Treibstrahl zwischen einem Unterschalltreibstrahl und  
einem Überschalltreibstrahl zu unterscheiden (vgl. Abschnitt 3.3.1).

### 3.3 Grundlagen

Im vorliegenden Abschnitt werden die wichtigsten Grundlagen und Modelle für die Beschrei-  
bung der Vorgänge in einem Gutaufgabeinjektor behandelt.

Bei der konventionellen Auslegung von Gas-Feststoffinjektoren kommt vornehmlich die ein-  
dimensionale Betrachtung der Zweiphasenströmung zur Anwendung. Die hierfür relevanten  
Gleichungen und deren Ableitung wurden bereits mehrfach beschrieben [33, 56] und werden  
im Rahmen dieser Arbeit lediglich im Überblick dargestellt.

Im Injektor werden Teilchen durch den Treibstrahl beschleunigt. In der Folge werden die  
wichtigen Parameter, die die Ausbreitung des Treibstrahls im Injektor beeinflussen, beschrie-  
ben.

Weiters wird die dreidimensionale Betrachtung der Gas-Feststoffströmung dargestellt. Dabei  
werden die für einen Gutaufgabeinjektor in Frage kommenden Förderzustände beschrieben.  
Diese Betrachtungen bilden die Grundlage für die Modellbildung der Zweiphasenströmung in  
kommerziellen CFD-Programmen.

#### 3.3.1 Treibstrahl

Bei Injektoren wird der Impuls des Treibstrahls genutzt, um Teilchen zu beschleunigen, und  
durch Verzögerung der Strömung in der Mischkammer und im Diffusor wird eine Erhöhung  
des statischen Drucks erreicht. Die Kenntnis der die Strömung bestimmenden Größen ist für  
die Berechnung der Treibstrahlströmung notwendig.

Die Strömung einer Düse kann ausgehend vom ersten Hauptsatz der Thermodynamik für  
einen stationären Fließprozeß zwischen den Querschnitten 1 und 2 dargestellt werden [4, 11,  
51] (Abbildung 3.2).

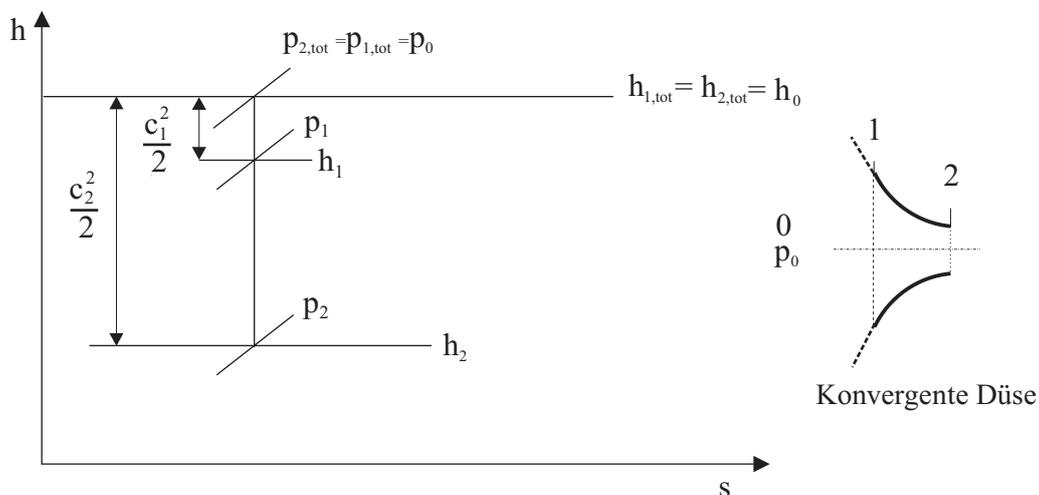


Abbildung 3.2: Isentroper Zustandsverlauf in einer konvergenten Düse

$$q_{12} + w_{t,12} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) \quad (3.1)$$

Mit der Annahme eines adiabaten Systems ( $q_{12}=0$ ), dass keine technische Arbeit verrichtet wird ( $w_{t,12}=0$ ) und einer horizontalen Strömungsführung ( $g(z_2-z_1)=0$ ) ergibt sich für die Düsenströmung:

$$h_1 - h_2 = \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) \quad (3.2)$$

Mit der Zustandsgleichung für ideale Gase,

$$pv = RT \quad T = \frac{pv}{R} \quad (3.3)$$

der Enthalpiegleichung für ein ideales Gas,

$$\Delta h = c_p \Delta T \quad h_1 - h_2 = c_p (T_1 - T_2) \quad (3.4)$$

der Gleichung für die spezifische Wärmekapazität,

$$c_p = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R \quad (3.5)$$

und den Isentropengleichungen

$$p_1 v_1^\kappa = p_2 v_2^\kappa \quad \left( \frac{T_2}{T_1} \right) = \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (3.6)$$

lässt sich die Treibstrahlgeschwindigkeit bestimmen.

Die nachfolgenden Gleichungen gelten für jeden beliebigen Querschnitt der Düse. Jedoch wird in der Folge angenommen, dass der Punkt 1 abweichend von Abbildung 3.2 den engsten Querschnitt der Düse kennzeichnet und im Punkt 0 in einiger Entfernung stromaufwärts von der Düse sei die Fluidgeschwindigkeit  $c_0=0$ . Die Gleichungen 3.2 und 3.4 ergeben dann:

$$\frac{1}{2} c_1^2 = c_p T_0 \left( 1 - \frac{T_1}{T_0} \right) \quad (3.7)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 3.3, 3.5 und 3.6 erhält man die Bestimmungsgleichung der Gasgeschwindigkeit  $c_1$  im engsten Düsenquerschnitt.

$$c_1 = \sqrt{2p_0 v_0} \underbrace{\sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}}_{=: \nu} \quad (3.8)$$

Die zweite Wurzel in Gleichung 3.8 wird als Funktion  $\nu$  bezeichnet. Mit Hilfe der Gleichung für den Massenstrom durch den engsten Querschnitt

$$\dot{m} = A_1 \rho_1 c_1 \quad \rho_1 = \frac{1}{v_1} \quad (3.9)$$

und der Gleichung 3.6 lässt sich der Massenstrom durch die Düse  $\dot{m}$  ermitteln:

$$\dot{m} = \frac{A_1}{v_0} \sqrt{2p_0 v_0} \underbrace{\sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]}}_{=: \psi} \quad (3.10)$$

Der zweite Wurzelausdruck wird zur Durchflussfunktion  $\psi$  zusammengefasst. Beide Funktionen  $\psi$  und  $\nu$  sind Funktionen des Druckverhältnisses  $p_1$  zu  $p_0$ .

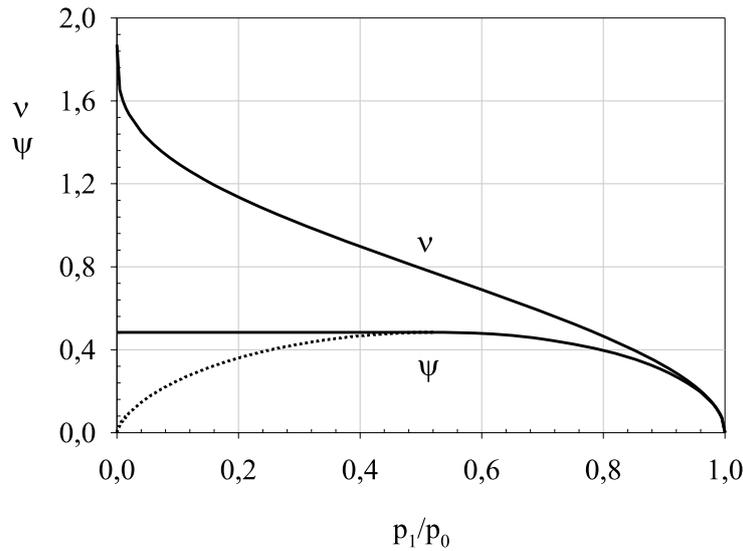


Abbildung 3.3: Funktionen  $\psi$  und  $\nu$  von  $\frac{p_1}{p_0}$  für Luft ( $\kappa=1,4$ )

Abbildung 3.3 zeigt die Funktionsverläufe über dem Druckverhältnis für Luft als Strömungsmedium. Für Luft mit einem Isentropenexponenten  $\kappa=1,4$  und einem Druckverhältnis  $\frac{p_1}{p_0}$  von 0,528, das auch das kritische Druckverhältnis  $\frac{p_k}{p_0}$  genannt wird, erreicht die Durchflussfunktion ein Maximum, für das Gleichung 3.11 gilt:

$$\frac{d\psi}{d\frac{p_1}{p_0}} = 0 \quad (3.11)$$

Das Ableiten der Durchflussfunktion  $\psi$  ergibt

$$\frac{p}{p_0} \left| \frac{d\psi}{d\frac{p_1}{p_0}} = 0 \right. = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (3.12)$$

und mit Gleichung 3.6 folgt:

$$\frac{T_k}{T_0} = \frac{2}{\kappa+1} \quad (3.13)$$

Einfügen der Gleichung 3.12 in die Funktionen  $\psi$  und  $\nu$  führt auf

$$\psi_k = \psi_{max} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + 1}} \quad \text{und} \quad \nu_k = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + 1}} \quad (3.14)$$

und schließlich auf die Geschwindigkeit  $c_k$  im engsten Düsenquerschnitt bei kritischem Druckverhältnis. Es zeigt sich, dass  $c_k$  gleich der Schallgeschwindigkeit ist.

$$c_k = \sqrt{\kappa p_k v_k} = \sqrt{\kappa R T_k} \quad (3.15)$$

Bei der Form der Düse unterscheidet man zwischen der einfachen konvergenten Düse ohne Erweiterung und der konvergent/divergenten Düse (Lavaldüse) mit einer stetigen Querschnittserweiterung nach der engsten Stelle.

Im Bereich der unterkritischen Strömung, wenn gilt  $\frac{p_1}{p_0} > \frac{p_k}{p_0}$ , wird in keinem Punkt die kritische Geschwindigkeit erreicht. In diesem Fall unterscheiden sich die konvergente und die konvergent/divergente Düse nicht.

Für die überkritische Strömung, wenn gilt  $\frac{p_1}{p_0} \leq \frac{p_k}{p_0}$ , wird bei beiden Düsenformen die kritische Geschwindigkeit im engsten Strömungsquerschnitt erreicht. Bei der konvergenten Düse kann der Druck unmittelbar nach dem Austritt nicht unter den kritischen Druck absinken und erst nach dem Austritt des Strahls aus der Düse kommt es zur verlustbehafteten Nachexpansion, wobei der Strahl aufplatzt [41, 51]. Bei der konvergent/divergenten Düse tritt nach dem engsten Querschnitt ein weiterer Anstieg der Geschwindigkeit und eine weitere Druckabnahme auf. Für diesen Fall gelten weiter die Gleichungen 3.8 und 3.10.

Für die konvergente Düse ergibt sich für den Massenstrom und die kritische Geschwindigkeit:

$$\dot{m} = \frac{A_1}{v_0} \sqrt{2p_0 v_0} \psi_{max} \quad c_k = \sqrt{\kappa p_0 v_0} \nu_k \quad (3.16)$$

Der Massenstrom und die kritische Geschwindigkeit (=Austrittsgeschwindigkeit) für die konvergente Düse sind somit begrenzt. Wird der Druck nach der Düse unter den kritischen Druck abgesenkt, so ergibt sich keine Zunahme des Massendurchflusses mehr, und die Austrittsgeschwindigkeit kann nicht über die Schallgeschwindigkeit ansteigen. Liegt der Druck hinter der konvergenten Düse unter dem kritischen Druck, so kommt es nach der Düse zur Nachexpansion des Strahls, welche mit einer weiteren Erhöhung der Geschwindigkeit verbunden ist. Dieser Geschwindigkeitszuwachs kann mit Hilfe der Überlegungen von NUSSELT [36] bestimmt werden.

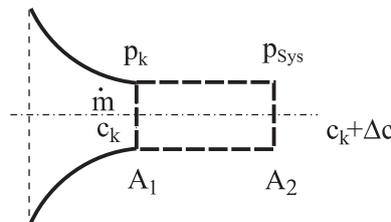


Abbildung 3.4: Kontrollvolumen über dem Austrittsquerschnitt des Treibstrahls

Durch das Ansetzen des Impulssatzes über ein Kontrollvolumen beginnend am Düsenaustritt

$$\dot{m}c_k + \dot{m}\Delta c - \dot{m}c_k = A_1p_k - A_1p_{sys} \quad \dot{m} = \rho_k A_1 c_k \quad (3.17)$$

lässt sich der Geschwindigkeitszuwachs mit

$$\Delta c = \frac{p_k - p_{sys}}{\rho_k c_k} \quad (3.18)$$

bestimmen. Für die Treibstrahlgeschwindigkeit ergibt sich somit:

$$c_T = c_k + \Delta c = c_k + \frac{p_k - p_{sys}}{\rho_k c_k}. \quad (3.19)$$

### 3.3.1.1 Ausbreitung des Treibstrahls

Der aus der konvergenten Treibstrahldüse in die Mischkammer austretende Treibstrahl kann für die einphasige Strömung und bei Vernachlässigung der Strömung aus dem Einlauftrichter näherungsweise als runder turbulenter Freistrahл betrachtet werden [45] (siehe auch Abb. 3.1). Von Freistrahlen spricht man beim Ausströmen von Gas in eine freie, ruhende Umgebung unbegrenzter Ausdehnung. In der Folge werden Luft-Freistrahlen und konvergente Düsen behandelt.

### 3.3.1.2 Unterschallfreistrahlen

Der Druck im Austrittsquerschnitt eines Unterschallfreistrahls ist gleich dem Druck der ruhenden Umgebung. Das Druckverhältnis der Düse  $\pi_D$ , das als Quotient von  $p_{sys}$ , das ist der Druck in der Mischkammer unmittelbar neben der Treibdüse, durch  $p_0$  definiert ist, ist stets größer als das kritische Druckverhältnis  $\frac{p_k}{p_0}$ . Das Strömungsfeld eines runden turbulenten Unterschallfreistrahls wird in drei Bereiche unterteilt: Den Kernbereich, den Übergangsbereich und den Ähnlichkeitsbereich oder auch Hauptbereich [45]. Abbildung 3.5 zeigt die Unterteilung des Unterschallfreistrahls in die drei Bereiche.

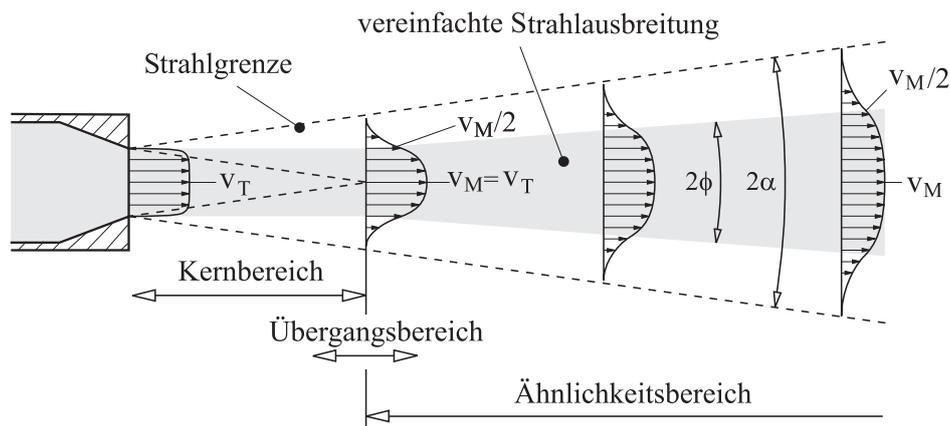


Abbildung 3.5: Ausbreitung des turbulenten Freistrahls bei Unterschallströmung

Am Düsenaustritt ist das Geschwindigkeitsprofil nahezu rechteckig, die Austrittsgeschwindigkeit ist  $v_T$ . An der Grenze des Strahls kommt es zum Impulsaustausch mit der ruhenden Umgebung. In diesem Mischungsgebiet am Rand des Treibstrahls wird der Freistrahл verzögert und die ruhende Umgebungsluft mitbewegt. Dadurch wird der Freistrahл mit einem

konstanten Winkel  $\alpha$  aufgeweitet.

Da die Geschwindigkeit am Strahlrand gegen Null geht, ist die Bestimmung des Winkels  $\alpha$  sehr schwierig. Die in der Literatur angegebenen Werte für den Ausbreitungswinkel schwanken zwischen  $17^\circ \leq \alpha \leq 24^\circ$  (Tabelle 3.3).

Tabelle 3.3: Ausbreitungswinkel  $\alpha$  runder turbulenter Unterschall-Freistrahlen [55]

| Verfasser       | Winkel $\alpha$ |
|-----------------|-----------------|
| <i>Becher</i>   | $24^\circ$      |
| <i>Ebrahimi</i> | $18^\circ$      |
| <i>Günther</i>  | $19^\circ$      |
| <i>Kremer</i>   | $17^\circ$      |

Der Kernbereich des Freistrahls ist durch die konstante Geschwindigkeit  $v_M$  entlang der Strahlachse charakterisiert. In diesem Bereich ist  $v_M = v_T$ . Das Mischungsgebiet weitet sich mit zunehmendem Abstand von der Düse zur Strahlmitte hin aus, wobei die Geschwindigkeit in der Strahlachse konstant bleibt. Das Ende des Kernbereichs wird erreicht, wenn nur noch in der Strahlmitte die Düsenaustrittsgeschwindigkeit  $v_T$  herrscht. Der Düsendurchmesser  $D_T$  beeinflusst die Länge des Kernbereichs  $L_K$  stark. Weitere Einflussparameter sind die Reynoldszahl am Düsenaustritt, Störungen der Düsenströmung und Verluste bei der Düsenströmung [41].

Im Übergangsbereich erstreckt sich das Mischungsgebiet über den gesamten Strahlquerschnitt. Der Übergangsbereich wird in der Literatur nicht immer erwähnt und ist je nach Quelle von unterschiedlicher Größe. Die Geschwindigkeit  $v_M$  in der Strahlmitte nimmt in Längsrichtung nur unwesentlich ab. Im an den Übergangsbereich angrenzenden Ähnlichkeitsbereich oder auch Hauptbereich nimmt  $v_M$  in etwa umgekehrt proportional zur Entfernung vom Austrittsquerschnitt der Düse ab.

Bei der zweidimensionalen Betrachtung des Übergangs- und Ähnlichkeitsbereichs des Freistrahls ergeben die Gerade, die die Punkte der Geschwindigkeitsprofile mit der Geschwindigkeit  $\frac{v_M}{2}$  entlang der Strahlachse verbinden, einen Öffnungswinkel von  $\phi \approx 8^\circ$ .

### 3.3.1.3 Überschallfreistrah

Im Falle eines überkritischen Druckverhältnisses der konvergenten Treibdüse wird im Austrittsquerschnitt, der zugleich der engste Querschnitt ist, der kritische Strömungszustand erreicht. Der Druck  $p_k$  am Austritt ist höher als der Umgebungsdruck  $p_{sys}$ . Dadurch kommt es zur Nachexpansion des Freistrahls auf den Umgebungsdruck nach dem Austritt. Sie erfolgt abhängig vom Druckverhältnis in einer oder mehreren Überschall-Strahlzellen (Abbildung 3.6) [41]. Nach dem Übergang in die Unterschallströmung verhält sich der Freistrahls wie ein Unterschall-Freistrahls.

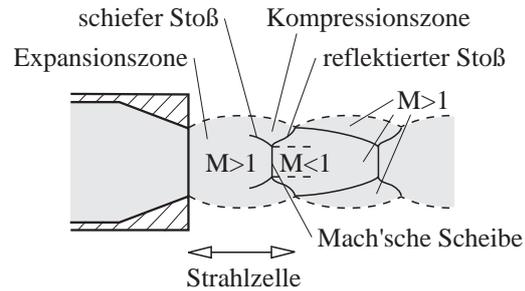


Abbildung 3.6: Anfang des turbulente unterexpandierten Freistrahls bei Überschallströmung [41] (nicht maßstäbliche Prinzipskizze)

Eine Überschall-Strahlzelle besteht aus einer Expansions- und einer Kompressionszone. Dabei treten abhängig vom Druckverhältnis über der Düse schiefe und gerade Verdichtungsstöße auf. Die Luft wird in den Expansionszonen beschleunigt und der Strahl aufgeweitet. Ist hinter der ersten Strahlzelle der Druck der Umgebung noch nicht erreicht, so schließen weitere Strahlzellen an, bis der Umgebungsdruck erreicht wird. In den Kompressionszonen wird der Strahl wieder eingeschnürt. Der Mantel der Überschall-Strahlzellen wird durch einen Zylinder mit dem Durchmesser der Treibdüse  $D_T$  angenähert, da es zu keiner Gesamtaufweitung des Strahls kommt. Die Geschwindigkeit nach der letzten Überschall-Strahlzelle wird mit den Gleichungen 3.18 und 3.19 abgeschätzt.

Für den Fall des Überschall-Freistrahls setzt sich der Kernbereich aus der Zone der Strahlzellen der Nachexpansion und dem Kernbereich der anschließenden Unterschallströmung zusammen. Neben den bereits beschriebenen Faktoren hat das Düsendruckverhältnis  $\pi_D$  einen zusätzlichen Einfluss auf die Länge des Kernbereichs. Jedoch ist der Einfluss des Druckverhältnisses bei  $\pi_D \geq 0,4$  gering und es ergibt sich für das Verhältnis  $\frac{L_K}{L_D}$  eine Abweichung unter circa 10 %.

### 3.3.1.4 Treibstrahlausbreitung in der Mischkammer

Die zuvor beschriebenen Einflüsse betreffen Freistrahls, die in einen theoretisch unbegrenzten Raum austreten. Beim Austritt des Treibstrahls in die Mischkammer des Injektors wird die Ausbreitung des Freistrahls durch weitere Faktoren beeinflusst:

- Die Geometrie der Mischkammer, der Fangdüse und des Mischrohres

Abbildung 3.7 zeigt die geometrischen Zusammenhänge des Injektors, der für die Förderversuche verwendet wurde.

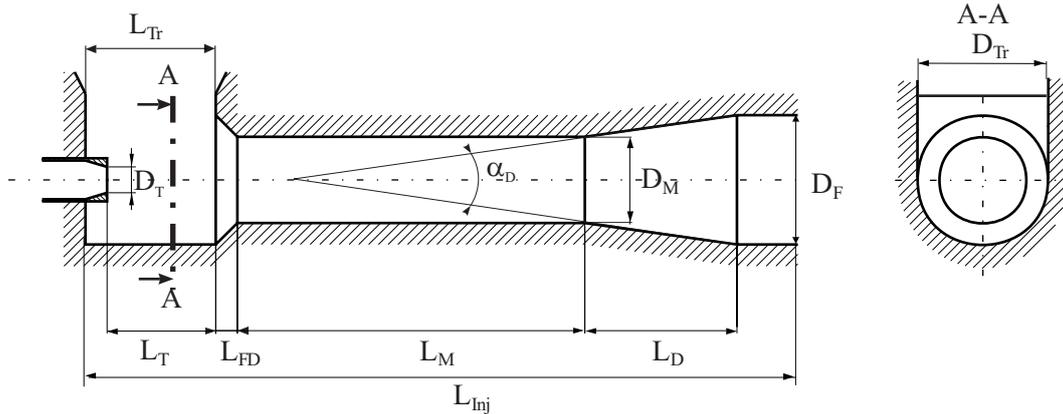
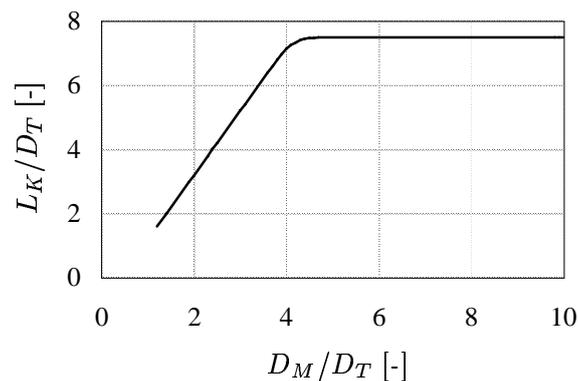


Abbildung 3.7: Injektorgeometrie

Durch die Geometrie der Mischkammer und des anschließenden Mischrohres wird die Ausbreitung des Treibstrahls begrenzt. Die Abhängigkeit der Kernlänge  $L_K$  vom Düsendurchmesser  $D_T$  und vom Mischrohrdurchmesser  $D_M$  wird für Unterschallfreistrahlen von SCHLAG beschrieben (Abbildung 3.8) [45].

Abbildung 3.8: Abhängigkeit der Kernlänge  $L_K$  von Düsendurchmesser  $D_T$  und Mischrohrdurchmesser  $D_M$  nach [45]

Weiters bedingt die asymmetrische Geometrie der oben zum Einlauftrichter offenen Mischkammer eine Asymmetrie des Treibstrahls.

- Den Anteil der vom Einlauftrichter einströmenden Luft

Die Treibstrahlströmung wird zusätzlich durch den vom Einlauftrichter einströmenden Luftmassenstrom, der mit steigendem Sekundärluftverhältnis an Geschwindigkeit zunimmt, beeinflusst und nach unten abgelenkt. Die Geschwindigkeit am Eintritt des Trichters ist um Größenordnungen kleiner als die Treibstrahlgeschwindigkeit [53].

- Die Feststoffbeladung

Durch die Beschleunigung der Feststoffteilchen beim Förderbetrieb des Injektors kommt es zu einer weiteren Verzögerung des Treibstrahls. Mit steigendem Massenanteil der Teilchen wird der Treibstrahl weiter aufgeweitet [29].

### 3.3.2 Mehrphasenströmungen

Mehrphasenströmungen treten in zahlreichen technischen Anwendungen auf. Dabei kann grob zwischen Strömungen mit einem Übergang von der flüssigen zur gasförmigen Phase, separierten Zweiphasenströmungen und dispersen Zweiphasenströmungen unterschieden werden.

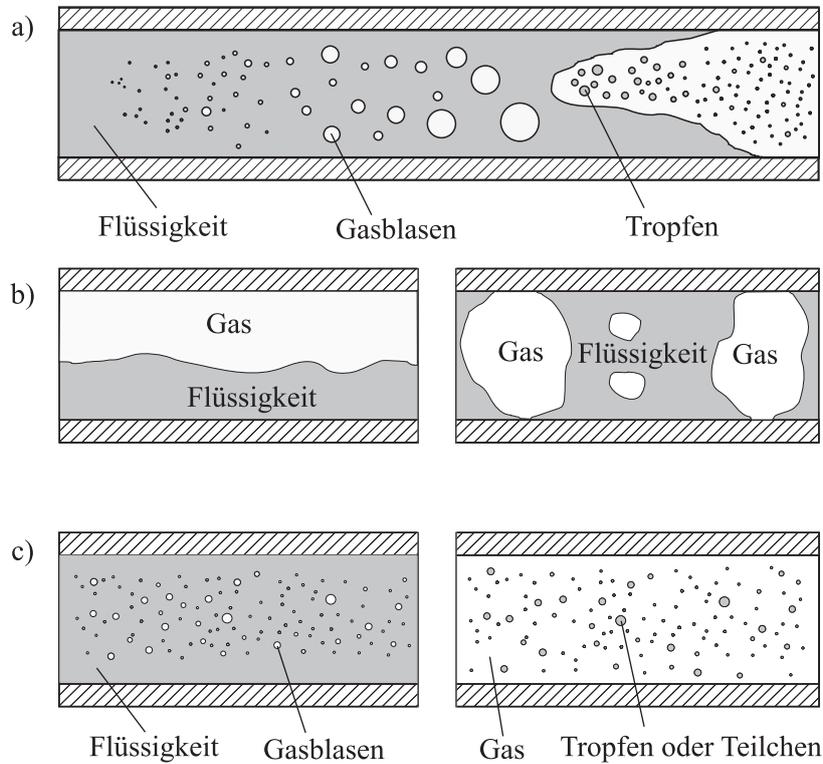


Abbildung 3.9: Verschiedene Zustände der Zweiphasenströmung, a) Instationäre Zweiphasenströmung, b) separierte Zweiphasenströmung, c) disperse Zweiphasenströmung; [49]

Disperse Gas-Feststoffströmungen, die in der vorliegenden Arbeit behandelt werden, sind zum Beispiel in der chemischen Industrie, bei der pneumatischen Förderung und in der Biotechnologie anzutreffen. Diese Art der Zweiphasenströmung kann durch verschiedene Größen charakterisiert werden.

Die Volumskonzentration gibt den Anteil des Partikelvolumens am Gesamtvolumen  $V$  an:

$$\alpha_P = \frac{\sum N_i V_{Pi}}{V}. \quad (3.20)$$

In dieser Gleichung ist  $N_i$  die Anzahl der Partikel der Größenklasse  $i$  mit dem Partikelvolumen  $V_{Pi} = d_{Pi}^3 \pi / 6$ . In diesem Zusammenhang ist der Partikeldurchmesser  $d_P$  der Durchmesser einer volumsgleichen Kugel. Für den Volumanteil der Gasphase ergibt sich somit:

$$\alpha_F = (1 - \alpha_P). \quad (3.21)$$

Die Massenkonzentration  $c_P$  der dispersen Phase ist die Partikelmasse pro Einheitsvolumen:

$$c_P = \alpha_P \cdot \rho_P. \quad (3.22)$$

Ein in der Fördertechnik häufig benutzter Begriff ist die Beladung  $\mu$ , die als Quotient von Partikelmassenstrom und Fluidmassenstrom definiert ist:

$$\mu = \frac{\dot{m}_P}{\dot{m}_F} = \frac{\alpha_P \rho_P U_P}{(1 - \alpha_P) \rho_F U_F} \quad (3.23)$$

In einer Gas-Feststoffströmung kann die Nähe der Partikel zueinander mit Hilfe des Abstandes  $L$ , das ist der Abstand der Partikelzentren, abgeschätzt werden. Dieser Abstand kann lediglich für regelmäßige Partikelanordnungen bestimmt werden. Für eine kubische Anordnung der Partikel ergibt sich für die dimensionslose freie Weglänge, das ist der Quotient des Abstandes und des Partikeldurchmessers:

$$\frac{L}{d_P} = \left( \frac{\pi}{6\alpha_P} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.24)$$

Für eine Volumskonzentration von 1% ergibt sich somit eine dimensionslose freie Weglänge von 3,74 und bei 10% sinkt die dimensionslose freie Weglänge auf 1,74.

Ein Partikel kann bei solch hohen Volumskonzentrationen nicht mehr isoliert betrachtet werden, da die Wechselwirkungen zwischen den Partikeln und fluiddynamische Effekte maßgebend werden. Die folgende Abbildung zeigt eine Einteilung der dispersen Zweiphasenströmung abhängig von der Volumskonzentration der festen Phase.

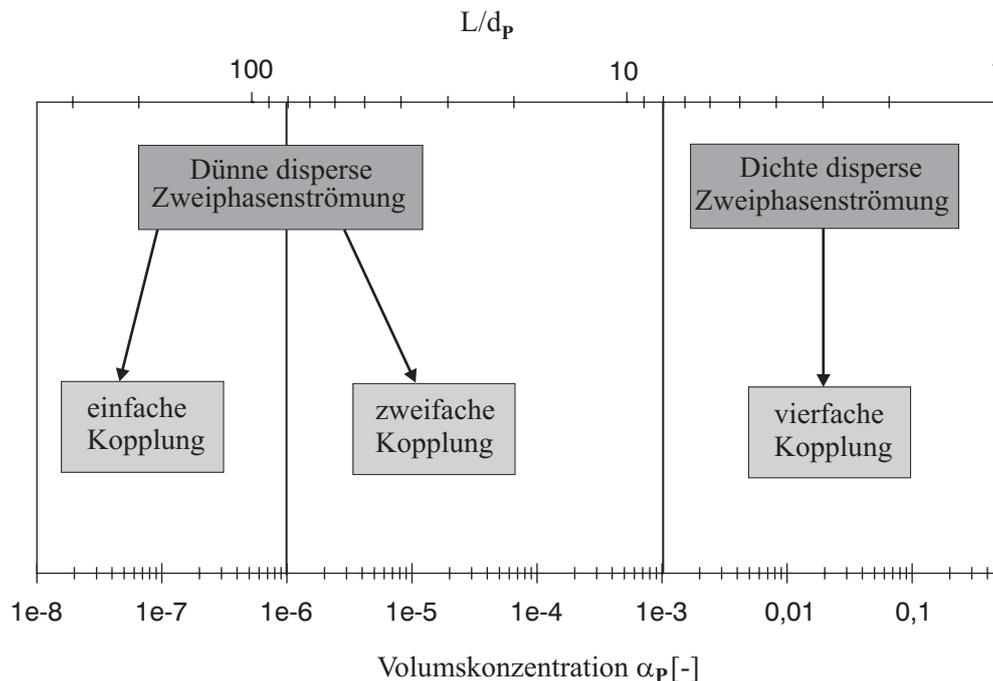


Abbildung 3.10: Strömungszustände der dispersen Zweiphasenströmung als Funktion der Volumskonzentration  $\alpha_P$  [49]

Dabei wird zwischen dünnen dispersen Zweiphasenströmungen und dichten dispersen Zweiphasenströmungen unterschieden. Als dünn werden Strömungen mit einer Volumskonzentration von  $\alpha_P \leq 10^{-3}$  betrachtet (das ergibt eine dimensionslose freie Weglänge von  $L/d_P \approx 8$ ). Bei Volumskonzentrationen von  $\alpha_P \leq 10^{-6}$  kann der Einfluss der Partikel auf die Strömung ganz vernachlässigt werden (dimensionslose freie Weglänge  $L/d_P \approx 80$ ). Man spricht von

einfacher Kopplung, da nur die Kräfte des Fluids auf das Teilchen berücksichtigt werden.

Bei Volumskonzentrationen von  $10^{-6} \leq \alpha_P \leq 10^{-3}$  müssen die Einflüsse der Partikel auf die Strömung berücksichtigt werden. Man spricht von der so genannten zweifachen Kopplung. Im Bereich der dichten dispersen Zweiphasenströmung ( $\alpha_P \geq 10^{-3}$ ) müssen zusätzlich die Wechselwirkungen der Partikel untereinander, das sind Kollisionen und fluiddynamische Wechselwirkungen zwischen den Partikeln berücksichtigt werden. Man spricht von der vierfachen Kopplung [49].

### 3.3.3 Partikeltransport

Die Bewegung der Teilchen in der Strömung bei der dispersen Zweiphasenströmung kann mit Hilfe der Lagrangeschen Betrachtungsweise beschrieben werden. Bei dieser Beschreibung der Zweiphasenströmung wird jedes Partikel für sich betrachtet (siehe auch Abschnitt 5.1.5).

Dazu muss ein Satz von gewöhnlichen Differentialgleichungen gelöst werden, um die momentane Position eines Teilchens und die Komponenten der Teilchengeschwindigkeit zu bestimmen. Dies erfordert eine genaue Betrachtung aller Kräfte, die auf ein Teilchen einwirken.

#### 3.3.3.1 Widerstandskraft

Bei den meisten dispersen Zweiphasenströmungen ist die Widerstandskraft die bei weitem dominierende Kraft, die auf ein Teilchen einwirkt. Die Widerstandskraft wird mit dem Widerstandsbeiwert ermittelt. Dieser ist wie folgt definiert:

$$C_W = \frac{F_W}{\frac{\rho_F}{2}(\mathbf{u}_F - \mathbf{u}_P)^2 A_P} \quad (3.25)$$

Hier ist  $A_P = \frac{\pi}{4}d_P^2$  die Projektionsfläche einer volumsgleichen Kugel. Für die Widerstandskraft ergibt sich dann:

$$\mathbf{F}_W = \frac{3}{4} \frac{\rho_F}{\rho_P} \frac{m_P}{d_P} C_W (\mathbf{u}_F - \mathbf{u}_P) |\mathbf{u}_F - \mathbf{u}_P|. \quad (3.26)$$

Der Widerstandsbeiwert  $C_W$  ist eine Funktion der Partikelreynoldszahl  $Re_P$ :

$$Re_P = \frac{\rho_F d_P (\mathbf{u}_F - \mathbf{u}_P)}{\mu_F}. \quad (3.27)$$

Die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes  $C_W$  von der Reynoldszahl wird in Abbildung 3.11 für eine Kugel gezeigt.

Der Verlauf des Widerstandsbeiwertes über der Reynoldszahl lässt sich in verschiedene Bereiche unterteilen:

1. Der Stokes-Bereich ( $Re_P \leq 0,5$ )

Bei kleinen Partikelreynoldszahlen überwiegen die Zähigkeitseffekte und es kommt zu keiner Ablösung der Strömung um das Teilchen. Für diesen Bereich gilt:

$$C_W = \frac{24}{Re_P}. \quad (3.28)$$

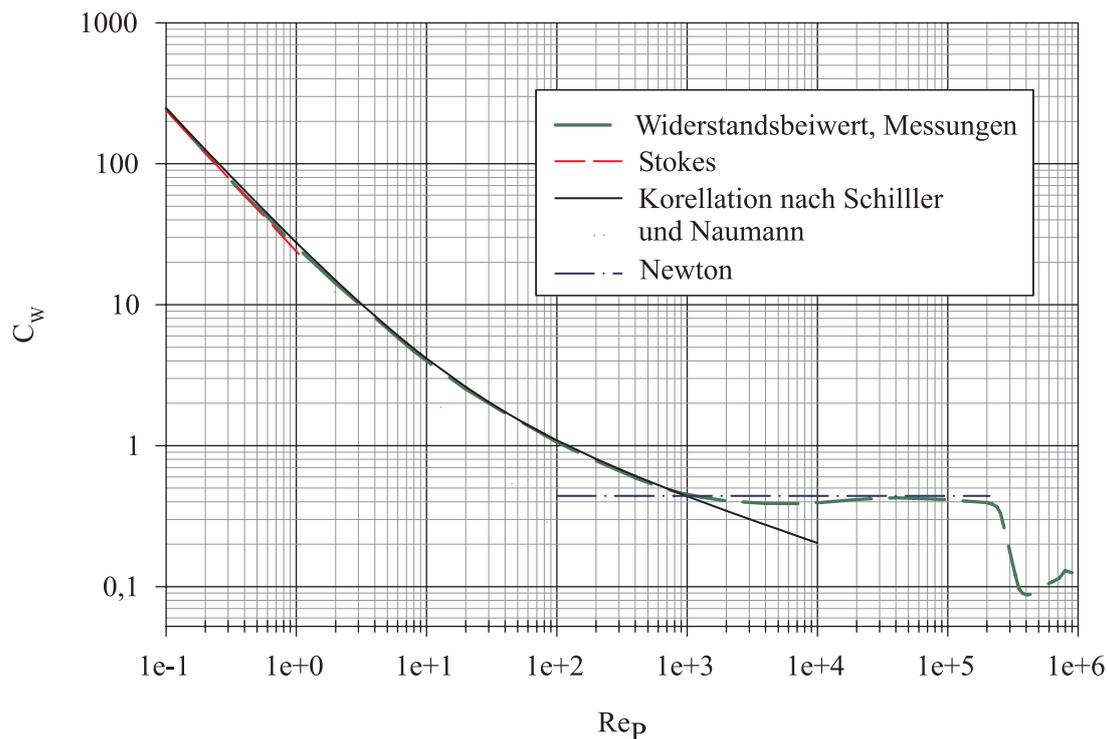


Abbildung 3.11: Widerstandsbeiwert als Funktion der Partikelreynoldszahl einer Kugel; Vergleich der Messwerte mit verschiedenen Korrelationen [14]

## 2. Der Übergangsbereich ( $0,5 \leq Re_P \leq 1000$ )

In diesem Bereich gewinnen die Trägheitseffekte zunehmend an Bedeutung. Ab einer Partikelreynoldszahl von ungefähr 24 beginnt sich die Strömung abzulösen. Für diesen Bereich gibt es zahlreiche Korrelationen für  $C_W$ , die die experimentell ermittelten Werte mehr oder weniger gut treffen [14]. Eine häufig verwendete Korrelation für diesen Bereich stammt von Schiller und Naumann [14, 49]:

$$C_W = \frac{24}{Re_P} (1 + 0,15 Re_P^{0,687}). \quad (3.29)$$

## 3. Der Newton Bereich ( $1000 \leq Re_P \leq 2 \cdot 10^5$ )

Der Widerstandsbeiwert bleibt in diesem Bereich nahezu konstant. Es gilt folgende Näherung:

$$C_W \approx 0,44. \quad (3.30)$$

## 4. Der kritische Bereich ( $Re_P > 2 \cdot 10^5$ )

Ab einer Partikelreynoldszahl von circa  $2 \cdot 10^5$  sinkt der Widerstandsbeiwert drastisch ab. Der Grund ist der Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Grenzschicht um das Teilchen.

### 5. Der überkritische Bereich ( $Re_P > 4 \cdot 10^5$ )

Der Widerstandsbeiwert nimmt kontinuierlich zu. Für die meisten Anwendungen ist dieser Bereich nicht mehr von Bedeutung.

Für den Widerstandsbeiwert gibt es noch zahlreiche andere Einflussgrößen wie zum Beispiel den Turbulenzgrad der Strömung, die Oberflächenbeschaffenheit des Teilchens und die Teilchenkonzentration. Von der Berücksichtigung dieser Effekte wird abgesehen, da die für die Simulation gewählte Rechenmethode diese Einflüsse nicht berücksichtigen kann (siehe Kapitel 5).

#### 3.3.3.2 Schwerkraft

Die Schwerkraft, die auf das Teilchen wirkt, ist das Produkt der Teilchenmasse und dem Vektor, der die Erdbeschleunigung repräsentiert.

$$\mathbf{F}_G = m_P \mathbf{g} \quad (3.31)$$

#### 3.3.3.3 Auftriebskraft

Die Auftriebskraft wirkt der Schwerkraft entgegen und entspricht dem Gewicht des durch das Teilchen verdrängten Fluidvolumens.

$$\mathbf{F}_A = V_P \rho_F \mathbf{g} \quad (3.32)$$

#### 3.3.3.4 Druckgradientenkraft

Der örtliche Druckgradient in der Strömung erzeugt eine zusätzliche Kraft auf das Partikel, die in Richtung dieses Druckgradienten wirkt. Die Bedeutung dieser Kraft wurde von SOMMERFELD [49] abgehandelt. Ist das Verhältnis von Partikeldichte zu Fluidichte sehr viel größer als 1, so kann diese Kraft vernachlässigt werden. Für den Fall von Holzpartikeln in einer Luftströmung ergibt sich ein Verhältnis von Partikeldichte zu Fluidichte von etwa 300 (für  $\rho_L = 1,18 \text{ kg/m}^3$ ) bis 50 (für erhöhten Systemdruck von ca. 6 bar).

### 3.4 Förderzustände

Bei der pneumatischen Förderung von Feststoffteilchen können unterschiedliche Förderzustände auftreten. Abbildung 3.12 gibt einen Überblick der Einteilung in mögliche Förderzustände nach WEBER mit der Darstellung wichtiger charakteristischer Kenngrößen der Gas-Feststoffströmung wie Beladung  $\mu$ , Sinkgeschwindigkeit eines Einzelpartikels  $w_{s,0}$  und der Sinkgeschwindigkeit einer Gutwolke  $w_s$  sowie der Geschwindigkeit des Trägermediums in der Förderleitung  $v$  [56]. Grundsätzlich wird in der Fördertechnik zwischen den Förderzuständen Dünnstromförderung und Dichtstromförderung unterschieden. Die in Abbildung 3.12 angegebenen Beladungen gelten für die horizontale Förderung, eine Partikeldichte von  $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$  und einer Luftströmung bei ca. 1 bar.

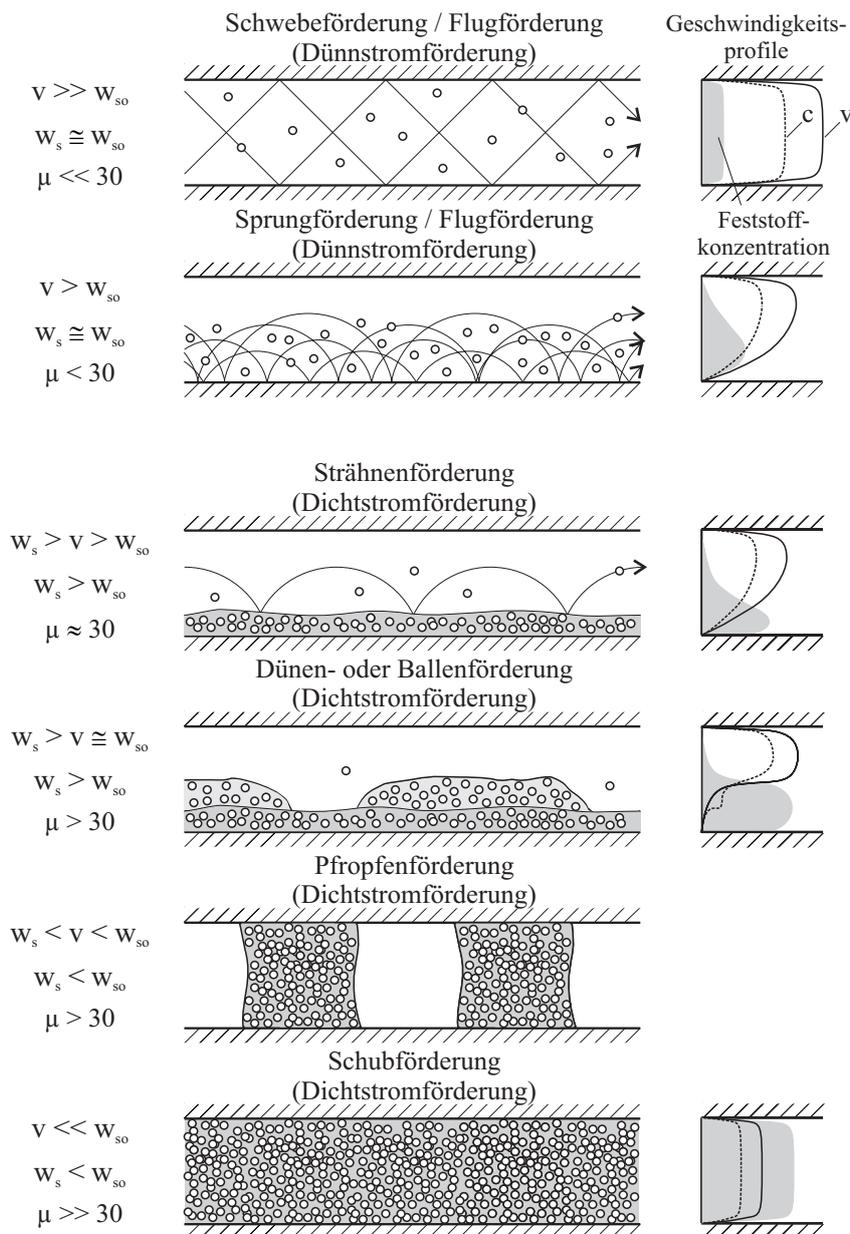


Abbildung 3.12: Einteilung der Förderzustände, die angeführten Beladungen  $\mu$  gelten für eine Partikeldichte von  $\rho_p = 2500 \text{ kg/m}^3$  [56]

Bei der Dünnstromförderung kommt es zu keiner sehr ausgeprägten gegenseitigen Beeinflussung der Feststoffteilchen. Dieser Förderzustand wird Flugförderung genannt und ist der in der technischen Anwendung wohl häufigste Förderzustand. Die Flugförderung lässt sich in die Schwebeförderung und die Sprungförderung einteilen.

Bei hohen Geschwindigkeiten des Trägermediums ( $v > 15-20$  m/s, vgl. MUSCHELKNAUTZ [33]) und Beladungen  $\mu < 10$  ist die Verteilung der Feststoffpartikel über dem Rohrquerschnitt nahezu homogen. Dabei ist die Sinkgeschwindigkeit eines Einzelpartikels wesentlich kleiner als die Gasgeschwindigkeit. Durch die Turbulenz der Strömung werden die Teilchen gleichmäßig im Förderrohr verteilt. Die Abstände zwischen den einzelnen Partikeln sind von einer Größenordnung, dass es kaum zu Wechselwirkungen zwischen den Partikeln kommt und sich die Sinkgeschwindigkeit der Gutwolke unwesentlich von der eines Einzelpartikels unterscheidet. Man spricht auch von der Schwebeförderung.

Bei einer Absenkung der Gasgeschwindigkeit  $v < 10-15$  m/s wird der Einfluss der Schwerkraft gegenüber dem Einfluss der Trägheitskraft größer, und es kommt zur Konzentration der Teilchen in der unteren Hälfte des Förderrohres. Die Turbulenz der Strömung reicht nicht mehr aus, um die Teilchen gleichmäßig zu verteilen. Die Geschwindigkeitsprofile der Gasströmung und der Teilchenströmung verlieren ihren symmetrischen Charakter. Dieser Vorgang wird von WEBER auch Entmischungsvorgang genannt. Dieser Förderzustand wird als Sprungförderung bezeichnet. Die Beladung kann höher als bei der Schwebeförderung liegen.

Wird die Gasgeschwindigkeit weiter abgesenkt und die Beladung weiter erhöht, verstärkt sich die Entmischung des Fördergutes aus der Gasströmung. Dieser Zustand liegt bereits im Bereich der Dichtstromförderung und wird als Strähnenförderung bezeichnet. Die Luftgeschwindigkeit ist niedriger als die Sinkgeschwindigkeit der Gutwolke, aber noch höher als die Sinkgeschwindigkeit eines Einzelpartikels. Am Boden des Rohres bildet sich eine Feststoffsträhne aus, deren Transport durch den Impulsaustausch zwischen den Einzelpartikeln bestimmt wird, die noch von der Gasströmung getragen werden. In der Feststoffsträhne kommt es zu starken Wechselwirkungen zwischen den Teilchen.

Ist die Gasgeschwindigkeit kaum noch größer als die Sinkgeschwindigkeit des Einzelpartikels, so kann es zu einer festen Ablagerung am Rohrboden kommen, über die der Feststoff strähnen- oder ballenförmig durch das Rohr transportiert wird. Diese Art der Förderung, die Ballen- oder auch Dünenförderung, verläuft instationär, es kommt zu deutlichen Schwankungen im Fördergutmassenstrom, und die Gefahr einer Verstopfung steigt. Kommt es in weiterer Folge zu einer vollkommenen Abdeckung des Rohrquerschnittes durch das Fördergut, so kann durch eine deutliche Steigerung des Förderdruckes Material pfropfenförmig wie etwa bei der Rohrpost durch das Rohr gefördert werden. Man spricht von Pfropfenförderung. Schließlich gibt es noch den Sonderfall der Schubförderung, bei der das gesamte Förderrohr pfropfenartig mit Material angefüllt ist. Diese lässt sich allerdings nur über sehr kurze Förderdistanzen und mit sehr grobem Fördergut realisieren.

Diese Übersicht stellt lediglich grobe Schranken bei der Einteilung der Förderzustände dar. Die für die technische Anwendung am weitesten verbreiteten Förderzustände der Flug- beziehungsweise der Sprungförderung lassen sich noch durch die Angabe weiterer Parameter eingrenzen, da die alleinige Angabe der Beladung und der Luftgeschwindigkeit nicht ausreichend ist.

Ein Kriterium für die Abgrenzung der Schwebeförderung zur Sprungförderung wird von PAHL [37] als Funktion der Froude Zahl angegeben:

$$\mu_{Grenz} = 0,0002 Fr^{1,25} \quad \text{mit} \quad Fr = \frac{v^2}{g D_{FR}} \quad (3.33)$$

Das heißt bei der Beladung  $\mu < \mu_{Grenz}$  herrscht Schwebeförderung und eine homogene Verteilung der Partikel im Förderrohr vor. Für  $\mu = \mu_{Grenz}$  wird die Grenze zum Übergang zur Sprungförderung erreicht. Umgeformt ergibt sich aus Gleichung 3.33 für die Grenzgeschwindigkeit der Förderluft:

$$Fr_{Grenz} = \left( \frac{\mu}{0,0002} \right)^{0,8} \quad (3.34)$$

oder

$$v_{Grenz} = \left( \frac{\mu}{0,0002} \right)^{0,4} g^{0,5} D_{FR}^{0,5} \quad (3.35)$$

SCHADE [44] formuliert ein Kriterium, das den Übergang von der Sprungförderung zur Strähnenförderung beschreibt. Er definiert eine kritische Geschwindigkeit des Fördermediums beziehungsweise eine kritische Froude Zahl  $Fr_{krit}$ , unterhalb der der Umschlag zur Strähnenförderung erfolgt. Dabei wird neben der Beladung auch der Förderrohrdurchmesser, der Partikeldurchmesser und das Dichteverhältnis Partikeldichte zu Fluidichte berücksichtigt.

$$v_{krit} = (D_{FR} g)^{0,5} \mu^{0,11} \left( \frac{D_{FR}}{d_P} \right)^{0,025} \left( \frac{\rho_P}{\rho_F} \right)^{0,34} \quad (3.36)$$

beziehungsweise

$$Fr_{krit} = \mu^{0,22} \left( \frac{D_{FR}}{d_P} \right)^{0,05} \left( \frac{\rho_P}{\rho_F} \right)^{0,68} . \quad (3.37)$$

Die Anwendung dieser Kriterien führt zu verhältnismäßig hohen Gasgeschwindigkeiten für die Schwebeförderung nach PAHL, die Gasgeschwindigkeit ist für die Sprungförderung nach SCHADE deutlich niedriger.

Die Abbildung 3.14 zeigt die qualitative Darstellung dieser Kriterien zur Bestimmung des Förderzustandes. Ein Diagramm dieser Art gilt für einen bestimmten Feststoffmassenstrom  $\dot{m}_P$  und ein bestimmtes Druckniveau in der Förderleitung bei konstanter Partikelgröße.

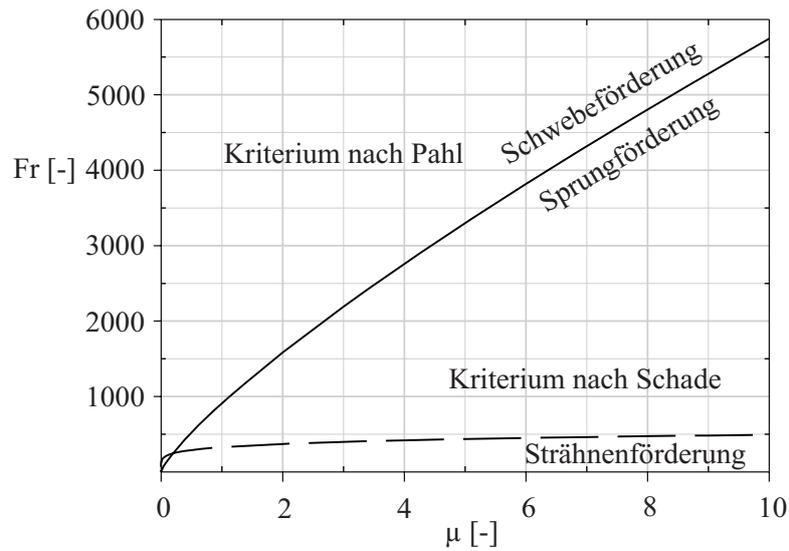


Abbildung 3.13: Abgrenzung der Förderzustände abhängig von der Froude Zahl und der Beladung nach PAHL und SCHADE

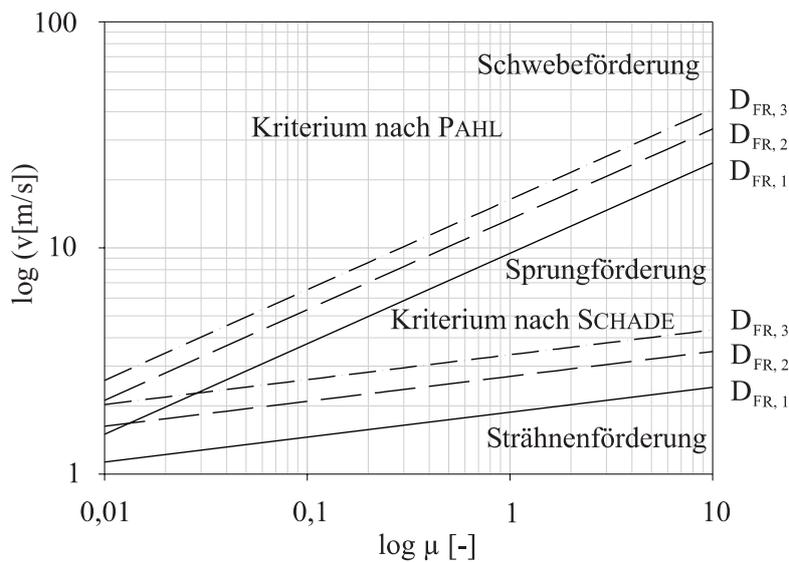


Abbildung 3.14: Abgrenzung der Förderzustände abhängig von der Gasgeschwindigkeit und der Beladung nach PAHL und SCHADE für verschiedene Rohrdurchmesser, wobei gilt:  $D_{FR,1} < D_{FR,2} < D_{FR,3}$

Aus den in Abb. 3.12 beschriebenen Förderzuständen sollen nun die für den konkreten Anwendungsfall günstigsten ausgewählt werden. Einerseits gilt es, einen sicheren und gleichmäßigen Betrieb der Förderanlage sicherzustellen. Es sind stabile Förderzustände anzustreben, das heißt solche mit gleichmäßigem Partikelmassenstrom und Unempfindlichkeit gegenüber kleinen Druckschwankungen: Schwebeförderung, Sprung- oder Strähnenförderung. Andererseits bedingt eine hohe Luftgeschwindigkeit einen hohen Luftmassenstrom, das ist wiederum mit einem relativ hohen Energieaufwand verbunden. Der Anteil der Förderluft an der Verbrennungsluft der ersten Stufe der Brennkammer sollte so gering wie möglich gehalten werden. Daher ist zu trachten, die Förderluftgeschwindigkeit so gering wie möglich, aber so hoch wie für eine stabile und stetige Förderung nötig, zu halten.

### 3.5 Betriebsweisen

Wie in Abschnitt 3.4 erläutert, sollte der Förderzustand in der Förderleitung beim Transport der Brennstoffpartikel im Wesentlichen durch die Sprungförderung, eine Form der Flugförderung, gekennzeichnet sein. Man kann zwischen verschiedenen Betriebszuständen, unter denen das Brennstoffsystem mit der Voraussetzung pneumatischer Flugförderung gefahren werden kann, unterscheiden [28]. Für den Injektor wird eine Mitteldruckfahrweise (vergl. Seite 9) angenommen, d.h. es liegen sonische Bedingungen im engsten Querschnitt der konvergenten Treibdüse vor, so dass der Massenstrom durch die Düse  $\dot{m}_{LI}$  unabhängig vom Systemdruck  $p_{Sys}$  ist.

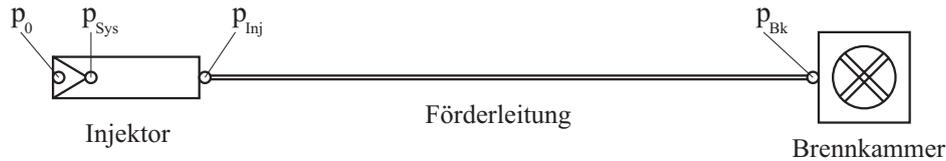


Abbildung 3.15: Pneumatische Förderstrecke mit den das System kennzeichnenden Drücken

Betrachtet wird nun der gesamte pneumatische Förderabschnitt des Brennstoffsystems, der sich aus den Komponenten Gutaufgabeinjektor (Ausgangspunkt der Förderung), Förderleitung und Brennkammer (Endpunkt der Förderung) zusammensetzt. In Abbildung 3.15 sind zusätzlich zur pneumatischen Förderstrecke auch die den Betriebszustand bestimmenden Drücke bezeichnet: der Düsenvordruck  $p_0$ , der Systemdruck  $p_{Sys}$ , der Druck unmittelbar hinter dem Gutaufgabeinjektor  $p_{Inj}$  und der Brennkammerdruck  $p_{Bk}$ . Der Brennkammerdruck  $p_{Bk}$  ist der Druck, gegen den der Brennstoff gefördert werden soll. Er wird als vorgegeben und konstant betrachtet. Bei herkömmlichen Anwendungen ist der Druck  $p_{Bk}$  üblicherweise atmosphärisch. Für den Fall einer holzstaubgefeuerten Gasturbine kann  $p_{Bk}$  ein Vielfaches des Atmosphärendrucks erreichen. Der Druck  $p_{Inj}$ , der üblicherweise dem Förderdruck entspricht, der zum Überwinden des Druckverlustes in der Förderleitung notwendig ist, wird wesentlich durch die Konfiguration des Injektors, aber auch durch die geförderte Beladung  $\mu$  und den Sekundärluftmassenstrom  $\dot{m}_{LII}$  bestimmt. Der Systemdruck  $p_{Sys}$  dagegen ist eine Größe, die über den Druck im Vorratsbehälter eingestellt werden kann. Dadurch wird der Sekundärluftmassenstrom vorgegeben.

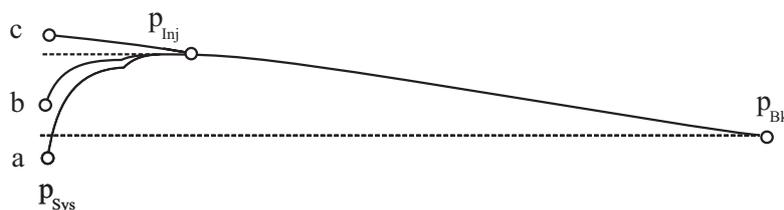


Abbildung 3.16: Qualitativer Druckverlauf in der Förderstrecke: a) bei klassischer Förderung, b) im Übergangsbereich, c) bei erzwungener Förderung

Ist der Systemdruck kleiner oder gleich dem Brennkammerdruck, so entspricht dies dem klassischen Betrieb des Injektors in der Fördertechnik: Das Fördergut wird von einem Gutaufgabeort unter Umgebungsdruck (üblicherweise atmosphärisch) mittels Injektor in die Förderleitung eingebracht und am Gutabgabeort ebenfalls unter Umgebungsdruck aus der Förderleitung ausgeworfen. Der zum Überwinden des Druckverlustes in der Förderleitung notwendige Druckaufbau wird vom Injektor durch Verzögerung des Treibstrahles in der Mischstrecke

erzeugt. Im Trichter des Injektors, bzw. in der Mischkammer des Injektors kann infolge starken Impulsaustausches zwischen Treibstrahl und der Luft in der Mischkammer ein geringer Unterdruck gegenüber der Umgebung herrschen. In diesem Fall wird Sekundärluft aus der Umgebung mit in die Förderleitung eingesogen. Der Fall, dass der Mischkammerdruck über dem Umgebungsdruck liegt, also Luft aus dem Injektor ausgeblasen wird, ist zu vermeiden, da der Fördergutzufuss in den Injektor durch die ausströmende Luft stark behindert werden würde. Ist der Druck im Injektortrichter gleich dem Umgebungsdruck, so liegt eine so genannte neutrale Betriebsweise vor, es wird keine Sekundärluft angesaugt oder ausgeblasen. Üblicherweise werden pneumatische Flugförderungen entweder neutral oder mit einem Sekundärluftanteil bis etwa 20% an der Gesamtförderluft betrieben. Beim Brennstoffsystem ist jetzt der Brennkammerdruck  $p_{Bk}$  entsprechend höher als der Umgebungsdruck am Gutabgabeort im Fall der klassischen Fördertechnik. Übertragen auf das Brennstoffsystem lässt sich also schreiben:

$$p_{Inj} > p_{Bk} \geq p_{Sys} \quad (3.38)$$

Der Druckverlauf zwischen Aufgabestelle und Brennkammer ist qualitativ in Abbildung 3.16 dargestellt. Hierbei wird angenommen, daß die Feststoffgeschwindigkeit der Brennstoffpartikel im gesamten Förderrohr ungefähr konstant ist, so dass sich ein linearer Druckverlauf zwischen  $p_{Inj}$  und  $p_{Bk}$  ergibt.

Bei der klassischen Betriebsweise werden beide Aufgaben, sowohl der kontinuierliche Eintrag des Brennstoffes in die Luftströmung als auch der Druckaufbau zur Überwindung des Druckverlustes im Förderrohr, ausschließlich durch den Injektor übernommen werden. Wird nun bei konstanter Feststoffbeladung der Systemdruck  $p_{Sys}$  angehoben, so wird der notwendige Förderdruck nur noch zum Teil durch den Injektor bereitgestellt. Gleichzeitig steigt der Anteil der Sekundärluft an der gesamten Förderluft, und der Druckaufbau im Injektor wird reduziert. Dieser Rückgang des Druckaufbaues im Injektor ist darauf zurückzuführen, dass ein Teil des Treibstrahlimpulses durch die Beschleunigung der Sekundärluft für den Druckaufbau verloren geht. Der Anteil der Sekundärluft an der gesamten Förderluft ist jetzt deutlich größer als beim klassischen Betrieb.

Abbildung 3.16b zeigt den Druckverlauf im Übergangsbereich. Dabei wird angenommen, dass der Gesamtförderluftmassenstrom konstant bleibt, d.h. der Primärluftmassenstrom wird um den Betrag gesenkt, um den der Sekundärluftmassenstrom gesteigert wird. Dadurch bleibt der Druckverlust in der Förderleitung wiederum unter der Annahme gleicher stationärer Feststoffgeschwindigkeit entlang des Förderrohres konstant. Für den Übergangsbereich gilt die Ungleichung:

$$p_{Inj} > p_{Sys} > p_{Bk} \quad (3.39)$$

Eine weitere Senkung des Primärluftmassenstroms bei gleichzeitigem Anheben des Sekundärluftmassenstroms führt schließlich dazu, dass der Systemdruck größer oder gleich dem Druck hinter dem Injektor wird (Abbildung 3.16c). Der notwendige Förderdruck wird jetzt vollständig durch den Systemdruck aufgebracht:

$$p_{Sys} \geq p_{Inj} > p_{Bk} \quad (3.40)$$

In diesem Betriebsfall wird der Sekundärluftmassenstrom gegenüber dem Primärluftmassenstrom dominierend. Der Treibstrahl des Injektors mit seinem niedrigeren Massendurchfluss dient lediglich zum Eintrag bzw. zur Umlenkung des Feststoffzustromes in die Förderleitung. Der deutlich schwächere Impuls des Treibstrahles wird nun gänzlich durch Impulsaustausch mit Feststoff und Sekundärluft und durch Mischungsverluste aufgezehrt.

### 3.6 Literaturübersicht, Stand der Technik

Hier wird ein kurzer Überblick über die Anwendung der pneumatischen Fördertechnik im Allgemeinen gegeben und die wichtigsten Quellen werden genannt.

Die pneumatische Förderung von Brennstoffen ist ein in der Kraftwerkstechnik weit verbreiteter Standard. So wird zum Beispiel gemahlener Kohlestaub pneumatisch in die Brennkammern von Kesseln konventioneller Kohlekraftwerke eingebracht. Seit rund zwanzig Jahren wird daran gearbeitet, Biomasse und dabei vor allem Holzstaub in Gasturbinen direkt zu verfeuern. Dazu ist es notwendig, den Brennstoff in die druckaufgeladene Brennkammer einzubringen. Die Entwicklung der dazu notwendigen Brennstofffördereinrichtungen wird in der Folge kurz dargestellt.

Die Anwendungsmöglichkeiten von CFD bei der Simulation von Zweiphasenströmungen sind rasant mit den zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten vorangeschritten. In der Literatur werden zahlreiche Berechnungsmodelle für verschiedene Phänomene der Zweiphasenströmung dargestellt. Die Anwendung von CFD in der pneumatischen Fördertechnik ist bis dato lediglich auf Teilprobleme beschränkt [49, 58].

#### 3.6.1 Pneumatische Fördertechnik

Die pneumatische Förderung von Feststoffen ist weit verbreitet und in zahlreichen Anwendungen vertreten. Sie reicht vom Transport feiner Stäube über Granulate zu Getreide bis zu grobem Schüttgut. Die Auslegung von pneumatischen Förderanlagen beziehungsweise ihrer Komponenten erfolgt üblicherweise mit Erfahrungswerten von bereits ausgeführten Anlagen. Für die Berechnung solcher Anlagen stützt man sich auf die eindimensionale Betrachtung der Strömung. Die eindimensionale Berechnung des Druckaufbaus im Injektor und des Druckverlusts in der Förderleitung erfolgt mit semiempirischen rechnergestützten Berechnungsmodellen.

Wichtige Arbeiten im deutschen Sprachraum sind von BOHNET [8], MUSCHELKNAUTZ [32, 33] und WEBER [56] erschienen. Weiters sind die Arbeiten von HUTT [27], SCHLAG [45] und WAGENKNECHT [55] zu nennen. International wird vor allem auf die Arbeiten von CHEREMISNOFF [13], DELFS [15], MARCUS ET AL. [34] und HUBER und SOMMERFELD [26] verwiesen.

#### 3.6.2 Stand der Brennstofffördertechnik

Die Entwicklung der Brennstofffördersysteme für holzstaubgefeuerte Gasturbinen wird detailliert von TMEJ [53] dargestellt. In der Folge wird nur ein kurzer Überblick über diese Entwicklung gegeben.

Bei der ersten Versuchsanlage von HAMRICK [22] in den Vereinigten Staaten wurde eine Förderschnecke eingesetzt, um den Brennstoff vom druckaufgeladenen Vorratsbehälter in die ebenfalls druckaufgeladene Brennkammer zu fördern. Bei dieser Anordnung kam es jedoch zu Rückbränden von der Brennkammer in den Brennstoffbehälter. In der Folge wurden nach der Förderschnecke in Serie geschaltete Zellenradschleusen eingesetzt. Die Gutaufgabe erfolgte nun atmosphärisch. Bei dieser Anlage kam es zu Problemen mit dem Verschleiß der Zellenradschleusen, weiters war dieses Konzept nicht für die Förderung feiner Stäube geeignet. Durch die Zellenradschleusen kam es zusätzlich zu Druckschwankungen in der Brennkammer [23, 59].

Eine weitere Versuchsanlage wurde vom Western Research Institute in Zusammenarbeit mit PGI (Power Generating Incorporated) in Wyoming, USA entwickelt. Die Einbringung des Brennstoffs in das System erfolgte mit einer Förderschnecke aus dem drucklosen Förderbehälter. Zur Überwindung der Druckdifferenz zwischen Vorratsbehälter und Injektor wurden zwei Zellenradschleusen in Serie geschaltet. Die Einbringung in die Brennkammer erfolgte dann über einen Injektor [31, 48].

Bei der ebenfalls in den USA von RAGLAND ET AL. 1989 konzipierten Versuchsanlage erfolgte die Verbrennung in einer Kiesbettbrennkammer. Die Brennstoffförderung erfolgte über eine Förderschnecke und zwei Schieberschleusen zum Überbrücken der Druckdifferenz. Die Dosierung erfolgte durch eine eigene Dosierschnecke [39, 40].

An der Königlich Technischen Hochschule Stockholm wurde von FREDRIKSSON und KALLNER Holzstaub in einer atmosphärischen Brennkammer verbrannt. Das Fördersystem bestand aus einem Vorratsbehälter, fünf Dosierschnecken und einem Injektor [20]. Im Anschluss an dieses Projekt wurde an der Technischen Universität Luleå, Schweden, von KJELLSTRÖM ET AL. ein Holzstaubvergaser für eine *Rover IS/60* Gasturbine entwickelt. Der Brennstoff wird vom Sendebehälter über zwei Förderstränge in den Vergaser gefördert. Ein Förderstrang besteht aus zwei parallel angeordneten Förderschnecken, Fallrohr, Injektor und Förderleitung. Die Förderschnecken dosieren den Brennstoffmassenstrom eines Förderstranges und transportieren diesen in das Fallrohr des Injektors. An der Gutabgabeseite der Förderschnecken sind bürstenähnliche Vorrichtungen angebracht, die zu einer Vergleichmäßigung des Brennstoffmassenstromes führen. Im Injektor werden die herabfallenden Feststoffpartikel von einem Überschall-Treibstrahl in den Vergaser beschleunigt. Als Treibstrahlmedium wurde die Verwendung von Luft und Dampf erprobt. Zur Erzielung der überkritischen Treibstrahlgeschwindigkeit mit Dampf von etwa  $750 \text{ m/s}$  wird eine Lavaldüse eingesetzt [19, 21, 42, 43].

Das von JOPPICH am ITE in den Jahren 1995 bis 1999 entwickelte Fördersystem besteht aus Brennstoffbehälter, Dosierschnecke, Schwingrinne, Injektor und Förderleitung [28]. Der Brennstoffbehälter dient als Vorratsbehälter und Sendebehälter. Nach dem Befüllen mit Brennstoff wird der Behälter unter Druck gesetzt.

#### 3.6.3 CFD in der pneumatischen Fördertechnik

Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über den Stand der Anwendung von CFD in der pneumatischen Fördertechnik. Die Anwendung von CFD in der Berechnung von Zweiphasenströmungen im Allgemeinen und auf Probleme der pneumatischen Fördertechnik im Besonderen gewann erst in jüngerer Zeit mit der zunehmenden Steigerung der Rechenleistung an Bedeutung.

Über die Anwendung von kommerziellen Programmen auf spezielle Phänomene der Zweiphasenströmung, wie sie bei der pneumatischen Förderung vorkommen, gibt es eine Veröffentlichung von BILIRGEN ET AL. [6]. In dieser Arbeit werden bekannte Problemstellungen der Zweiphasenströmung mit einem gängigen kommerziellen CFD Programm untersucht. Bei diesen Berechnungen wird das Lagrangesche Partikeltransportmodell, das heißt, dass die Bewegungsgleichungen für jedes Einzelpartikel gelöst werden, unter Berücksichtigung der turbulenten Strömung verwendet. Die Partikelstöße an der Wand werden berücksichtigt, Wechselwirkungen der Partikel untereinander sind im verwendeten Modell nicht enthalten. Es werden unterschiedliche Messergebnisse von verschiedenen Autoren nachgerechnet. Die Berechnungsfälle berücksichtigen Partikelbeladungen bis  $\mu=45$  für die senkrechte Rohrströmung. Die er-

zielten Ergebnisse stimmen sehr gut mit den meisten Experimenten überein. Die Verwendung von kommerziellen CFD Programmen für die Berechnung der turbulenten Zweiphasenströmung wird als taugliches Instrument für die Untersuchung von speziellen Phänomenen und als Hilfe zur Auslegung von Rohrsystemen erachtet.

BOHNET und TRIESCH verwenden für die Simulation der Zweiphasenströmung in senkrechten Rohrleitungen und Diffusoren das kommerzielle Softwarepaket FLUENT 4.4.8 [10]. Die Berechnungen erfolgen inkompressibel unter Verwendung des *RNG- $k/\epsilon$* -Modells. Der Restitutionskoeffizient für die Wandstöße der Teilchen, das ist der Quotient der Teilchengeschwindigkeiten normal zur Wand nach dem Stoß und vor dem Stoß, wird mit  $e = 1$  gewählt, für die Simulation wird das Lagrangesche Teilchenmodell verwendet. Die Wandreibung der Teilchen wird berücksichtigt, der Einfluss ist jedoch sehr klein. Die Ergebnisse der Berechnungen zeigen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Ebenfalls mit dem Softwarepaket FLUENT wird die Wechselwirkung von Teilchen mit Wänden in einer Gas-Feststoffströmung von NGUYEN und FLETCHER [35] simuliert. Die Teilchendurchmesser betragen 10-100  $\mu\text{m}$ . Für die Wandstöße wird der Restitutionskoeffizient mit  $e = 1$  angenommen. Für die Simulationen wird das Lagrangesche Partikelmodell verwendet.

Die Arbeit von ADAMOPOULOS und PETROPAKIS [1] behandelt die Simulation der Partikelverteilung bei der Überschallvermischung von Dampf, Wasser- und Fetttröpfchen.

Die Bildung und Auflösung von Strähnen bei der pneumatischen Förderung von Kohlepartikeln mit einem Partikeldurchmesser von 75  $\mu\text{m}$  wird von YILMAZ und LEVY [60] unter Verwendung eines kommerziellen CFD-Paketes untersucht. Sie benützen dabei das Programmpaket CFX-FLOW3D Version 4.1c von AEA. Für die Simulation der Teilchen wird das Lagrangesche Teilchenmodell benutzt, der Turbulenzeinfluss wird mit dem *RNG- $k/\epsilon$*  Modell berücksichtigt. Die Simulation umfasst einen 90° Rohrbogen mit einem anschließenden senkrechten Rohrstück, wobei Beladungen von  $\mu = 0,33$  bis  $\mu = 1$  simuliert werden. Wandstöße von Teilchen werden mit einem Restitutionskoeffizienten von  $e = 0,9$  gerechnet, die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen werden nicht berücksichtigt. Die Bildung von Strähnen bei der pneumatischen Förderung von Kohlepartikeln führt zu Problemen bei der Verbrennung, weshalb die Auflösung solcher Strähnen nach Rohrbögen besonders wichtig ist.

LEVI ET AL. [30] veröffentlichen einen Vergleich zwischen analytischen und numerischen Methoden mit experimentellen Werten für die Gas-Feststoffströmung durch Rohre mit unterschiedlichen Neigungen. Verwendet werden Polymer-Pellets mit einem Teilchendurchmesser von 3 mm, wobei das Eulersche Teilchenmodell zur Anwendung kommt. Für die Berücksichtigung der Turbulenz wird das  *$k/\epsilon$* -Modell des kommerziellen Softwarepaketes PHOENICS verwendet. Es werden Beladungen bis  $\mu = 6$  berechnet.

Ein guter Überblick über die Anwendungsmöglichkeiten von CFD in der Verfahrenstechnik wird von BIRTIGH ET AL. [7] gegeben.

Die Anwendung von nichtkommerziellen CFD Programmen war bisher auf Teilprobleme der pneumatischen Fördertechnik beschränkt.

In einer Veröffentlichung von BOHNET und TRIESCH [9] wird der Einfluss von Partikeln auf die Turbulenz der verzögerten Zweiphasenströmung untersucht. Die Ergebnisse der CFD Rechnung werden Messergebnissen gegenübergestellt.

Eine Arbeit von HUBER und SOMMERFELD [26] behandelt die Modellierung und die numerische Berechnung der pneumatischen Dünnstromförderung in Rohrsystemen. Dabei werden Beladungen von  $\mu=0,2$  bis  $0,4$  berechnet, die Modellierung erfolgt mit dem Lagrangeschen Partikelmodell. Die Ergebnisse für unterschiedliche Rohrelemente wie horizontale Rohre, Rohrbögen und vertikale Rohre mit verschiedenen Durchmessern werden ermittelt. Bei den Simulationen werden alle wichtigen Effekte wie Turbulenz, die Wechselwirkung mit der Strömung, Stöße der Partikel mit der Wand und mit anderen Partikeln berücksichtigt. Die Ergebnisse werden mit Messergebnissen verglichen, die mit Laser-Doppler-Anemometrie erhalten wurden. Die erreichte Übereinstimmung ist gut.

In einer Arbeit von TASHIRO ET AL. [52] wird der Übergang von der Sprungförderung zur Strähnenförderung mit numerischen Methoden untersucht. Verwendet wird das Lagrangesche Partikelmodell, wobei die Wechselwirkung von Teilchen mit Wänden und von Teilchen untereinander unter Berücksichtigung der Rotation der Teilchen einbezogen wird. Die kugelförmigen Teilchen weisen einen Durchmesser von  $3$  und  $4$  mm mit einem Restitutionskoeffizienten von  $e = 0,9$  auf. Betrachtet wird die Strömung durch ein horizontales Rohr.

Die sehr umfangreiche Arbeit von WERNINGER [58] befaßt sich mit der Simulation der stationären und der verzögerten Gas-Feststoffströmung. Mit Hilfe des Lagrangeschen Partikelmodells werden die Wandstöße von Teilchen und Stöße von Teilchen untereinander berücksichtigt. Die Wirkung der Teilchen auf die Strömung wird nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zeigen sehr gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten.

Für die Simulation der Zweiphasenströmung verwenden ZIVKOVIC und SOMMERFELD [61] das Lagrangesche Partikelmodell. Dabei wird sowohl die Interaktion von Teilchen mit Wänden als auch die Teilchen-Teilchen Wechselwirkung berücksichtigt. Simuliert wird die horizontale Strömung von runden Glaskugeln mit Durchmessern von  $40 \mu\text{m}$ - $500 \mu\text{m}$ . Die Ergebnisse dieser Simulationen zeigen den Einfluss der Teilchenstöße bereits bei relativ geringen Beladungen von  $\mu \approx 1$ .

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass Simulationen von Gas-Feststoffströmungen auf unterschiedlichen Niveaus, das heißt mit verschiedenen Ansätzen und Hilfsmitteln und mit verschieden hohem Aufwand und unterschiedlichen Zielsetzungen durchgeführt wurden. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen führten größtenteils zu zufriedenstellenden aber auch zu teilweise sehr guten Resultaten. Über durchgeführte Berechnungen der Strömung in Zweiphaseninjektoren, wie sie in dieser Arbeit behandelt werden, wurden keine Hinweise in der Literatur gefunden.

# Kapitel 4

## Neuauslegung, Scale-up

Die CFD-Simulation von Injektoren für Anlagen größeren Maßstabs beruht auf aus den Förderversuchen an der Laboranlage gewonnenen Versuchsdaten. In diesem Kapitel wird ein kurzer Überblick über die am ITE der TU Wien durchgeführten Förderversuche gegeben. In der Folge soll eine Vorgehensweise zur Übertragung der aus den Förderversuchen gewonnenen Erkenntnisse auf eine Anlage größerer Leistung gefunden werden.

### 4.1 Messungen an der Laboranlage

Mit dem als Versuchsinjektor konzipierten Injektor wurden von JOPPICH und TMEJ zahlreiche Förderversuche durchgeführt. In der Arbeit von JOPPICH [28] wird die Konzeption, Entwicklung und die Erprobung des Brennstoffördersystems dargestellt. Unter anderem werden darin zahlreiche Ergebnisse von Messungen am Versuchsinjektor mit schwedischem Holzstaub (Södra Träpulver) vorgestellt.

Die Untersuchungen von TMEJ [53] befassten sich mit dem Betriebsverhalten des gesamten Brennstoffördersystems mit all seinen Komponenten, beziehungsweise mit dem Anschluss an die Brennkammer. Es wurden zahlreiche Messungen am Versuchsinjektor mit drei zusätzlichen Holzsorten durchgeführt (Fichte fein, Fichte grob, Buche grob), um den Einfluss verschiedener Brennstoffeigenschaften zu untersuchen. Im Zuge der Messungen von JOPPICH und TMEJ wurden zahlreiche Geometrie- und Prozessgrößen variiert.

#### 4.1.1 Parametervariationen

JOPPICH und TMEJ variierten im Zuge ihrer Förderversuche einige Parameter, um deren Einfluss auf die Zielgrößen, die von JOPPICH formuliert wurden, zu erfassen.

- Ein Ziel ist das Erreichen möglichst hoher Feststoffbeladungen  $\mu$  und damit die Minimierung des Förderluftanteils an der Verbrennungsluft der ersten Stufe der Brennkammer  $k_I = \frac{\dot{m}_{\text{Förderluft}}}{\dot{m}_{\text{Verbrennungsluft, Bk}_I}}$ .
- Aussagen über die Ausbreitung des Treibstrahls im Injektor
- Das Erfassen von Einflüssen auf den Injektordruckaufbau und den Druckverlust in der Förderleitung und
- Die Ermittlung des Mischungswirkungsgrades  $\eta_M$  als Maß für die Umsetzung der Energie des Treibstrahls (vgl. Abschnitt 4.3.3).

Folgende Parameter wurden variiert:

1. Betriebsweise des Injektors: Mitteldruck oder Niederdruck  
Veränderung des Düsenvordrucks  $p_0$  und damit der Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$
2. Simulierter Brennkammerdruck:  $p_{Bk}$  (Einflüsse des Druckniveaus)
3. Abstand der Treibdüse zum Mischrohr:  $L_T$
4. Mischrohrdurchmesser:  $D_M$
5. Sekundärluftverhältnis:  $\zeta$
6. Beladung:  $\mu$

### 4.1.2 Ergebnisse der Messungen

Die Ergebnisse der Messungen an der Versuchsanlage am ITE wurden bereits in der einen oder anderen Form veröffentlicht [28, 53]. In den Förderversuchen wurde bei der Variation des Sekundärluftverhältnisses unter Einhaltung eines konstanten Gesamtluftmassenstroms jeweils das Flächenverhältnis  $\beta = \left(\frac{D_T}{D_M}\right)^2$  mit verändert. Dieses Flächenverhältnis ist als zusätzlicher Parameter in der Präsentation der Messergebnisse von JOPPICH enthalten. Dies gilt für die Kennlinien des Gutaufgabeinjektors und besonders für den Mischungswirkungsgrad. Im Abschnitt 4.3 wird ein Teil dieser Versuchsergebnisse in dimensionsloser Form präsentiert. Diese dimensionslose Darstellung der Versuchsergebnisse ist der Ausgangspunkt für die Auslegung von Gutaufgabeinjektoren für Anlagen größeren Maßstabs, dem Scale-up.

## 4.2 Auslegung von Injektoren

Die konventionelle Auslegung von Gas-Feststoffinjektoren beruht auf Erfahrungswerten und der Anwendung der eindimensionalen Strömungsmechanik (Impulssatz).

### 4.2.1 Injektorauslegung nach Muschelknautz

Die Vorgehensweise bei der Grobauslegung von Gutaufgabeinjektoren wird von MUSCHELKNAUTZ [33] lediglich für den neutralen Injektor, das heißt es wird keine Luft über den Einlauftrichter angesaugt, beschrieben. Darin kommen die Gleichungen für den Feststofftransport und für die Berechnung des Druckaufbaus zur Anwendung, um die geometrischen Größen des Injektors zu bestimmen und die Injektorkennlinie vorzuberechnen. Diese Art der Auslegung erfordert zusätzlich eine empirisch ermittelte Größe, den Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$  (siehe Abschnitt 4.3). Diese Vorgehensweise dient der raschen Auslegung von Gutaufgabeinjektoren. Die Kennlinie des Injektors wird mit Hilfe des berechneten Druckaufbaus bei der Beladung  $\mu = 0$  sowie unter der Berücksichtigung der Druckverhältnisse bei steigender Beladung bestimmt.

### 4.2.2 Eindimensionales Berechnungsmodell

Die grundsätzlichen Überlegungen und die Vorgehensweise bei der Auslegung des Injektors, die auch bei der Auslegung des Versuchsinjektors angewendet wurde, folgen den Vorschlägen von MUSCHELKNAUTZ unter der Berücksichtigung der bei der Brennstoffförderung in eine

druckaufgeladene Brennkammer gegebenen Randbedingungen. Der als Versuchsinjektor konzipierte Injektor erlaubt die Änderung zahlreicher Parameter.

Bisherige Untersuchungen [27, 45] berücksichtigen lediglich den Einfluss der Feststoffbeladung auf den Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$ . Anhand der von JOPPICH durchgeführten Messungen konnte der Mischungswirkungsgrad in Abhängigkeit der Injektorgeometrie, des Sekundärluftverhältnisses  $\zeta$  und der Feststoffbeladung  $\mu$  für die verwendete Holzsorte bestimmt werden. In seiner Arbeit greift JOPPICH das eindimensionale Berechnungsmodell von SCHLAG [45] auf und erweiterte es unter der Berücksichtigung der Kompressibilität, des Temperatureinflusses und der Ansaugung von Sekundärluft.

Dieses Berechnungsmodell erlaubt eine genauere Bestimmung der Feststoffgeschwindigkeit im Injektor, die besonders für die Auslegung von Gutaufgabeinjektoren zur Förderung feiner Stäube (Holzstaub) wichtig ist. Das Berechnungsmodell wurde von JOPPICH mit Werten für die Feststoffgeschwindigkeit für verschiedene Injektorgeometrien und Fördergüter von HUTT und SCHLAG überprüft und zur Bestimmung der Feststoffgeschwindigkeit bei seinen eigenen Messungen herangezogen [28].

### 4.3 Dimensionsanalyse

Ansätze der dimensionslosen Darstellung von Injektorkennlinien, Geschwindigkeitsverläufen und des Mischungswirkungsgrades sind bei BOHNET [8] zu finden.

Die Ergebnisse der Förderversuche von JOPPICH werden größtenteils in dimensionsbehafteter Form präsentiert. In dieser Arbeit wird aber auch die dimensionslose Druckaufbauziffer  $\psi_{Inj}$  vorgestellt. Anhand der dimensionslosen Darstellung der Messergebnisse für die Versuche mit Systemdrücken von  $p_{Sys} = 1$  bar (atmosphärische Förderung) und  $p_{Sys} = 2$  bar wird die Unabhängigkeit der Druckaufbauziffer  $\psi_{Inj}$  vom Systemdruck  $p_{Sys}$  dargestellt. Die Druckaufbauziffer ist mit

$$\psi_{Inj} = \frac{\Delta p_{Inj} p_T}{\rho_{Sys} \frac{v_T^2}{2} p_{Sys}} \quad (4.1)$$

definiert. Dabei ist  $p_T$  der Druck im engsten Querschnitt der konvergenten Treibdüse. Im Fall des Betriebs als Mitteldruckinjektor ist  $p_T$  gleich dem kritischen Druck  $p_k$  und für die Niederdruckfahrweise ist  $p_T = p_{Sys}$  gleich dem Druck unmittelbar außerhalb der Düse. Bei der Darstellung der dimensionslosen Kennlinien wird das Sekundärluftverhältnis als Parameter verwendet. Darin ist jedoch zusätzlich als geometrischer Parameter das Flächenverhältnis  $\beta = \left(\frac{D_T}{D_M}\right)^2$  enthalten, da bei der Variation des Sekundärluftverhältnisses bei konstantem Gesamtluftmassenstrom der Treibdüsendurchmesser verändert werden musste.

In der Arbeit von TMEJ wird eine detaillierte Dimensionsanalyse der Vorgänge im Injektor vorgestellt. Neben den in der Arbeit von JOPPICH enthaltenen Messergebnissen werden zusätzlich die Versuchsergebnisse für drei weitere Holzsorten vorgestellt.

#### 4.3.1 Durchführung

Eine Dimensionsanalyse wird unter Zugrundelegung des *Buckingham'schen* II-Theorems durchgeführt. Das II-Theorem besagt [62]:

Gilt für  $n$  dimensionsbehaftete Einflußgrößen  $\phi_i$ ,  $i = 1 \dots n$ , die Beziehung

$$\phi_1 = f(\phi_2, \phi_3, \dots, \phi_n), \quad (4.2)$$

so läßt sie sich stets in der Form

$$\Pi_1 = g(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_k) \quad (4.3)$$

schreiben, wobei  $\Pi_j$ ,  $j = 1 \dots k$ , die  $k$  dimensionslosen Kennzahlen sind und  $k = n - m$  ist. Dabei ist  $m$  der Rang der Dimensionsmatrix der Einflussgrößen, der im Allgemeinen gleich der Anzahl der in den Einflussgrößen vorkommenden Grundgrößenarten <sup>1</sup> ist. Die dimensionslosen Kennzahlen  $\Pi_j$  werden mit den dimensionsbehafteten Größen  $\phi_i$  gebildet,

$$\Pi_j = \phi_1^{a_1} \phi_2^{a_2} \phi_3^{a_3} \dots \phi_n^{a_n}. \quad (4.4)$$

Für jede der  $k$  Kennzahlen  $\Pi_j$  können  $n - m$  der unbekanntenen Exponenten  $a_i$  beliebig gewählt werden. Die restlichen  $m$  Exponenten sind so zu bestimmen, daß die Kennzahl  $\Pi_j$  dimensionslos wird.

Tabelle 4.1: Relevanzliste der Injektorströmung

| Symbol           | Einheit      | Geometriegrößen  |
|------------------|--------------|--|
| $D_T$            | $m$          | Treibdüsenaustrittsdurchmesser                             |
| $D_{Mk}$         | $m$          | Mischkammerdurchmesser = Trichterbreite                    |
| $L_{Mk}$         | $m$          | Mischkammerlänge = Trichterlänge                           |
| $L_T$            | $m$          | Abstand der Treibdüse zum Mischrohr                        |
| $D_M$            | $m$          | Mischrohrdurchmesser                                       |
| $L_M$            | $m$          | Mischrohlänge  |
| $D_{FR}$         | $m$          | Förderleitungsdurchmesser                                  |
| $L_D$            | $m$          | Diffusorlänge  |
| Symbol           | Einheit      | Stoffeigenschaften   |
| $\rho_{Sys}$     | $kg/m^3$     | Luftdichte in der Mischkammer außerhalb des Strahles       |
| $\rho_T$         | $kg/m^3$     | Dichte des vollständig expandierten Treibstrahles          |
| $\eta_L$         | $kg/(ms)$    | Dynamische Viskosität der Treibstrahlluft                  |
| $c_p$            | $m^2/(s^2K)$ | Spezifische Wärmekapazität der Luft                        |
| $R$              | $m^2/(s^2K)$ | Gaskonstante für Luft                                      |
| $\rho_P$         | $kg/m^3$     | Partikeldichte   |
| $d_P$            | $m$          | Partikeldurchmesser  |
| Symbol           | Einheit      | Prozessgrößen  |
| $\Delta p_{Inj}$ | $Pa$         | Injektordruckaufbau (= Zielgröße)                          |
| $p_{Sys}$        | $kg/(ms^2)$  | Statischer Druck in der Mischkammer                        |
| $\dot{m}_{LI}$   | $kg/s$       | Primärluftmassenstrom                                      |
| $\dot{m}_{LII}$  | $kg/s$       | Sekundärluftmassenstrom                                    |
| $\dot{m}_P$      | $kg/s$       | Feststoffmassenstrom                                       |
| $v_T$            | $m/s$        | Geschwindigkeit des vollständig expandierten Treibstrahles |
| $v_M$            | $m/s$        | Geschwindigkeit im Mischrohr                               |
| $c_M$            | $m/s$        | Feststoffgeschwindigkeit am Mischrohrende                  |
| $T_0$            | $K$          | Ruhetemperatur des Treibstrahls                            |
| $g$              | $m/s^2$      | Erdbeschleunigung  |

<sup>1</sup> z. B. Länge, Masse, Zeit und Temperatur

Ausgangspunkt der Dimensionsanalyse ist die Relevanzliste der physikalischen Größen, die die Aufgabenstellung vollständig beschreiben. Die Relevanzliste besteht aus geometrischen Größen, die Stoffeigenschaften beschreibenden Größen und Prozessgrößen. In die Relevanzliste wird neben den unabhängigen physikalischen Größen die abhängige Zielgröße eingetragen (Tabelle 4.1).

### 4.3.2 Ergebnisse

Als Ergebnis der Dimensionsanalyse ergibt sich in der Folge ein Satz von dimensionslosen Kennzahlen. Die Darstellung der 25 Größen der Relevanzliste mit den 4 vorkommenden Grundgrößenarten (Länge  $L$ , Masse  $M$ , Zeit  $T$  und Temperatur  $\Theta$ ) führt zu 21 Kennzahlen. Die Wichtigkeit dieser Kennzahlen wird nun für das gestellte Problem betrachtet.

$$\begin{aligned} \Pi_1 &= \frac{D_T}{D_M} & \Pi_2 &= \frac{D_{Mk}}{D_M} & \Pi_3 &= \frac{L_{Mk}}{D_M} & \Pi_4 &= \frac{L_T}{D_M} \\ \Pi_5 &= \frac{L_M}{D_M} & \Pi_6 &= \frac{D_{FR}}{D_M} & \Pi_7 &= \frac{L_D}{D_M} \\ \Pi_8 &= \frac{\rho_{Sys} v_M^2}{p_{Sys}} & \Pi_9 &= \frac{\rho_T v_M^2}{p_{Sys}} & \Pi_{10} &= \frac{\rho_P v_M^2}{p_{Sys}} & \Pi_{11} &= \frac{c_P T_0}{v_M^2} \\ \Pi_{12} &= \frac{RT_0}{v_M^2} & \Pi_{13} &= \frac{\eta_L v_M}{p_{Sys} D_M} & \Pi_{14} &= \frac{d_P}{D_M} \\ \Pi_{15} &= \frac{\Delta p_{Inj}}{p_{Sys}} & \Pi_{16} &= \frac{\dot{m}_{LI} v_M}{p_{Sys} D_M^2} & \Pi_{17} &= \frac{\dot{m}_{LII} v_M}{p_{Sys} D_M^2} & \Pi_{18} &= \frac{\dot{m}_P v_M}{p_{Sys} D_M^2} \\ \Pi_{19} &= \frac{v_T}{v_M} & \Pi_{20} &= \frac{c_M}{v_M} & \Pi_{21} &= \frac{g D_M}{v_M^2} \end{aligned}$$

Dieser Satz an dimensionslosen Kennzahlen kann durch geeignete Manipulationen der Kennzahlen untereinander in allgemein gebräuchliche Kennzahlen umgewandelt werden.

Die Kennzahlen  $\Pi_1$  bis  $\Pi_7$  beschreiben die geometrischen Zusammenhänge im Injektor. Durch Umformung dieser Kennzahlen erhält man folgende dimensionslose Parameter.

$$\beta = \Pi_1^2 = \left( \frac{D_T}{D_M} \right)^2 \quad (4.5)$$

Das Flächenverhältnis  $\beta$  ist als der Querschnitt des Treibdüsenaustritts durch den Querschnitt des Mischrohres definiert.

$$\delta = \left( \frac{1}{\Pi_6} \right)^2 = \left( \frac{D_M}{D_{FR}} \right)^2 = \left( \frac{v_M}{v_{FR}} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

Das Diffusorflächenverhältnis  $\delta$  gibt Aufschluss über die Geschwindigkeiten vor und nach dem Diffusor bei inkompressibler Betrachtung der Luftströmung im Diffusor.

$$\frac{\Pi_4}{\Pi_3} = \frac{L_T}{L_{Mk}} \quad (4.7)$$

Dieses Längenverhältnis gibt die Position der Treibdüse zum Mischrohr an.

$$\Pi_5 = \frac{L_M}{D_M} \quad (4.8)$$

Die dimensionslose Größe  $\Pi_5$  gibt das Verhältnis der Mischrohlänge zum Mischrohrdurchmesser an.

$$\alpha_D = 2 \arctan \frac{\frac{1}{\Pi_6} - 1}{2 \Pi_7} = 2 \arctan \frac{D_{FR} - D_M}{2 L_D} \quad (4.9)$$

Ein weiterer Kennwert für den Diffusor ist der Diffusoröffnungswinkel  $\alpha_D$ . Bei zu großem Öffnungswinkel tritt Strömungsablösung an der Diffusorwand auf, und der Diffusorwirkungsgrad sinkt. Der Diffusoröffnungswinkel von Gutaufgabeinjektoren wird meist im Bereich  $7^\circ \leq \alpha_D \leq 10^\circ$  gewählt [33].

$$Eu = \frac{1}{2} \Pi_9 \Pi_{19}^2 = \frac{\rho_{Sys} v_T^2}{2 p_{Sys}} \quad (4.10)$$

Die mit den dimensionslosen Größen  $\Pi_9$  und  $\Pi_{19}$  gebildete Eulerzahl gibt das Verhältnis des dynamischen Treibstrahl drucks zum statischen Druck in der Mischkammer an.

$$Re_M = \frac{1}{\Pi_{13}} \Pi_8 = \frac{v_M D_M \rho_{Sys}}{\eta_L} \quad Re_T = \frac{1}{\Pi_{13}} \Pi_9 \Pi_{19}^2 \Pi_1 = \frac{v_T D_T \rho_T}{\eta_L} \quad (4.11)$$

Die Mischrohrreynoldszahl gebildet mit dem Mischrohrdurchmesser und der Geschwindigkeit im Mischrohr beziehungsweise die Treibstrahlreynoldszahl, die mit den entsprechenden Größen am Austritt der Treibdüse gebildet wird, geben die Strömungszustände in den jeweiligen Bereichen wieder. Die Reynoldszahl entspricht dem Verhältnis der Reibungskräfte zu den Trägheitskräften.

$$Fr = \Pi_{21} = \frac{g D_M}{v_M^2} \quad (4.12)$$

Die Froudezahl ist eine weitere Strömungsgröße und entspricht dem Verhältnis der Schwerkraft zur Trägheitskraft.

Das Verhältnis der Partikeldichte  $\rho_P$  zur Luftdichte  $\rho_{Sys}$ ,

$$\frac{\Pi_{11}}{\Pi_8} = \frac{\rho_P}{\rho_{Sys}}, \quad (4.13)$$

und das in Kennzahl  $\Pi_{12}$  ausgedrückte Verhältnis des Partikeldurchmessers  $d_P$  zum Düsendurchmesser  $D_T$  fließen in die Barthzahl  $Ba$  ein. Die Barthzahl beschreibt das Verhältnis

der Luftwiderstandskraft zur Massenträgheitskraft des Partikels und damit die Beschleunigungsvorgänge im Injektor. Die Barthzahl wird mit dem Widerstandsbeiwert  $C_W$  und mit der Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$  als Anströmgeschwindigkeit gebildet [27],

$$Ba = \frac{3}{4} C_W \frac{\Pi_8}{\Pi_{11}} \frac{1}{\Pi_{12}} = \frac{3}{4} C_W \frac{\rho_{Sys}}{\rho_P} \frac{D_T}{d_P}. \quad (4.14)$$

Geringere Partikeldurchmesser  $d_P$  und geringere Partikeldichte  $\rho_P$  führen zu größeren Barthzahlen  $Ba$  und stärkerer Beschleunigung der Partikel im Injektor. Das Verhältnis der Feststoffgeschwindigkeit am Mischrohrende  $c_M$  und der Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$  wird durch die Kennzahl  $\Pi_{17}$  beschrieben und ist von der Barthzahl  $Ba$  abhängig.

Der Sekundärluftanteil  $\zeta$  wird aus den Kennzahlen  $\Pi_{16}$  und  $\Pi_{17}$  abgeleitet,

$$\zeta = \frac{\Pi_{16}}{\Pi_{16} + \Pi_{17}} = \frac{\dot{m}_{LI}}{\dot{m}_{LI} + \dot{m}_{LII}}. \quad (4.15)$$

Die Beladung  $\mu$  folgt aus den Kennzahlen  $\Pi_{16}$ ,  $\Pi_{17}$  und  $\Pi_{18}$ ,

$$\mu = \frac{\Pi_{18}}{\Pi_{16} + \Pi_{17}} = \frac{\dot{m}_P}{\dot{m}_{LI} + \dot{m}_{LII}}. \quad (4.16)$$

Unter Einbeziehung der Temperatur als vierter Grundgröße bei der Durchführung der Dimensionsanalyse lassen sich zusätzlich gasdynamische Kennzahlen ableiten. Die Kennzahlen  $\Pi_{11}$ ,  $\Pi_{12}$  und  $\Pi_{19}$  lassen sich wie folgt umwandeln:

$$\frac{\Pi_{11}}{\Pi_{11} - \Pi_{12}} = \frac{c_p}{c_p - R} = \kappa \quad (4.17)$$

$$\frac{\Pi_{19}^2}{\kappa \Pi_{12}} = \frac{v_T^2}{\kappa R T_0} \quad (4.18)$$

Ersetzt man  $T_0$  durch  $T^*$  wobei gilt:

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \quad (4.19)$$

erhält man die Lavalzahl

$$La = \frac{v_T}{\sqrt{\kappa R T^*}} \quad (4.20)$$

### 4.3.3 Der Mischungswirkungsgrad

Mit Hilfe der zuvor ermittelten dimensionslosen Kennzahlen lassen sich durch gezielte Umformungen noch weitere dimensionslose Größen ermitteln. Eine für die Beschreibung der Strömung im Injektor wichtige Größe ist der Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$  [28].

Durch Addition der Kennzahlen  $\Pi_{16}$  und  $\Pi_{17}$  erhält man:

$$\Pi_{16} + \Pi_{17} = (\dot{m}_{L_I} + \dot{m}_{L_{II}}) \frac{v_M}{p_{Sys} D_M^2} \quad (4.21)$$

Durch Ersetzen von  $p_{Sys}$  durch  $\Delta p_M$ ,  $v_M$  durch  $(v_T - v_M)$  mit  $\dot{m}_{L_I} + \dot{m}_{L_{II}} = \dot{m}_L$  und Bildung des Kehrwertes des rechten Terms in Gleichung 4.21 gelangt man zur Definition des Mischungswirkungsgrades:

$$\frac{\Delta p_M D_M^2 \frac{\pi}{4}}{\dot{m}_L (v_T - v_M)} = \eta_{M1} \quad (\zeta = 0; \mu = 0) \quad (4.22)$$

Diese Definition des Mischungswirkungsgrades gilt für den Fall ohne Feststoffbeladung und ohne Ansaugung von Sekundärluft. Für die Berücksichtigung der Feststoffbeladung  $\mu$  gilt folgende Definition des Mischungswirkungsgrades:

$$\frac{\Delta p_M D_M^2 \frac{\pi}{4}}{\dot{m}_L (v_T - v_M) + \dot{m}_P (c_0 - c_M)} = \eta_{M2} \quad (\zeta = 0; \mu \neq 0) \quad (4.23)$$

Wird zusätzlich noch die angesaugte Sekundärluft berücksichtigt, muss obige Definition noch entsprechend erweitert werden und man erhält:

$$\frac{\Delta p_M D_M^2 \frac{\pi}{4}}{\dot{m}_I (v_T - v_M) + \dot{m}_P (c_0 - c_M) + \dot{m}_{L_{II}} (v_0 - v_M)} = \eta_{M3} \quad (\zeta \neq 0; \mu \neq 0) \quad (4.24)$$

Der Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$  ist eine Maßzahl für die Umsetzung der kinetischen Energie des Treibstrahls in die Beschleunigung der Teilchen und der Sekundärluft und in eine Erhöhung des statischen Drucks am Ende der Mischstrecke.

Abbildung 4.1 zeigt die dreidimensionale Darstellung der Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades  $\eta_M$  von der Beladung  $\mu$  und dem Flächenverhältnis  $\beta$  für die Versuchsdaten von JOPPICH für schwedischen Holzstaub.

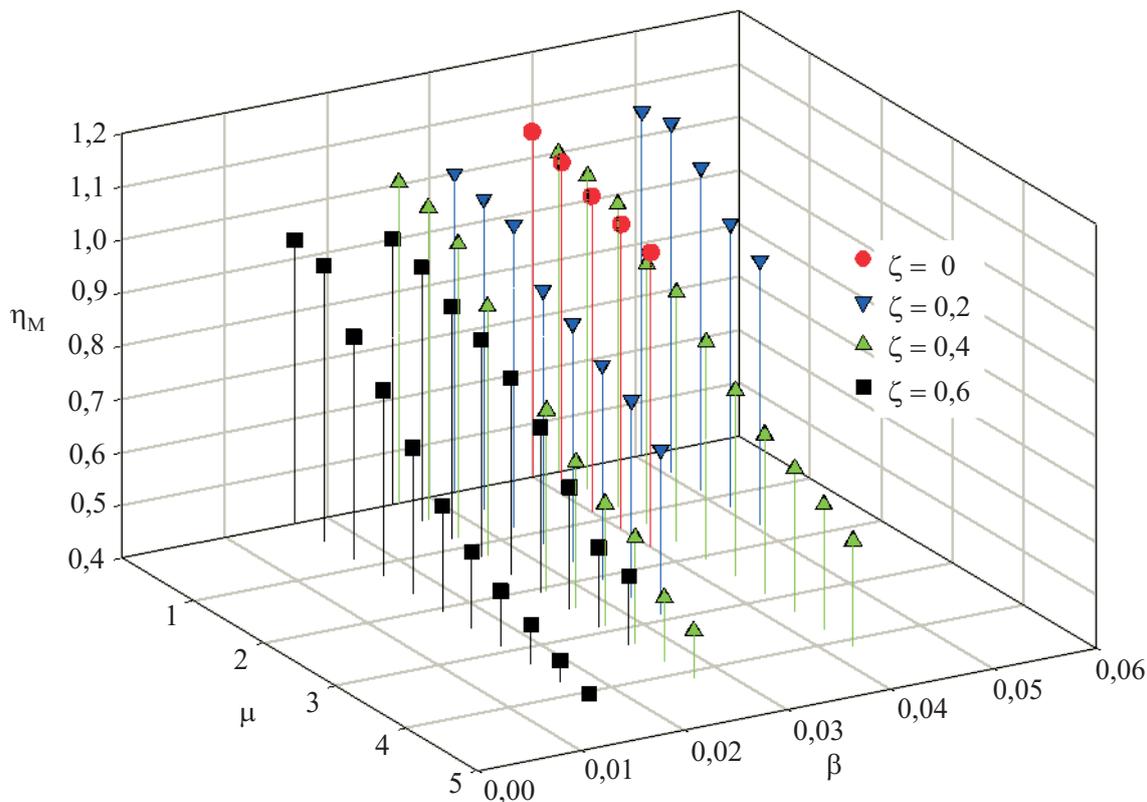


Abbildung 4.1: Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades vom Flächenverhältnis  $\beta$  und der Beladung  $\mu$  mit dem Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  als Parameter

Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen den Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$  in Abhängigkeit vom Flächenverhältnis  $\beta$  beziehungsweise vom Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  jeweils für die Beladung  $\mu = 0$  ermittelt aus den Versuchsdaten von JOPPICH. Dabei wird die Mischrohrreynoldszahl gebildet mit der Fluidgeschwindigkeit im Mischrohr und dem Mischrohrdurchmesser als Parameter verwendet. Gleiche Symbole gelten jeweils für dieselben geometrischen Verhältnisse, wobei die schwarzen Symbole für ein Druckverhältnis  $\pi_{Bk} = 1$  und die schwarzweißen Symbole für ein Druckverhältnis  $\pi_{Bk} = 2$  stehen. Das Druckverhältnis  $\pi_{Bk}$  ist als das Verhältnis von Brennkammerdruck  $p_{Bk}$  zum Atmosphärendruck  $p_{atm}$  definiert.

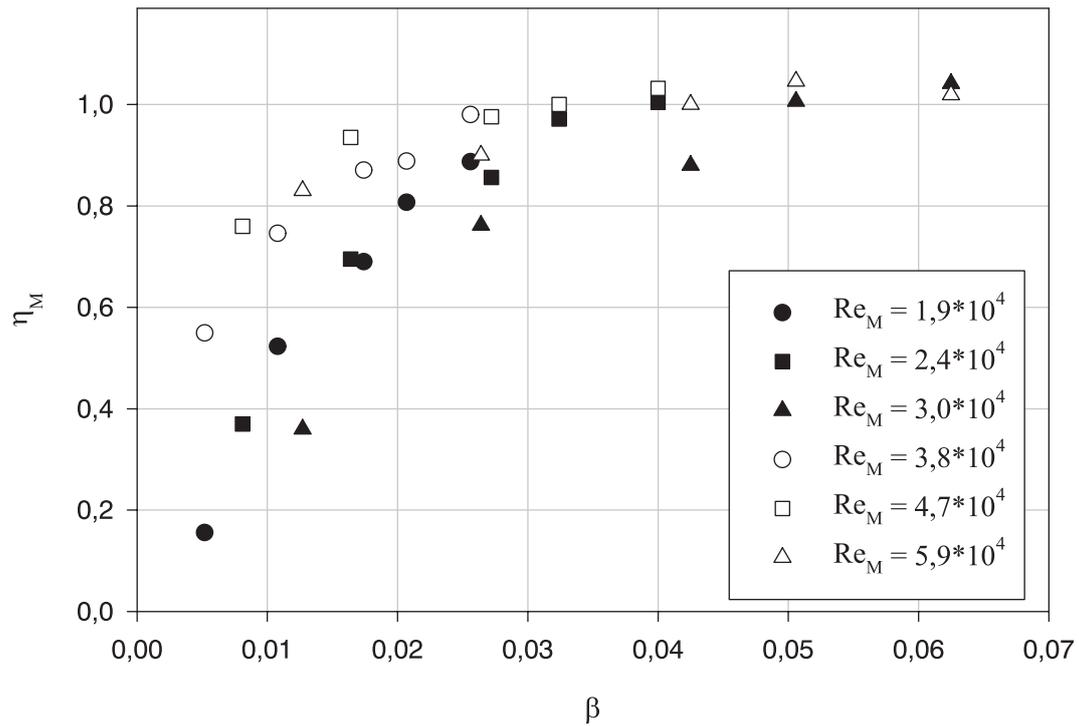


Abbildung 4.2: Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades vom Flächenverhältnis  $\beta$  mit der Mischrohrreynoldszahl als Parameter;  $\mu = 0$

Aus diesen Darstellungen ist ersichtlich, dass der Mischungswirkungsgrad Werte größer als 1 annehmen kann. Der in den Gleichungen 4.22 - 4.24 definierte Mischungswirkungsgrad ist an sich kein Wirkungsgrad, sondern lediglich eine Größe, die die Vorgänge bei der Umsetzung der kinetischen Energie des Treibstrahls in statischen Druck beschreibt. Dabei wird zur Ermittlung des Mischungswirkungsgrades von idealisierten Verhältnissen ausgegangen (Annahme einer konstanten Geschwindigkeitsverteilung über dem Querschnitt), wie sie in der realen Strömung nicht zutreffend sind. Dennoch ist der Mischungswirkungsgrad eine praktische Größe zur Bestimmung des Druckaufbaus mit eindimensionalen Rechenmodellen [28].

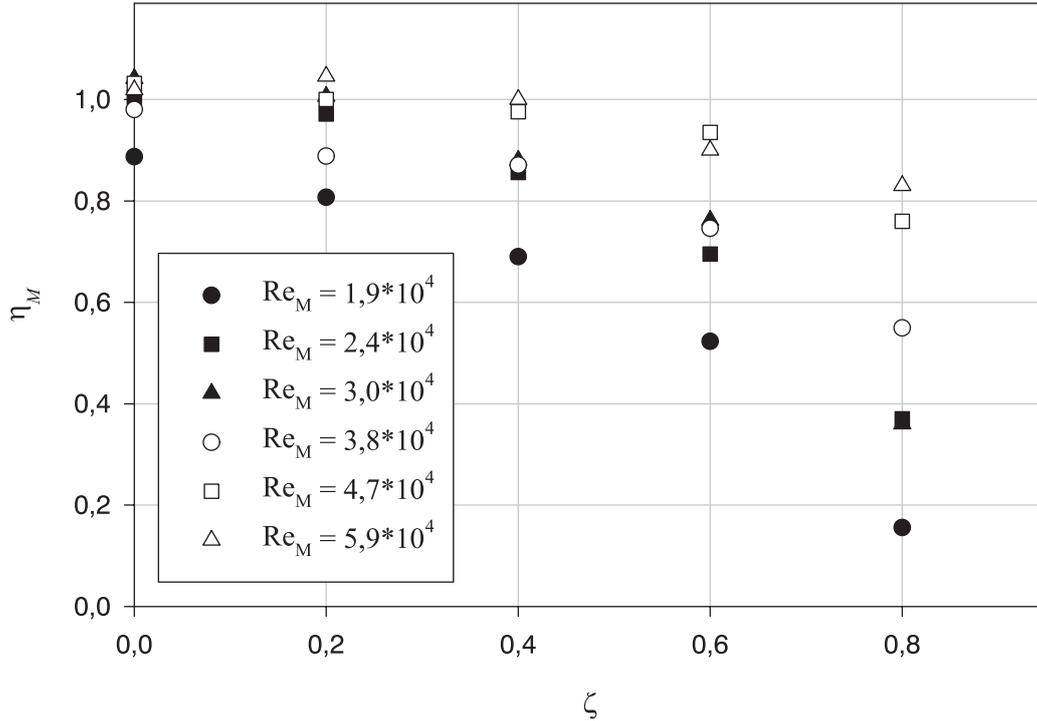


Abbildung 4.3: Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades vom Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  mit der Mischrohrreynoldszahl als Parameter;  $\mu = 0$

#### 4.3.4 Dimensionslose Druckaufbauziffer

Die Ergebnisse der Dimensionsanalyse können verwendet werden, um die Ergebnisse der von JOPPICH und TMEJ durchgeführten Förderversuche dimensionslos darzustellen. Eine Art dieser Darstellungen wurde von TMEJ präsentiert [53].

Die dimensionslose Darstellung des Druckaufbaus bei JOPPICH erfolgte insofern inkonsequent, als die Darstellung den dimensionsbehafteten Parameter  $D_M$  enthält. An dieser Stelle wird versucht, den Druckaufbau dimensionslos darzustellen.

Mit Hilfe der Ergebnisse der zuvor durchgeführten Dimensionsanalyse lässt sich der Druckaufbau des Injektors dimensionslos darstellen:

$$\text{mit } p_{Inj} = p_{Sys} + \Delta p_{Inj} \quad (4.25)$$

$$\psi_{Inj} = \frac{\Delta p_{Inj}}{p_{Inj}} \frac{2\kappa RT^*}{v_T^2} = \frac{\Delta p_{Inj}}{p_{Inj}} \frac{2}{La^2} \quad (4.26)$$

Das dreidimensionale Diagramm (Abbildung 4.4) zeigt die Ergebnisse der Förderversuche von JOPPICH für den schwedischen Holzstaub. Die Kennlinien der Förderversuche wurden mit Hilfe von Ausgleichsgeraden linearisiert. Die Druckaufbauziffer  $\psi_{Inj}$  wird in Abhängigkeit vom Flächenverhältnis  $\beta$  und der Beladung  $\mu$  mit dem Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  als Parameter dargestellt.

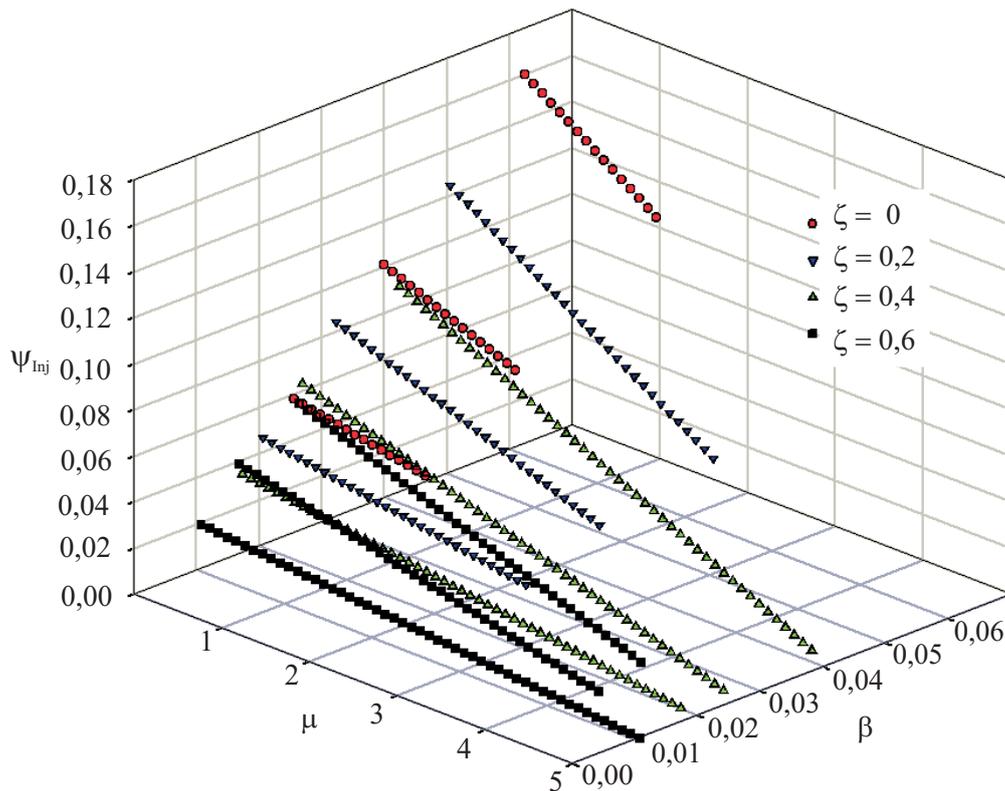


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Druckaufbauziffer  $\psi_{Inj}$  vom Flächenverhältnis  $\beta$  und der Beladung  $\mu$  mit dem Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  als Parameter

## 4.4 Auslegung mit Hilfe der Versuchsdaten

### 4.4.1 Grobauslegung von Injektoren

Die aus den am ITE durchgeführten Förderversuchen ermittelten Versuchsdaten können für eine rasche Auslegung von Gutaufgabeinjektoren, die für Anlagen von gleicher Größenordnung geeignet sind, verwendet werden. Die dimensionslosen Diagramme für den Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$  decken einen großen Bereich von möglichen Geometrien und Betriebsweisen ab.

### 4.4.2 Scale-up

Die am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung durchgeführten Förderversuche sollen neben der Brennstoffversorgung für die Brennkammer der bestehenden Versuchsanlage zusätzlich die Grundlage für die Auslegung von Injektoren für Anlagen in größerem Maßstab liefern.

Im Rahmen dieser Arbeit sollen die bereits durchgeführten und ausgewerteten Förderversuche mit Hilfe von Ähnlichkeitsbetrachtungen verwendet werden, um Aussagen für die Auslegung von Injektoren für Großanlagen zu treffen.

#### 4.4.2.1 Ähnlichkeitsbedingungen

Eine Übertragung von Versuchsergebnissen am Modell auf eine Großausführung setzt üblicherweise die vollständige Ähnlichkeit und die Übereinstimmung sämtlicher relevanter Kenn-

zahlen voraus. Bei der Betrachtung der Kennzahlen für das vorliegende Problem der zweiphasigen Injektorströmung zeigt sich, dass deren Anzahl hoch und deren Bedeutung für das Problem nicht gänzlich geklärt ist. Deshalb soll auf Beispiele aus der Literatur zurückgegriffen werden.

Für die vollständige Ähnlichkeit von Teilchenbahnen in ähnlichen Gasströmungen bei der Übertragung vom Modellversuch auf die Großausführung findet man nach VOLLHEIM [54] folgende Bedingungen (Tabelle 4.2):

Tabelle 4.2: Beziehungen zwischen den Größen der Kennzahlen bei vollständiger Ähnlichkeit [54]

| Kennzahl | Großausführung                             | Modell   |
|----------|--|--|
| $M$      | $D$  | $D'$   |
| $Re$     | $\frac{vD}{\nu}$                           | $\frac{v'D'}{\nu'}$                            |
| $Ba$     | $\frac{\frac{3}{4}c_w \rho d_P}{\rho_P D}$ | $\frac{\frac{3}{4}c_w \rho' d'_P}{\rho'_P D'}$ |
| $Re_P$   | $\frac{v_{rel} d_P}{\nu}$                  | $\frac{v'_{rel} d'_P}{\nu'}$                   |
| $Fr$     | $\frac{v^2}{gD}$                           | $\frac{v'^2}{g'D'}$                            |

Hierin ist der geometrische Maßstabsfaktor  $M = \frac{D'}{D}$ . Werden diese Bedingungen eingehalten, ergeben sich für die Größen von Modell und Original folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 D' &= DM \\
 v' &= vM^{\frac{1}{2}} \\
 \nu' &= \nu M^{\frac{3}{2}} \\
 \frac{\rho'_P}{\rho_P} \frac{\rho}{\rho'} &= \frac{D' d_P}{D d'_P} = 1 \\
 M &= \left( \frac{\eta}{\eta'} \frac{R'}{R} \frac{p}{p'} \frac{T'}{T} \right)^{\frac{2}{3}}
 \end{aligned}$$

Diese Beziehungen lassen sich anhand eines Beispiels (siehe Tabelle 4.3) illustrieren. Die Werte für das Modell entsprechen den Werten aus den Förderversuchen am ITE.

Tabelle 4.3: Beispiel einer Beziehung zwischen Großausführung und Modell

|                               | Großausführung | Modell |
|-------------------------------|----------------|--------|
| $M$                           | 1              | 0,48   |
| $T$ [K]                       | 293            | 293    |
| $p$ [bar]                     | 6              | 2      |
| $v_{FR}$ [m/s]                | 20             | 28,8   |
| $D_{FR}$ [m]                  | 0,052          | 0,025  |
| $d_P$ [m]                     | 0,00624        | 0,003  |
| $\rho_P$ [kg/m <sup>3</sup> ] | 160            | 480    |

Um die Bedingungen für die vollständige Ähnlichkeit einzuhalten, müsste die Dichte der Partikel bei der Großausführung dreimal geringer sein als beim Modell. Sowohl bei der Modellan-

lage im Labor als auch bei einer späteren Großausführung wird als Fördergut in Anbetracht der Verbrennung in der Brennkammer Holzstaub verwendet. Die Verwendung von anderen Fördergütern wäre denkbar, ergibt aber keine wesentliche Vereinfachung bei der Durchführung von Modellversuchen.

#### 4.4.2.2 Teilweise Ähnlichkeit

Aufgrund der unter Punkt 4.4.2.1 dargestellten Schwierigkeiten bei der Einhaltung der Bedingungen für die vollständige Ähnlichkeit wird die teilweise Ähnlichkeit angewendet. Dabei werden bei der Übertragung vom Original zum Modellversuch die für das jeweilige Problem bestimmenden Kennzahlen berücksichtigt, alle übrigen werden vernachlässigt. In der folgenden Übersicht (Tabelle 4.4) werden verschiedene in der Literatur für die pneumatische Förderung vorgeschlagenen Ersatzbedingungen vorgestellt.

Tabelle 4.4: Bedingungen für teilweise Ähnlichkeit („Ersatzbedingungen“)

| Ersatzbedingungen          |  |                             |                             |
|----------------------------|--|-----------------------------|-----------------------------|
| 1                          | 2  | 3                           | 4                           |
| MUSCHELKNAUTZ<br>[33]      | BARTH [5]                                  | BUHRKE [12]                 | BUHRKE [12]<br>(für Stäube) |
| Durchmesser-<br>verhältnis | Durchmesser-<br>verhältnis                 | -                           | Durchmesser-<br>verhältnis  |
| Froudezahl                 | Froudezahl                                 | -                           | Froudezahl                  |
| Beladung                   | -  | -                           | Beladung                    |
| -                          | Partikel-<br>Froudezahl<br>bez. auf Sinkg. | Partikel-<br>Froudezahl     | -                           |
| Dichteverhältnis           | -  | -                           | -                           |
| Kornform                   | -  | -                           | -                           |
| -                          | -  | Partikel-<br>Reynoldszahl   | -                           |
| -                          | -  | Partikel-<br>Archimedeszahl | -                           |

Dichteverhältnis Partikel-

Die Anwendung der „Ersatzbedingungen 1“ nach MUSCHELKNAUTZ [33] bedeutet keine wesentliche Vereinfachung für den Scale-up Fall, da das Verhältnis der Partikeldichten und der Fluidichten konstant bleiben sollte. Dies führt zu ähnlichen Schwierigkeiten bezüglich der Wahl der Feststoffeigenschaften wie bei der Anwendung der vollständigen Ähnlichkeit.

Dieses Problem wird mit der Anwendung der „Ersatzbedingungen 2“ nach BARTH [5] umgangen indem das Dichteverhältnis nicht berücksichtigt wird. Den Partikeleigenschaften wird dennoch durch die Anwendung der Partikel-Froudezahl bezogen auf die Sinkgeschwindigkeit Rechnung getragen.

Bei Anwendung der „Ersatzbedingungen 3“ nach BUHRKE [12], wird die Partikel-Froudezahl bezogen auf die Sinkgeschwindigkeit und die Partikel-Reynoldszahl konstant gehalten. Zusätzlich wird die Partikel-Archimedeszahl konstant gehalten. Die Partikel-Archimedeszahl ist wie folgt definiert:

$$Ar = \frac{gd_P^3 \Delta \rho}{\nu^2 \rho} \quad \text{mit} \quad \Delta \rho = \rho_P - \rho_F \quad (4.27)$$

Die geringsten Anforderungen kommen bei der Anwendung der „Ersatzbedingungen 4“ zum Tragen. Diese Bedingungen für die teilweise Ähnlichkeit gelten für den Scale-up Fall von Gas-Feststoffströmungen mit sehr kleinen Partikeldurchmessern.

Für die Betrachtung der druckbeaufschlagten pneumatischen Förderung von Holzpartikeln erscheint die Anwendung der „Ersatzbedingung 2“ als die praktikabelste. Dabei werden zusätzlich zu den drei vorgegebenen Kennzahlen noch konstante Beladung  $\mu$  und ähnliche Kornform von den „Ersatzbedingungen 2“ vorausgesetzt. Unter Einhaltung dieser Bedingungen ergeben sich folgende Maßstabsfaktoren:

$$\begin{aligned} \frac{D'_{FR}}{D_{FR}} &= M_D = \frac{d'_P}{d_P} = M_d \\ \frac{v'_{FR}}{v_{FR}} &= M_v = M_D^{\frac{1}{2}} \\ \frac{w'_s}{w_s} &= M_w = M_D^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

Analog zum Beispiel für die Einhaltung vollständiger Ähnlichkeit lassen sich nun die Beziehungen für die Anwendung der teilweisen Ähnlichkeit („Ersatzbedingungen“) angeben (Tabelle 4.5).

Tabelle 4.5: Beispiel für die Anwendung der „Ersatzbedingung“ nach BARTH [5]

|                | Großausführung | Modell |
|----------------|----------------|--------|
| $T$ [K]        | 293            | 293    |
| $p$ [bar]      | 6              | 2      |
| $v_{FR}$ [m/s] | 18             | 11     |
| $D_{FR}$ [m]   | 0,067          | 0,025  |
| $d_P$ [mm]     | 1              | 0,36   |
| $Fr$           | 493            | 493    |
| $Fr_P$         | 131            | 137    |
| $w_s$ [m/s]    | 1,16           | 0,68   |

Daraus ergeben sich folgende Maßstabsfaktoren:

$$\begin{aligned} M_D &= 0,37 = M_d \\ M_v &= M_D^{\frac{1}{2}} \approx 0,61 \\ M_w &= 0,59 \approx M_v \end{aligned}$$

Die Bedingungen für die teilweise Ähnlichkeit sind also annähernd eingehalten. Mit Hilfe dieser Beziehungen lassen sich nun die im Modellversuch gewonnenen Versuchsdaten auf eine Anlage größeren Maßstabs übertragen. Diese Überlegungen gelten primär zur Ermittlung des Förderleitungsdurchmessers unter Beachtung der für den Betrieb der Brennkammer notwendigen Einschränkungen wie der Einhaltung einer minimalen Strömungsgeschwindigkeit im Förderrohr  $v_{FR}$  oder der Erzielung eines geringen Förderluftanteils  $k_I$  (siehe Abschnitt 4.1.1 [28, 38]), die auch für eine größere Anlage gelten.

#### 4.4.2.3 Auslegungsbeispiel, Scale-up

Anhand der zuvor gemachten Überlegungen über die partielle Ähnlichkeit soll ein Beispiel für die Auslegung eines Gutaufgabeinjektors zum Betrieb einer Anlage größeren Maßstabs gezeigt werden.

Dabei sollen realistische Eckdaten einer Gasturbinenanlage, die um eine Größenordnung über der Versuchsanlage am ITE liegt, herangezogen werden. Überlegungen für die Auslegung einer Brennkammer für diese Größenordnung wurden bereits durchgeführt und dargestellt [24] (Tabelle 4.6).

Tabelle 4.6: Angaben für die mit Holzstaub gefeuerte Gasturbine [24]

|                              | Auslegungspunkt | Nominalpunkt für den Betrieb |
|------------------------------|-----------------|------------------------------|
| Leistung [kW]                | 895             | 866                          |
| Verdichtungsverhältnis [-]   | 6,30            | 6,39                         |
| Thermischer Wirkungsgrad [-] | 0,234           | 0,230                        |

Aus diesen Daten lassen sich die für die weitere Auslegung des Fördersystems benötigten Größen bestimmen. Es wird analog zu den Arbeiten von JOPICH [28] und PELZMANN [38] vorgegangen. Zur Bestimmung des Förderrohrdurchmessers werden die in Kapitel 4 vorgestellten Beziehungen verwendet. Dabei wird eine Mindestluftgeschwindigkeit im Förderrohr von  $v_{FR}=18$  m/s zugrunde gelegt. Die in dieser Weise bestimmten Größen werden in Tabelle 4.7 dargestellt:

Tabelle 4.7: Allgemeine Angaben für den Scale-up Fall

|                |       |                       |        |
|----------------|-------|-----------------------|--------|
| $T$ [K]        | 293   | $\dot{Q}_{th}$ [kW]   | 3770   |
| $p_B$ [bar]    | 6,39  | $\dot{m}_{Br}$ [kg/s] | 0,271  |
| $v_{FR}$ [m/s] | 18    | $\dot{m}_{FL}$ [kg/s] | 0,1316 |
| $D_{FR}$ [m]   | 0,035 | $\mu_N$ [-]           | 2,1    |
| $d_P$ [mm]     | 1     | $u_{Br}$ [-]          | 0,2    |
| $L_{FR}$ [m]   | 8     | $\Delta p_{FR}$ [Pa]  | 5600   |
| $w_s$ [m/s]    | 1,16  | $p_{Inj}$ [Pa]        | 644600 |
| $H_u$ [MJ/kg]  | 16,7  | $k_I$ [-]             | 0,15   |

Diese Werte, geltend für die Geometrie- und Prozessdaten im Förderrohr sind die Ausgangssituation für die Auslegung des Injektors. Mit Hilfe der Ergebnisse der Förderversuche lassen sich nun die weiteren Geometrie- und Prozessdaten für den Injektor bestimmen.

Mit dem Förderluftmassenstrom  $\dot{m}_{FL}$ , dem Druck am Ende des Injektors  $p_{Inj}$ , dem Förderrohrdurchmesser  $D_{FR}$  sowie den Partikeleigenschaften (Partikeldurchmesser  $d_P$  und Partikeldichte  $\rho_P$ ) sind die notwendigen Informationen vorhanden. Für die weitere Vorgehensweise sind einige Entscheidungen bezüglich der Prozessdaten wie der Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$  und dem Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  zu treffen.

Der Injektor soll als Niederdruckinjektor mit einer Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T = 240$  m/s betrieben werden. Durch den Betrieb als Niederdruckinjektor wird vermieden, dass die Pri-

märluft auf einen hohen Druck gebracht werden muss. Das Sekundärluftverhältnis wird mit  $\zeta = 0,5$  gewählt. Aus den Förderversuchen am ITE ergibt sich, dass für die Förderung von Holzstaub das Sekundärluftverhältnis  $\zeta \geq 0,4$  sein sollte, um größere Beladungen zu erreichen. Das Sekundärluftverhältnis sollte nicht zu hoch gewählt werden, da der Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$  für Werte  $\zeta > 0,5$  stark absinkt (vgl. die Diagramme in Abschnitt 4.3.3).

Mit diesen Annahmen lässt sich nun der Primärluftmassenstrom  $\dot{m}_{L_I}$  und damit der Treibdüsendurchmesser  $D_T$  bestimmen.

Tabelle 4.8: Werte für die Injektorauslegung

| Geometriedaten         |         |                           |         |
|------------------------|---------|---------------------------|---------|
| $D_M$ [m]              | 0,025   | $L_M$ [m]                 | 0,100   |
| $D_{Mk}$ [m]           | 0,04    | $L_{Mk}$ [m]              | 0,045   |
| $L_T$ [m]              | 0,045   | $D_T$ [m]                 | 0,0068  |
| $L_{FD}$ [m]           | 0,02    | $L_D$ [m]                 | 0,034   |
| $D_{FR}$ [m]           | 0,035   | $L_{FR}$ [m]              | 8       |
| Prozessdaten           |         |                           |         |
| $\dot{m}_{L_I}$ [kg/s] | 0,06595 | $\dot{m}_{L_{II}}$ [kg/s] | 0,06595 |
| $v_T$ [m/s]            | 240     | $\zeta$ [-]               | 0,5     |

Diese Auslegungsdaten (Tabelle 4.8) dienen nun als Grundlage bei der Durchführung der CFD-Simulation für den Scale-up Fall. Weiters wird mit dieser Geometrie und diesen Betriebseinstellungen die eindimensionale Simulationsrechnung, wie sie unter anderem von JOP-PICH verwendet wurde, durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Rechenmethoden werden dann gegenübergestellt.

# Kapitel 5

## Beschreibung des Rechenverfahrens

### 5.1 Berechnung von Mehrphasenströmungen

Mit den zunehmenden Möglichkeiten der computerunterstützten Berechnung von Strömungen aller Art hat CFD unter anderem auch eine Anwendung in der chemischen Industrie und Verfahrenstechnik gefunden. Die zu untersuchenden Strömungen sind sowohl Einphasen- als auch sehr oft Mehrphasenströmungen, in denen Wärme- und Stoffübertragungen aber auch chemische Reaktionen auftreten können [7].

Einen Überblick über die Möglichkeiten der rechnergestützten Simulation von Zweiphasenströmungen findet man bei SOMMERFELD [49]. Dabei können CFD Berechnungen auf verschiedenen Komplexitätsstufen abhängig vom Grad der Detaillierung bei der Modellierung und dem numerischen Aufwand betrieben werden, wenn man die Auflösung der Wechselwirkungen zwischen den Phasen und den Turbulenzmodellen betrachtet.

In der Folge sollen die gebräuchlichsten Simulationsmodelle zur Berechnung der Zweiphasenströmung kurz vorgestellt werden. Dabei werden beginnend mit dem aufwendigsten Modell die Komplexitätsstufen schrittweise reduziert.

Für die ingenieurmäßige Anwendung bei der Berechnung von Zweiphasenströmungen kommen am häufigsten der auf den reynoldsgemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (aus der Impulsbilanz über ein Fluidelement) basierende Kontinuumsansatz (Euler/Euler, siehe auch Abschnitt 5.1.4) und das Teilchenbahnmodell (Euler/Lagrange, siehe auch Abschnitt 5.1.5) zum Einsatz.

Die Methode mit dem höchsten Grad der Modellierung der Gasphase und der festen Phase und damit dem höchsten numerischen Aufwand ist die Direkte Numerische Simulation (DNS) der Zweiphasenströmung. Wird die Direkte Numerische Simulation auf die Gasphase beschränkt, so kann die Simulation der festen Phase mit Hilfe eines Lagrangeschen Teilchenmodells erfolgen. Mit etwas geringerem numerischen Aufwand kann die Berechnung der Gasphase mit einem Large Eddy Simulations-Modell (LES) erfolgen und für die feste Phase ebenfalls mit dem Lagrangeschen Teilchenmodell kombiniert werden.

#### 5.1.1 Direkte numerische Simulation

Die direkte numerische Simulation der Zweiphasenströmung erfolgt unter Berücksichtigung der Strömung um einzelne Teilchen und wurde erst durch die enorme Steigerung an Rechenkapazität in den letzten Jahren möglich. Ein solcher Lösungsansatz umfasst zum Beispiel die

zeitabhängige Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen mit einem Rechnernetz, das auch die Strömung um die Partikel aufzulösen vermag. Zur Auflösung der Partikeloberfläche und zum Setzen der richtigen Randbedingungen an den Partikeloberflächen werden hauptsächlich zwei Ansätze verwendet.

Beim ersten Ansatz wird ein adaptiertes unstrukturiertes Gitter zur Auflösung der Partikelform unter Berücksichtigung der Partikelbewegung benützt.

Im zweiten Ansatz wird die Strömung mit einem regelmäßigen Gitter berechnet. Die Teilchen werden mit einer Tracer-Methode simuliert. Die Kopplung der Phasen erfolgt durch einen Volumskraftterm in den Navier-Stokes-Gleichungen. Diese Methoden werden hauptsächlich für Strömungen mit kleinen Reynoldszahlen, so zum Beispiel für die Simulation von Sedimentationsprozessen angewendet.

### 5.1.2 Direkte numerische Simulation mit Lagrange Modell

Diese Anwendung der direkten numerischen Simulation für disperse turbulente Zweiphasenströmungen erfolgt unter der Betrachtung der Teilchen als punktförmige Teilchen mit Hilfe des Ansatzes von Lagrange. Dies ist mit der Berechnung der Bahnen für eine große Anzahl von Teilchen unter der Berücksichtigung der relevanten Kräfte auf die Teilchen verbunden. Diese Art der direkten numerischen Simulation wird hauptsächlich zur Untersuchung der Auswirkungen der Turbulenz in Mehrphasenströmungen, beziehungsweise der Auswirkungen der Teilchen auf die Turbulenz angewendet.

### 5.1.3 Large Eddy Simulations mit Lagrange Modell

Die Kombination von Large Eddy Simulations (LES) mit dem Lagrangeschen Partikelmodell wird hauptsächlich auf die Untersuchung von Phänomenen in turbulenten Zweiphasenströmungen angewendet. Dabei werden unter anderem die Teilchenverteilung in turbulenten Strömungen, Partikel-Partikel Stöße und das Verhalten der Teilchen in Kanalströmungen untersucht.

### 5.1.4 Impulsbilanzierende Verfahren mit Euler Modell

Dieser Ansatz ist wie der in 5.1.5 vorgestellte Euler/Lagrange-Ansatz, wobei beide Methoden auf den reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen beruhen, für die Anwendung bei ingenieurmäßigen Problemstellungen weit verbreitet. Die Wechselwirkungen der verschiedenen Phasen, zum Beispiel der Impulsaustausch aber auch Wärme- und Stoffübertragung werden durch entsprechende Quell- und Senkenterme berücksichtigt. Beim Euler/Euler-Modell werden beide beziehungsweise alle beteiligten Phasen als wechselwirkende Kontinua aufgefasst. Stoffeigenschaften wie die Masse der Partikel pro Einheitsvolumen werden als kontinuierliche Größen betrachtet. Die Teilchengeschwindigkeit ist die gemittelte Geschwindigkeit über ein betrachtetes Volumen (Rechenzelle). Die wechselwirkenden Ströme von Masse, Impuls oder Energie erfordern die Mittelung über die Rechenzellen.

Speziell für die Lösung der dispersen Reynoldsspannungen und der Fluid-Teilchen Wechselwirkungen bei turbulenten Strömungen sind komplexe Lösungsansätze erforderlich. Zur Berücksichtigung von Teilchengrößenverteilungen ist die Lösung der entsprechenden Gleichungen für jede Größenklasse vonnöten. Dies steigert den rechnerischen Aufwand mit der Anzahl der berücksichtigten Größenklassen. Die wichtigste Anwendung für den Euler/Euler-

Ansatz sind diskontinuierliche und dichte Zweiphasenströmungen, wie sie zum Beispiel in Wirbelschichten auftreten.

### 5.1.5 Impulsbilanzierende Verfahren mit Lagrange Modell

Wie auch der zuvor in 5.1.4 beschriebene Euler/Euler-Ansatz findet der Euler/Lagrange-Ansatz die Hauptanwendung bei der ingenieurmäßigen Berechnung von Strömungsproblemen. Der Euler/Lagrange-Ansatz kann nur für disperse Zweiphasenströmungen angewendet werden. Die disperse Phase wird durch die Berechnung der Teilchenbahnen für eine große Anzahl von Teilchen modelliert. Dabei werden die Bewegungsgleichungen der Teilchen unter Berücksichtigung aller relevanten Kräfte gelöst.

Die Teilchen werden grundsätzlich als punktförmige Teilchen betrachtet. Das bedeutet, dass die finiten Dimensionen der Teilchen nicht berücksichtigt werden und die Strömung um ein einzelnes Teilchen nicht aufgelöst wird. Üblicherweise ist die Anzahl der Teilchen in der Strömung zu groß, um die Bahn jedes einzelnen Teilchens zu berechnen. Dieser Umstand wird durch die Bildung so genannter parcels (Pakete) umgangen. Dabei repräsentiert ein solches Paket eine bestimmte Anzahl von Teilchen mit denselben Eigenschaften (zum Beispiel Größe, Dichte oder Form). Die Bahn eines Pakets wird stellvertretend für diese Teilchen berechnet.

Für stationäre Strömungen bietet sich die sequentielle Berechnung der Partikelbahnen an. Für instationäre Strömungen muss die Berechnung der Partikelbahnen pro Zeitschritt hingegen simultan erfolgen. Lokale Durchschnittswerte für die Partikelkonzentration und Partikelgeschwindigkeit werden durch Durchschnittsbildung erhalten. Um statistisch zuverlässige Ergebnisse für jede Rechenzelle zu erhalten, ist es notwendig die Bahnen von üblicherweise zwischen 10.000 und 100.000 Partikel zu berechnen. Diese Größenordnung hängt vom betrachteten Strömungsproblem ab.

Die Vorteile des Euler/Lagrange-Ansatzes liegen in der Möglichkeit, physikalische Effekte, die die Partikelbahnen beeinflussen, leicht zu implementieren. Das sind Turbulenzwechselwirkungen, Wandstöße und Teilchenstöße. Zusätzlich können Partikelgrößenverteilungen leicht berücksichtigt werden, indem jedem Paket eine bestimmte Größenklasse, entsprechend der Größenverteilung, zugeordnet wird. Durch die Einflüsse der festen Phase auf die Strömung, die in der Simulation durch Quell-/Senkenterme berücksichtigt werden (zweifache Kopplung), kann es bei hohen Partikelkonzentrationen zu Konvergenzproblemen kommen.

## 5.2 Grundgleichungen für das Fluid

Die Grundgleichungen zur Berechnung der räumlichen, instationären, turbulenten und kompressiblen Strömung werden in der Vektorschreibweise unabhängig von einem Koordinatensystem dargestellt. Die Massenbilanz lautet

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0. \quad (5.1)$$

Die Bewegungsgleichung erhält die Form

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}) = \mathbf{B} + \nabla \cdot (\sigma - \rho \overline{\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}}), \quad (5.2)$$

wobei  $\sigma$  den Spannungstensor darstellt:

$$\sigma = -p\delta + \left(\zeta - \frac{2}{3}\mu\right)\nabla \cdot \mathbf{U}\delta + \mu(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T). \quad (5.3)$$

Für skalare Transportgleichungen gilt

$$\frac{\partial\rho\Phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U}\Phi) = \nabla \cdot (\Gamma\nabla\Phi - \rho\overline{\mathbf{u}\phi}) + S. \quad (5.4)$$

In diesen Gleichungen ist  $\rho$  die Fluidichte,  $\mu$  die molekulare Viskosität und  $\zeta$  die Kompressionsviskosität.  $\mathbf{U}=(U, V, W)$  bezeichnet die Geschwindigkeit,  $p$  den statischen Druck und  $\mathbf{B}$  die Volumskräfte. In Gleichung 5.4 bezeichnet  $\Gamma$  den Diffusionskoeffizienten und  $S$  den Quellterm der skalaren Größe  $\Phi$ . Der Momentanwert einer beliebigen Strömungsgröße  $\Phi(t)$  läßt sich als Summe des zeitlichen Mittelwertes  $\overline{\Phi}$  und der turbulenten Schwankungsgröße  $\phi$  angeben:

$$\Phi = \overline{\Phi} + \phi. \quad (5.5)$$

Die zeitliche Mittelung lautet dann:

$$\overline{\Phi}(t) = \frac{1}{2\Delta t} \int_{t-\Delta t}^{t+\Delta t} \Phi(\tau) d\tau. \quad (5.6)$$

Die reynoldsgemittelte Kontinuitätsgleichung behält also die gleiche Form wie die Kontinuitätsgleichung für die laminare Strömung (Glg. 5.1). Für die Bewegungsgleichung 5.2 und die skalare Transportgleichung 5.4 kommen jedoch nach der Reynoldsmittelung die Terme  $-\rho\overline{\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}}$  bezeichnet als Reynoldsspannungen, beziehungsweise  $\rho\overline{\mathbf{u}\phi}$  der als Reynolds Flux bezeichnet wird, hinzu. Der erste Zusatzterm stellt scheinbare turbulente Normal- und Schubspannungen dar.

Die turbulenten Schwankungsbewegungen sind unbekannt. Zur Schließung des Gleichungssystems müssen Modelle gefunden werden, die diese unbekanntes Schwankungsbewegungen zu Größen des mittleren Strömungsfeldes in Beziehung setzen. Dies geschieht hier durch den so genannten Wirbelviskositätsansatz, der die turbulenten Spannungen analog zu den viskosen Spannungen proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten setzt. Für die Reynoldsspannungen ergibt sich dann:

$$-\rho\overline{\mathbf{u}\otimes\mathbf{u}} = -\frac{2}{3}\rho k\delta - \frac{2}{3}\mu_T\nabla \cdot \mathbf{U}\delta\mu_T(\nabla\mathbf{U} + (\nabla\mathbf{U})^T). \quad (5.7)$$

die hier eingeführte Größe  $k$  wird als turbulente kinetische Energie bezeichnet, die wie folgt definiert ist:

$$k = \frac{1}{2}\overline{\mathbf{u}^2}. \quad (5.8)$$

Unter diesen Gesichtspunkten nimmt die Bewegungsgleichung folgende Form an:

$$\frac{\partial\rho\mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{U}\otimes\mathbf{U}) - \nabla \cdot (\mu_{eff}\nabla\mathbf{U}) = -\nabla p' + \nabla \cdot (\mu_{eff}(\nabla(\mathbf{U}^T) + \mathbf{B}), \quad (5.9)$$

wobei

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_T. \quad (5.10)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $\mu_T$ , die so genannte Wirbelviskosität, muss modelliert werden, da sie eine Funktion der Turbulenzstruktur darstellt und deshalb keine Stoffgröße ist. Beim  $k/\varepsilon$ -Turbulenzmodell wird die Wirbelviskosität mit der Gleichung

$$\mu_T = C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5.11)$$

berechnet. Die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie  $k$  und die turbulente Dissipationsrate  $\varepsilon$  ergeben dann:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} k) - \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) = P + G - \rho \varepsilon \quad (5.12)$$

und

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \varepsilon) - \nabla \cdot \left( \left( \mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) = C_1 \frac{\varepsilon}{k} (P + C_3 \max(G, 0)) - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k}, \quad (5.13)$$

dabei ist  $P$  die Produktionsrate von  $k$ :

$$P = \mu_{eff} \nabla \mathbf{U} \cdot (\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{U} (\mu_{eff} \nabla \cdot \mathbf{U} + \rho k) \quad (5.14)$$

und  $G$  die Produktionsrate infolge der Volumskräfte:

$$G = G_{Auf} + G_{Rot} + G_W \quad (5.15)$$

Dabei ist die Komponente  $G_{Rot} = 0$ . Wird die Widerstandskomponente  $G_W$  nicht berücksichtigt ist  $G = G_{Auf}$  und ist definiert als:

$$G = -\frac{\mu_{eff}}{\sigma_\rho} \mathbf{g} \cdot \nabla \rho. \quad (5.16)$$

### 5.3 Grenzschichtmodellierung

Bei der numerischen Strömungssimulation gibt es den grundsätzlichen Zusammenhang zwischen den Gradienten der einzelnen Strömungsgrößen und der erforderlichen Anzahl der Netzpunkte. Mit zunehmenden Gradienten steigt die Anzahl der notwendigen Punkte. Dabei ist die Höhe der Gradienten jedoch nicht von vorneherein bekannt und daraus ergibt sich die Schwierigkeit ein Rechennetz, das die auftretenden Gradienten aufzulösen vermag, zu erstellen. In der Nähe von Wänden treten große Geschwindigkeitsgradienten auf. In einer relativ dünnen Schicht, die auch als Grenzschicht bezeichnet wird, nimmt die Geschwindigkeit vom Wert null an der Wand (Haftbedingung) auf den Wert der Außenströmung zu. Eine Auflösung dieser Grenzschicht würde eine bei weitem feinere räumliche Diskretisierung erfordern. Um diesen Aufwand zu vermeiden, wird ein Modell für die Geschwindigkeitsverteilung im Bereich der Grenzschicht, das so genannte Wandgesetz, angewendet.

## 5.4 Teilchentransport

In diesem Abschnitt werden die Gleichungen für die Beschreibung der Partikelbahnen dargestellt. Basierend auf dem Euler/Lagrangeschen-Partikeltransportmodell erfolgt die Modellierung der festen Phase, indem eine begrenzte Anzahl von Teilchen durch das Strömungsfeld verfolgt wird. Die Berechnung der Trajektorien dieser Teilchen erfolgt sequentiell, so dass Wechselwirkungen zwischen den Teilchen nicht berücksichtigt werden.

### 5.4.1 Positionsgleichungen

Für die einfache Berechnung der momentanen Partikelpositionen und der Schnittpunkte der Trajektorien mit den Kontrollvolumina, erfolgt die örtliche Bestimmung der Trajektorien im Rechenraum. Dabei haben die Gleichungen folgende Form:

$$\frac{d\xi}{dt} = \mathbf{C} \quad (5.17)$$

wobei  $\xi$  die Position im Rechenraum und  $\mathbf{C}$  die Geschwindigkeit im Rechenraum darstellt. Die Geschwindigkeit im Rechenraum wird mit Hilfe der Jacobimatrix der Koordinatentransformation der Kontrollvolumina von der wirklichen Geschwindigkeit  $\mathbf{u}$  des Teilchens mit folgender Gleichung bestimmt:

$$\mathbf{C} = \left( \frac{d\mathbf{x}}{d\xi} \right)^{-1} \mathbf{u}. \quad (5.18)$$

Hier ist  $\mathbf{x}$  die Position im physikalischen Raum.

### 5.4.2 Bewegungsgleichungen

Die Bewegungsgleichungen für die Partikel ergeben sich direkt aus dem zweiten Newtonschen Axiom:

$$m \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F} \quad (5.19)$$

mit der Masse des Partikels  $m$  und der Kraft  $\mathbf{F}$  auf das Partikel.

Die Kraft  $\mathbf{F}$  kann sich aus mehreren Komponenten zusammensetzen. Die für die Partikelbewegung bedeutendste Kraft ist die Widerstandskraft, die vom Fluid auf das Partikel ausgeübt wird. Diese berechnet sich wie folgt:

$$\mathbf{F}_W = \frac{1}{8} \pi d_P^2 \rho C_W |\mathbf{v}_{rel}| \mathbf{v}_{rel} \quad (5.20)$$

Der Widerstandsbeiwert  $C_W$  wird abhängig von der Partikelreynoldszahl berechnet:

$$C_W = \frac{24(1 + 0,15 Re_P^{0,687})}{Re_P} \quad \text{für} \quad Re_P < 1000 \quad (5.21)$$

beziehungsweise

$$C_W = 0,36 + \frac{5,48}{Re_P^{0,573}} + \frac{24}{Re_P} \quad \text{für} \quad 1000 < Re_P < 10000. \quad (5.22)$$

Die Partikelreynoldszahl ist folgendermaßen definiert:

$$Re_P = \frac{\rho v_R d_P}{\mu}. \quad (5.23)$$

An zusätzlichen Kräften auf das Partikel werden noch folgende Kräfte berücksichtigt:

Die Auftriebskraft eines Teilchens im Fluid:

$$\mathbf{F}_A = -\frac{1}{6}\pi d_P^3 \rho_F \mathbf{g} \quad (5.24)$$

Die Schwerkraft:

$$\mathbf{F}_G = \frac{1}{6}\pi d_P^3 \rho_P \mathbf{g} \quad (5.25)$$

Die Druckgradientenkraft ist für Teilchen dieser Größe und die zu erwartenden Druckgradienten vernachlässigbar (siehe Abschnitt 3.3.3.4).

### 5.4.3 Berechnungsmodell für kleine Machzahlen

Das Softwarepaket CFX bietet zusätzlich zur Berechnung der inkompressiblen und der voll kompressiblen Strömung eine Möglichkeit zur vereinfachten Berücksichtigung der Kompressibilität für Strömungen bis  $Ma < 0,3$  an.

Bei diesem Modell werden bei der Berechnung der Zustandsgleichung kleine Druckschwankungen ignoriert. Für die Dichte ist lediglich die Temperatur und der Referenzdruck  $p_{ref}$  ausschlaggebend:  $\rho = \rho(p_{ref}, T)$ . Dadurch werden Schallwellen nicht berücksichtigt, da für die Schallgeschwindigkeit gilt:

$$\frac{1}{c^2} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \quad (5.26)$$

Sie wird somit unendlich groß. Zum Unterschied vom voll kompressiblen Berechnungsmodell wird für das schwach kompressible Berechnungsmodell bei der Lösung der Energiegleichung der kinetische Term nicht berücksichtigt. Für die Energiegleichung ergibt sich somit:

$$\frac{\partial \rho H}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} H) - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = 0. \quad (5.27)$$

# Kapitel 6

## Durchführung der Berechnungen

In diesem Kapitel wird die Durchführung der Simulationsrechnungen dargestellt. Ausgehend von den geometrischen Daten des Versuchsinjektors und den in den Förderversuchen gewonnenen Versuchsdaten wird die Modellbildung und die Formulierung der Randbedingungen beschrieben. Dabei fließen alle in den bisherigen Kapiteln behandelten Vorüberlegungen ein.

Am Anfang der Arbeitsschritte steht die Auswahl der zu simulierenden Förderversuche. Aus der Vielzahl an Versuchsergebnissen werden repräsentative Fälle ausgewählt, um allen relevanten Parametern Rechnung zu tragen. In der Folge werden die für die Simulationsrechnung erforderlichen, beziehungsweise von der CFD Software zur Verfügung gestellten Modelle kurz beschrieben. Dies erfolgt mit den bereits in Kapitel 5 dargestellten Grundlagen. Ein weiterer Aspekt sind die softwarespezifischen Einstellparameter und deren Einfluss auf das Rechenergebnis. Dazu gehören zum Beispiel die Anzahl der simulierten Teilchenbahnen und die Simulationslebensdauer der Pakete.

Als nächster Punkt wird die Erstellung des dreidimensionalen Rechennetzes unter Beachtung der Anforderungen des angewendeten Turbulenzmodells dargestellt. Die Überleitung der in den Versuchen ermittelten Messwerte in für die CFD Simulation geeignete Form wird für die Randbedingungen beschrieben. Abschließend wird auf die Besonderheiten der Simulation von Zweiphasenströmungen hingewiesen und die Lösungsstrategie vorgestellt.

### 6.1 Auswahl der Berechnungsfälle

#### 6.1.1 Berechnungsfälle für die Nachrechnung

Eine Teilaufgabe der vorliegenden Arbeit umfasst die Nachrechnung von Messergebnissen aus Förderversuchen. Dabei stehen neben Versuchsdaten aus der Literatur [27, 55] auch eine Fülle an Versuchsdaten von den Förderversuchen am ITE zur Auswahl. Zweck der Nachrechnung von Versuchsdaten ist es, Aussagen über die Grenzen der Anwendbarkeit von kommerziellen CFD-Programmen bei der Simulation der Zweiphasenströmung im Injektor zu treffen.

##### 6.1.1.1 Versuchsdaten von Hutt

Neben der Nachrechnung von Versuchsdaten bei der Förderung von Holzstaub sollen auch Versuche nachgerechnet werden, bei denen andere Fördergüter als Holzstaub verwendet wurden. Für die Nachrechnung werden Versuchsdaten von HUTT [27] herangezogen. Die Grundlagen für die Nachrechnungen bilden die Versuchsdaten an einem Niederdruckinjektor.

Tabelle 6.1 zeigt die Eigenschaften der von HUTT verwendeten Fördergüter. Bei den Versuchen erfolgte die Messung der Feststoffgeschwindigkeit  $c_{Inj}$  am Injektoraustritt, die in Tabelle 7.1 auf Seite 84 aufgelistet ist. Die Förderversuche wurden bei neutraler Fahrweise (0% Sekundärluft) des Injektors und jeweils einer Feststoffbeladung von  $\mu = 1,0$  durchgeführt. HUTT betrieb seinen Versuchsinjektor in Niederdruckfahrweise, mit einer Treibstrahlgeschwindigkeit weit unter der kritischen Geschwindigkeit. Die Förderversuche erfolgten bei atmosphärischem Druckniveau, die Abmessungen des Injektors liegen um ein Vielfaches über denen, des von JOPPICH und TMEJ verwendeten Injektors.

Tabelle 6.1: Förderguteigenschaften [27]

| Fördergut       | Sinkgeschw. $w_s$ | mittlere Partikelgröße $d_s$ | Partikeldichte $\rho_s$ |
|-----------------|-------------------|------------------------------|-------------------------|
| Glaskugeln grob | $15,8m/s$         | $3,70mm$                     | $2920kg/m^3$            |
| Mais            | $10,6m/s$         | $8,50mm$                     | $1310kg/m^3$            |
| Polystyrol      | $6,7m/s$          | $2,45mm$                     | $1070kg/m^3$            |
| Glaskugeln fein | $0,34m/s$         | $0,068mm$                    | $2920kg/m^3$            |

Die Injektorgeometrie eines von HUTT bei seinen Förderversuchen verwendeten Injektors wird in Abbildung 6.1 gezeigt.

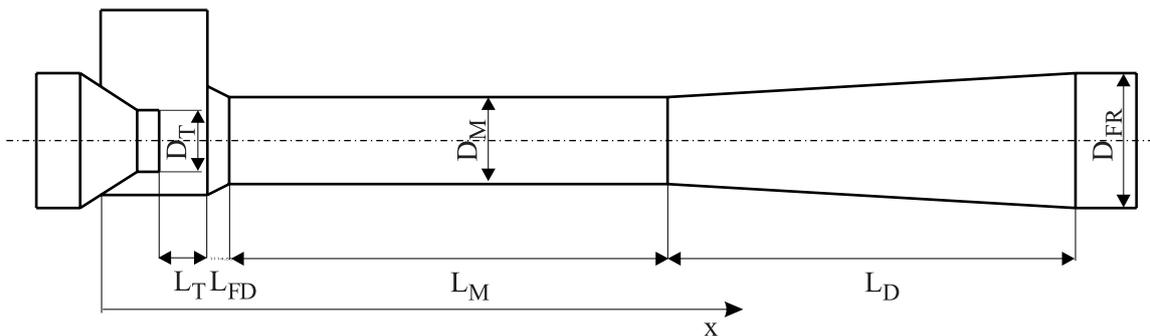


Abbildung 6.1: Geometrie des von HUTT verwendeten Injektors

Tabelle 6.2 gibt einen Überblick über die Geometrie- und Prozessdaten eines der von HUTT bei seinen Förderversuchen verwendeten Injektoren. Die Ergebnisse der Förderversuche mit dieser Injektorgeometrie werden in der Folge nachgerechnet. Neben den geometrischen Daten wird auch die Treibstrahlgeschwindigkeit und der Druck am Ende des Injektors angegeben (Vergleich Abbildung 3.1 auf Seite 8).

Tabelle 6.2: Injektorgeometrie und Betriebseinstellungen des Injektors [27]

|       |          |           |          |
|-------|----------|-----------|----------|
| $D_T$ | $69,8mm$ | $L_D$     | $465mm$  |
| $L_T$ | $105mm$  | $D_{FR}$  | $155mm$  |
| $D_M$ | $100mm$  | $p_{Inj}$ | $1,0bar$ |
| $L_M$ | $500mm$  | $v_T$     | $125m/s$ |

### 6.1.1.2 Versuchsdaten am ITE

Die bei den Förderversuchen von JOPPICH und TMEJ veränderten Versuchsparameter sind in Abschnitt 4.1.1 dargestellt. Für die Nachrechnung von einzelnen Förderversuchen wird der Variation der Versuchsparameter Rechnung getragen, indem die entsprechenden Förderversuche ausgewählt wurden. Damit sollen die Einflüsse dieser Versuchsparameter auf die Ergebnisse der Simulationsrechnungen aufgezeigt werden.

Primär werden die Versuchsergebnisse und damit auch die Simulationsrechnungen nach der Treibstrahlgeschwindigkeit unterteilt. Bei den Versuchen wurden Messungen am so genannten Niederdruckinjektor, das entspricht einem unterkritischen Druckverhältnis ( $p_k < p_T < p_0$ ) der Treibdüse, durchgeführt. Dabei wurden Versuche mit niedriger Treibstrahlgeschwindigkeit ( $v_T \approx 140$  m/s) und solche mit knapp unterkritischer Treibstrahlgeschwindigkeit bis ( $v_T \approx 300$  m/s) durchgeführt (siehe Tabelle 6.3).

Der andere Teil der Messungen behandelte den so genannten Mitteldruckinjektor (siehe Tabelle 6.4). In diesem Fall ist das Druckgefälle der Treibdüse immer überkritisch ( $p_T < p_k < p_0$ ). Daher kommt es zu einer Nachexpansion des Treibstrahls nach der Treibdüse auf das Druckniveau in der Mischkammer (siehe auch Kapitel 3). Die Tabellen 6.3 und 6.4 zeigen die für die Simulation ausgewählten Förderversuche.

Tabelle 6.3: Ausgewählte Versuche für Niederdruckinjektoren [28]

| Nr. | Prozessdaten |              |                 |            | Geometriedaten |             |             |
|-----|--------------|--------------|-----------------|------------|----------------|-------------|-------------|
|     | $v_T$<br>m/s | $\zeta$<br>- | $p_{Bk}$<br>bar | $T_0$<br>K | $D_M$<br>mm    | $D_T$<br>mm | $L_T$<br>mm |
| 1   | ca. 140      | 0,4          | 2               | 293,2      | 20             | 5,8         | 50          |
| 2   | ca. 280      | 0            | 2               | 292,8      | 16             | 5,2         | 50          |
| 3   | ca. 280      | 0            | 2               | 293,5      | 20             | 5,2         | 50          |
| 4   | ca. 280      | 0,4          | 2               | 294,2      | 20             | 4,0         | 50          |
| 5   | ca. 280      | 0,4          | 2               | 293,3      | 25             | 4,0         | 50          |
| 6   | ca. 280      | 0,8          | 2               | 292,8      | 20             | 2,6         | 50          |

Tabelle 6.4: Ausgewählte Versuche für Mitteldruckinjektoren [28]

| Nr. | Prozessdaten |              |                 |            | Geometriedaten |             |             |
|-----|--------------|--------------|-----------------|------------|----------------|-------------|-------------|
|     | $v_T$<br>m/s | $\zeta$<br>- | $p_{Bk}$<br>bar | $T_0$<br>K | $D_M$<br>mm    | $D_T$<br>mm | $L_T$<br>mm |
| 7   | ca. 390      | 0,2          | 2               | 295,3      | 20             | 3,6         | 50          |
| 8   | ca. 370      | 0,4          | 2               | 296,7      | 16             | 3,3         | 50          |
| 9   | ca. 370      | 0,4          | 2               | 295,8      | 20             | 3,3         | 50          |
| 10  | ca. 370      | 0,4          | 2               | 296,5      | 20             | 3,3         | 40          |
| 11  | ca. 370      | 0,4          | 2               | 294,9      | 20             | 3,3         | 30          |
| 12  | ca. 370      | 0,4          | 1               | 297,2      | 20             | 3,3         | 50          |
| 13  | ca. 370      | 0,6          | 2               | 295,7      | 20             | 2,6         | 50          |
| 14  | ca. 365      | 0,8          | 2               | 296,8      | 20             | 1,8         | 50          |

### 6.1.2 Variation der Geometrie

Eine weitere Teilaufgabe dieser Arbeit ist die Untersuchung der Auswirkungen von kleinen Änderungen an der Injektorgeometrie mit Hilfe von CFD. Für diese Berechnungen gibt es keine Versuchsdaten.

Für den Berechnungsfall mit der Nummer 4 in der Tabelle 6.3 wurde der Versuch unternommen, durch kleine Abänderungen der Geometrie im Bereich der Mischkammer beziehungsweise des Mischrohres, günstigere Strömungsverhältnisse im Injektor zu erreichen. Dabei sollen die Auswirkungen dieser kleinen Änderungen auf die Anzahl der austretenden Partikeltrajektorien, den Druckaufbau und auf die Strömung untersucht und dargestellt werden. Diese Änderungsmaßnahmen werden in Tabelle 6.5 kurz beschrieben:

Tabelle 6.5: Variation der Geometrie im Bereich Mischkammer-Fangdüse

| Variante | Maßnahme  |
|----------|---|
| A        | Verringerung der Querschnittsfläche im Trichter um 40 %<br>(dadurch Erhöhung der Sekundärluftgeschwindigkeit) |
| B        | Mischrohrdurchmesser gleich Mischkammerdurchmesser<br>Entfall der Fangdüse                                    |
| C        | Kegelige Mischkammer<br>Entfall der Fangdüse  |
| D        | Abrundung der Fangdüse  |
| E        | Doppelte Abrundung der Fangdüse   |

Die bisherigen Förderversuche haben gezeigt, dass geringe Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich des Trichters, wie sie bei geringen Sekundärluftanteilen vorkommen, die Bildung von Feststoffbrücken über der Mischkammer begünstigen. Hier soll nun die erste Änderungsvariante ansetzen. Durch eine Verringerung des Querschnitts im Bereich des Trichtereinlaufs soll die Strömungsgeschwindigkeit der angesaugten Luft erhöht werden.

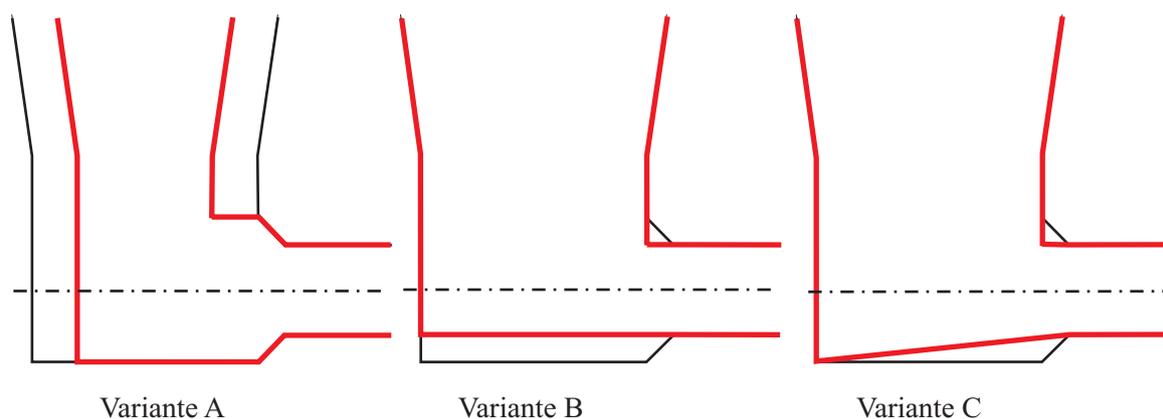


Abbildung 6.2: Varianten A - C

Damit werden auch die von oben herab fallenden Teilchen zusätzlich beschleunigt und können somit besser in die Mischkammer gelangen (Abb. 6.2 Variante A). In einer weiteren Variante wird versucht, mögliche Hindernisse für die Zweiphasenströmung im Bereich der Fangdüse zu beseitigen. Dies soll durch die Angleichung des Durchmessers der Mischkammer an den des

Mischrohr erreicht werden (Abb. 6.2 Variante B). Mit der dritten Variante wird dieselbe Absicht verfolgt. Die Mischkammer ist kegelig ausgeführt, vom ursprünglichen Durchmesser der Mischkammer auf den Durchmesser des Mischrohrs (Abb. 6.2 Variante C).

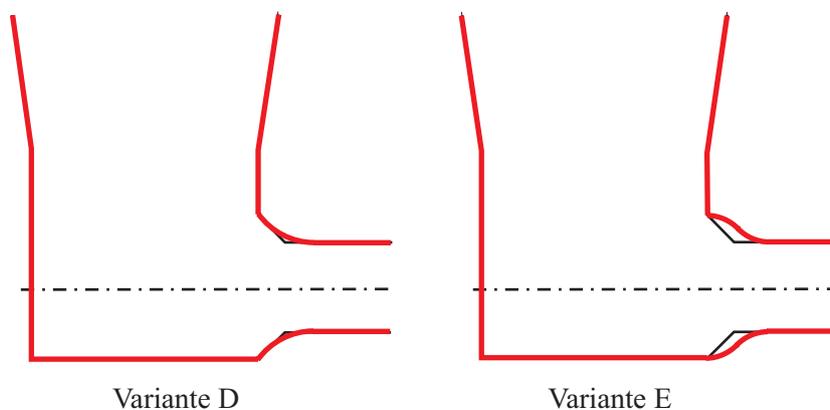


Abbildung 6.3: Varianten D und E

Die Varianten D und E unterscheiden sich am geringsten von der im Experiment untersuchten Injektorgeometrie. Hier wird lediglich der kegelige Teil der Fangdüse durch entsprechende abgerundete Übergänge ersetzt (Abb. 6.3 Variante D und Abb. 6.3 Variante E). Damit soll eine Ablagerung von Teilchen in diesem Bereich unterbunden werden. Die Ergebnisse der Berechnungen für diese Änderungen der Geometrie im Bereich Mischkammer-Fangdüse können mit den Ergebnissen der Nachrechnung des entsprechenden Förderversuchs verglichen werden. Einerseits kann der erzielte Druckaufbau für jede der beschriebenen Maßnahmen dargestellt werden. Andererseits kann in den veränderten Bereichen auch die Verteilung der Fluidgeschwindigkeit oder Partikelvolumskonzentration dargestellt werden.

### 6.1.3 Scale-up

Für die CFD-Berechnung des Scale-up Falles werden die in Abschnitt 4.4.2.3 ermittelten Geometrie- und Prozessdaten herangezogen.

## 6.2 Verwendete Modelle, Programmparameter

Kommerzielle CFD-Programme bieten zahlreiche Modelle zur Berechnung von Strömungsproblemen. Diese umfassen zum Beispiel die Berücksichtigung der Turbulenz oder die Modellierung von Zweiphasenströmungen. Dabei gilt es, das dem jeweiligen Strömungsproblem entsprechende Modell und die richtigen Programmparameter auszuwählen. Beide müssen den physikalischen Erfordernissen des jeweiligen Strömungsproblems genügen. Diesem Umstand kann bei der Simulation von realen Strömungen mit kommerziellen vielseitig einsetzbaren CFD-Codes nicht immer Rechnung getragen werden. Es ist daher wichtig, den physikalischen Hintergrund des betrachteten Strömungsproblems genau zu analysieren und von den angebotenen Programmparametern die richtigen beziehungsweise die best entsprechenden anzuwenden. Auf die Gültigkeitsgrenzen der jeweiligen Modelle ist zusätzlich gesondert zu achten.

In der Folge werden alle bei den Simulationsrechnungen verwendeten Programmparameter und Modelle dargestellt.

### 6.2.1 Kompressibilität

Aufgrund der hohen Gasgeschwindigkeiten im Treibstrahl ( $v_T > 140$  m/s) ist die Behandlung der Strömung als inkompressibel nicht mehr den Gegebenheiten entsprechend. Für den Fall der Treibstrahlgeschwindigkeit von  $v_T \approx 140$  m/s kommt die von CFX 4.3 angebotene Option der schwach kompressiblen Strömung zum Einsatz (siehe Kapitel 5). Die MACHzahl für diesen Fall berechnet sich mit  $Ma = 0,27$ , wenn man die Werte für den Versuch 1 aus Tabelle 6.3 heranzieht.

Die restlichen Berechnungsfälle mit höherer Treibstrahlgeschwindigkeit werden sowohl für den unterkritischen Treibstrahl als auch für den Treibstrahl mit Nachexpansion als voll kompressible Strömung behandelt. Dabei wird zusätzlich zur Impulsgleichung und der Kontinuitätsgleichung noch die Energiegleichung gelöst.

### 6.2.2 Turbulenz

Die kommerziellen CFD-Programme bieten zahlreiche Turbulenzmodelle zur Auswahl an. So werden von CFX 4.3 das Standard  $k/\varepsilon$ -Modell, ein Low Reynolds  $k/\varepsilon$ -Modell, ein RNG  $k/\varepsilon$ -Modell, ein Low Reynolds  $k/\omega$ -Modell, ein algebraisches Reynolds-Stress-Modell, ein differentielles Reynolds-Stress-Modell und ein differentielles Reynolds-Flux-Modell angeboten.

Bei der Auswahl des Turbulenzmodells kommen mehrere Aspekte zum Tragen. Zum einen muß das gewählte Turbulenzmodell zu dem in der Strömung vorkommenden Bereich der Reynoldszahlen passen. Auf der anderen Seite stellen verschiedene Turbulenzmodelle unterschiedliche Anforderungen an die Netzfeinheit. Der Netzfeinheit sind bei dreidimensionalen Rechennetzen in Verbindung mit blockstrukturierten Netzen Grenzen gesetzt. Daher kommt für das betrachtete Strömungsproblem nur die Anwendung des Standard  $k/\varepsilon$ -Turbulenzmodells, das von CFX 4.3 angeboten wird, in Frage.

### 6.2.3 Randbedingungen

An den durchströmten Grenzflächen des geometrischen Modells ist die Vorgabe von bestimmten Strömungsgrößen als Randbedingungen notwendig. In diesem Abschnitt werden die bei der Durchführung der Berechnungen verwendeten Formulierungen der Randbedingungen dargestellt. Die Randbedingungen an festen Wänden werden im Abschnitt Grenzschichtmodellierung (siehe Abschnitt 5.3) erwähnt.

Von den Strömungsrandbedingungen werden die im Handbuch von CFX 4.2 als Eingangs- und Druckrandbedingungen bezeichneten verwendet.

Die bei den Simulationen verwendeten Geometrien weisen alle eine Symmetrieebene auf. Dieser Umstand wird bei der Durchführung der Simulationen nicht genutzt, da aufgrund einer Symmetrierandbedingung die dreidimensionale Strömung unzulässig beeinflusst werden könnte.

#### 6.2.3.1 Eingangsrandbedingung

Beim Setzen einer Eingangsrandbedingung, wie sie bei der Düse und beim Einlauftrichter verwendet wird, werden DIRICHLETSche Formulierungen angewendet. Das heißt, es müssen alle Variablen ( $U, V, W, p, k, \varepsilon, T$  und allfällige skalare Transportgrößen) für die Überschallströmung vorgegeben werden. Im Falle einer Unterschallströmung wird der Druck  $p$  von der

strömungsabgewandten Seite bestimmt. Bei der Formulierung dieser Art von Randbedingungen kann entweder der Massenstrom konstant gehalten werden, wobei sich ein bestimmter Druck einstellt, oder umgekehrt.

### 6.2.3.2 Druckrandbedingungen

Bei der vom Programm angebotenen Druckrandbedingung muss der Druck an der betrachteten Fläche angegeben werden. Für die Geschwindigkeitskomponenten gelten die NEUMANNschen Bedingungen

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial \mathbf{n}} = 0. \quad (6.1)$$

Diese Art von Randbedingungen wird bei der Ausgangsseite des Rechengebietes angewendet. In diesem Fall werden alle übrigen Größen wie Temperatur, allfällige Skalare,  $k$  und  $\varepsilon$  von der strömungsaufwärtigen Seite extrapoliert. Für die Vorgabe des Drucks kann je nach Erfordernis zwischen dem Totaldruck und dem statischen Druck gewählt werden.

### 6.2.4 Zweiphasenströmung

Das kommerzielle Softwarepaket CFX 4.3 bietet zwei Modellansätze zur Simulation von Zweiphasenströmungen an. Das sind die bereits in Kapitel 5 beschriebenen Euler/Euler und Euler/Lagrange Modelle.

Die Wahl des anzuwendenden Zweiphasenmodells richtet sich in erster Linie nach den zu erwartenden Partikelvolumskonzentrationen. Dabei wird jedoch innerhalb der Strömung im Injektor eine sehr uneinheitliche Verteilung dieser Größe zu erwarten sein. Für die zu simulierende Strömung im Injektor können Durchschnittswerte für die zu erwartende Volumskonzentration bestimmt werden. Mit der Annahme einer Partikeldichte von  $\rho_P = 480 \text{ kg/m}^3$  und kugelförmiger Teilchen mit einem Partikeldurchmesser von  $d_P = 0,36 \text{ mm}$  (das entspricht dem Fördergut schwedischer Holzstaub der Förderversuche von JOPPICH und TMEJ) ergibt sich bei einem Brennkammerdruck von  $p_{BK} = 2 \text{ bar}$  für eine Feststoffbeladung von  $\mu = 1$  eine durchschnittliche Volumskonzentration von  $\alpha_{PM} = 0,005$ . Bei einer Steigerung der Feststoffbeladung auf  $\mu = 5$  steigt die mittlere Volumskonzentration der festen Phase auf  $\alpha_{PM} = 0,025$  an.

Für die Grenzen der Anwendung des Lagrangeschen Partikelmodells gibt es stark divergierende Angaben. SOMMERFELD [49, 50] gibt als Grenze für eine zweifach gekoppelte Berechnung der Zweiphasenströmung einen Wert von  $\alpha_P = 0,0005$  an. Bei höheren Volumskonzentrationen sollte die Rechnung vierfach gekoppelt, das heißt, mit der Berücksichtigung der Wechselwirkungen der Teilchen untereinander und fluiddynamischer Wechselwirkungen, berechnet werden. Die Benutzerhandbücher von zwei gängigen kommerziellen CFD Paketen [2, 18] geben die Grenzen der Gültigkeit ihrer Lagrangeschen Teilchenmodelle um 2-3 Größenordnungen höher, nämlich mit  $\alpha_P = 0,1$  bis  $0,12$  an. Die bei den Simulationsrechnungen der Injektorströmung zu erwartenden Durchschnittswerte der Volumskonzentration übersteigen zwar die von SOMMERFELD angegebene Grenze, liegen aber noch deutlich unter den für das CFD-Programm angegebenen Werten. Wie anhand der Ergebnisse in Kapitel 7 ersichtlich, werden diese Werte lokal teilweise stark überschritten. Auf die Gründe und Folgen dieser Überschreitungen wird bei der Diskussion der Ergebnisse eingegangen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass für die Berechnung von Feststoffbeladungen bis  $\mu = 5$  durchaus das Lagrangesche Teilchenmodell in Frage kommt. Bei der Simulation höherer

Feststoffbeladungen ( $\mu = 20$  bis  $30$ ) ist dieses Modell von vorne herein nicht mehr in Betracht zu ziehen.

Die Anwendung des Euler/Euler Kontinuumsmodells empfiehlt sich erst bei höheren Volumskonzentrationen von  $\alpha_P > 20$ , wie sie zum Beispiel in Wirbelschichten auftreten [18]. Ein Nachteil des von CFX 4.3 angebotenen Euler/Euler Zweiphasenmodells ist, dass es nicht bei der voll kompressiblen Behandlung der Strömung angewendet werden kann. Damit scheidet dieses Modell für die Simulation der Versuchsergebnisse aus und das Lagrangesche Partikelmodell kommt zum Einsatz. Die Ergebnisse für Anlagen größeren Maßstabs bei höheren Feststoffbeladungen sind deshalb besonders kritisch zu beurteilen, da hier an den Grenzen der Gültigkeit der Modelle gerechnet wird.

## 6.3 Einfluss von Programmparametern

Im Zuge der Vorarbeiten und der ersten Berechnungen werden die Einflüsse von bestimmten Parametern auf das Ergebnis beziehungsweise auf das Konvergenzverhalten der Rechnung beobachtet und einer genaueren Betrachtung unterzogen.

Dabei kann zwischen externen, das heißt Eigenschaften des Fluids oder der Teilchen, und internen Parametern, das sind Berechnungsparameter im CFD Programm, unterschieden werden. Bei den externen Parametern wird der Restitutionskoeffizient der Teilchen betrachtet. An für die Simulationsrechnung wichtigen internen Parametern werden die Anzahl der simulierten Teilchenpakete und deren Lebensdauer (siehe Seite 67) näher untersucht.

### 6.3.1 Einfluss des Restitutionskoeffizienten

Der Restitutionskoeffizient  $e$  ist der Quotient der Wandnormalkomponente der Partikelgeschwindigkeit nach dem Wandstoß und der Wandnormalkomponente der Partikelgeschwindigkeit vor dem Wandstoß. Für die bei den Versuchen verwendeten Holzpartikel gibt es in der Literatur keine Anhaltswerte. Die Bestimmung des Restitutionskoeffizienten durch Messungen wird nicht durchgeführt. Somit ist man auf die Abschätzung dieser Größe angewiesen.

Zur Bestimmung des Einflusses dieses Parameters werden Testrechnungen mit der Variation des Restitutionskoeffizienten  $e$  durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass der Restitutionskoeffizient die Anzahl der Pakete, die das berechnete Strömungsfeld innerhalb der Lebensdauer eines Pakets verlassen, beeinflussen kann. Bei niedrigen Restitutionskoeffizienten ( $e < 0,5$ ) steigt die Tendenz der Pakete, sich im Bereich des Mischkammerbodens zu sammeln. Mit steigendem Restitutionskoeffizienten steigt auch der Prozentsatz an Partikeln, die das Strömungsgebiet verlassen. Dabei kann angenommen werden, dass nur Teilchen (Pakete), die auch das Rechengebiet verlassen, in vollem Umfang am Impulsaustausch zwischen dem Treibstrahl und den Teilchen teilhaben. In der Mischkammer liegen gebliebene Teilchen nehmen in untergeordnetem Maße am Impulsaustausch teil. Der Druckaufbau über der Austrittsbeladung  $\mu^*$ , die sich aus der Multiplikation der vorgegebenen Beladung  $\mu$  mit dem Prozentsatz der austretenden Partikel ergibt, stimmt mit den laut den experimentellen Messungen zu erwartenden Werten für einen angenommenen Restitutionskoeffizient von  $e = 0,6 - 0,8$  überein. Der Restitutionskoeffizient für die Simulationsrechnungen wird in der Folge mit  $e = 0,7$  angenommen. Als Vergleich gibt es für Kohlepartikel Anhaltswerte in der Literatur. Dort gilt ein Bereich für  $e = 0,6-0,8$  [60].

### 6.3.2 Anzahl der Trajektorien

Ein weiterer wichtiger Aspekt für die Durchführung der Zweiphasenberechnungen mit Hilfe des Lagrangeschen Partikelmodells ist die Wahl der Anzahl der zu berechnenden Pakete. Ausgehend von den Annahmen und Abschätzungen, die bereits auf Seite 63 getätigt wurden, sind für die Simulationsrechnung bei einer Feststoffbeladung von  $\mu = 1$  rund  $1,14 \cdot 10^6$  Partikel pro Sekunde notwendig. Diese Partikelanzahl kann bei weitem nicht als ein Partikel pro Paket, was der Idealfall wäre, simuliert werden. Das würde zu Rechenzeiten in der Größenordnung von mehreren Wochen führen und auch die zur Verfügung stehenden Speicherkapazitäten am Großrechner bei weitem überschreiten.

Um den zeitlichen Aufwand für die Berechnungen zu verkürzen und den erforderlichen Speicherplatz so gering wie möglich zu halten, muss die Zahl der simulierten Pakete auf ein vertretbares Maß eingeschränkt werden. SOMMERFELD [49] schlägt die Verwendung von üblicherweise 1.000 bis 100.000 Paketen je nach Partikelgröße und Umfang des Geometriemodells, das heißt der Anzahl der Rechenzellen, vor um statistisch zuverlässige Ergebnisse für jede Rechenzelle zu erhalten.

Zur Bestimmung des Einflusses der Anzahl der simulierten Pakete wird ein Berechnungsfall herausgegriffen. Dieser Berechnungsfall wird für Beladungen von  $\mu=0,01$ ,  $\mu=0,1$  und  $\mu=1$  simuliert. Für jede Beladung  $\mu$  wird zusätzlich die Anzahl der simulierten Pakete von 10 über 100, 1.000 bis 10.000 variiert. Tabelle 6.6 zeigt die wichtigsten Parameter des Berechnungsfalles.

Tabelle 6.6: Injektorgeometrie und Betriebseinstellungen des Injektors

|       |       |          |        |
|-------|-------|----------|--------|
| $D_T$ | 2,6mm | $L_{MK}$ | 50mm   |
| $L_T$ | 50mm  | $p_{Bk}$ | 2,0bar |
| $D_M$ | 20mm  | $v_T$    | 268m/s |
| $L_M$ | 80mm  | $\zeta$  | 0,8    |

Die Anzahl der aus dem Strömungsfeld austretenden Pakete in Abhängigkeit der eintretenden Pakete ist in Tabelle 6.7 dokumentiert.

Tabelle 6.7: Trajektorienbilanz

| Anzahl der eintretenden Trajektorien | Anzahl der austretenden Trajektorien |             |           |
|--------------------------------------|--------------------------------------|-------------|-----------|
|                                      | $\mu = 0,01$                         | $\mu = 0,1$ | $\mu = 1$ |
| 10                                   | 10                                   | 9           | 10        |
| 100                                  | 94                                   | 92          | 96        |
| 1000                                 | 956                                  | 966         | 950       |
| 10000                                | 9364                                 | 9334        | 9354      |

Die Ergebnisse dieser Variationsrechnungen sind in den Abbildungen 6.4-6.6 dargestellt, wobei die Lebensdauer der Pakete mit 5 s gewählt wird. Die Laufkoordinate  $x$  hat ihren Nullpunkt in der Höhe des Austrittsquerschnitts der Treibdüse.

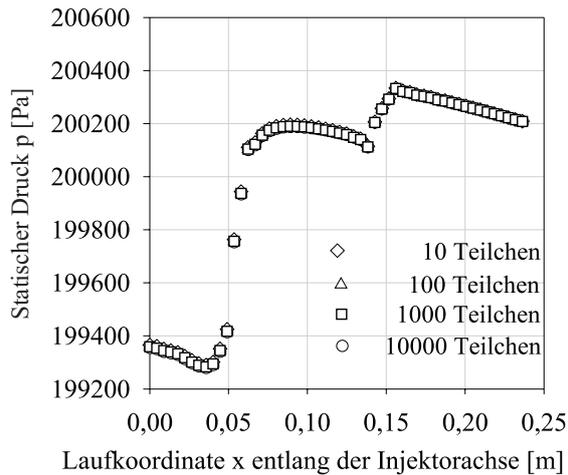


Abbildung 6.4: Statischer Druck entlang der Injektorachse für  $\mu=0,01$

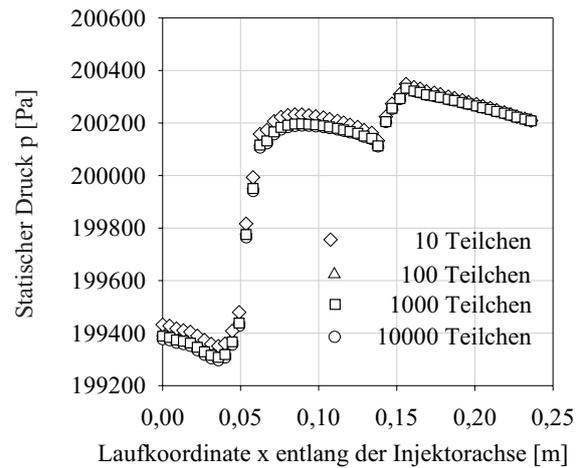


Abbildung 6.5: Statischer Druck entlang der Injektorachse für  $\mu=0,1$

Dabei wird der Druckaufbau längs der Injektorachse für die jeweilige Anzahl von simulierten Paketen dargestellt.

Anhand dieser Diagramme ist erkennbar, dass die Anzahl der simulierten Pakete für sehr kleine und kleinste Beladungen ( $\mu < 0,1$ ) zur Berechnung des Druckaufbaus und damit für den Impulsaustausch von geringer Bedeutung ist. Für Beladungen von  $\mu=1$  ergeben sich merkbare Unterschiede im berechneten Druckaufbau und damit in der Simulation des Impulsaustausches zwischen dem Treibstrahl und der dispersen Phase.

Bei der Verwendung von wenigen Paketen repräsentiert ein Paket eine sehr große Anzahl von Partikeln. Entlang der berechneten Trajektorie kommt es daher zu hohen Volumskonzentrationen. Dies widerspricht klar den Modellvorstellungen einer dispersen Verteilung der Teilchen durch die Verhinderung einer gleichmäßigen Verteilung. Die Dispersion kann also nur durch die Verwendung einer ausreichenden Anzahl von Paketen erreicht werden.

Für die Simulationsrechnungen hat sich die Anzahl von 10.000 Paketen als praktikable Obergrenze ergeben, da sich einerseits die Rechenzeiten in Grenzen halten und andererseits der erforderliche Speicherplatzbedarf die zur Verfügung stehenden Ressourcen nicht überschreitet. So beträgt die Gesamtrechenzeit für die Nachrechnung der Zweiphasenströmung eines Versuchs zwischen zwei und vier Wochen (ohne die Berechnung der Einphasenströmung).

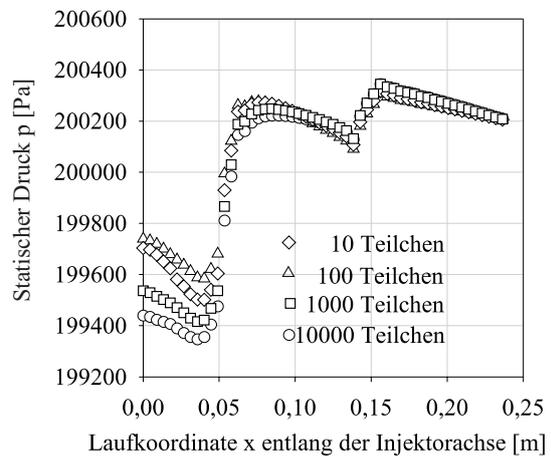


Abbildung 6.6: Statischer Druck entlang der Injektorachse für  $\mu=1$

### 6.3.3 Lebensdauer der Trajektorien

Bei der sequentiellen Berechnung der Trajektorien der einzelnen Pakete wird jede Trajektorie über eine bestimmte, dem Programm vorgebbare Zeitspanne, der Lebensdauer der Trajektorie, verfolgt. Verlässt die berechnete Partikeltrajektorie innerhalb dieser Zeitspanne das Rechengebiet, wird mit der Berechnung der nächsten Trajektorie begonnen. Ist eine Teilchenbahn nach Ablauf der Lebenszeit noch innerhalb des Rechengebietes, so wird die weitere Berechnung dieser Trajektorie abgebrochen und mit der Berechnung der nächsten Trajektorie begonnen.

Dieser Algorithmus hat den Zweck der Begrenzung der Rechenzeiten. Wäre die Lebensdauer unbegrenzt, so würden die Bahnen von Paketen, die sich in Rezirkulationszonen befinden oder die in Zonen mit geringen Gaseschwindigkeiten nahezu zum Stillstand gekommen sind, theoretisch über einen sehr langen bis unendlichen Zeitraum berechnet. (Bei absolutem Stillstand wird die weitere Berechnung der Trajektorie ebenfalls automatisch abgebrochen.) In solchen Zonen mit Teilchengeschwindigkeiten gegen Null werden Teilchen abgelagert und die Häufigkeit und Ausdehnung dieser Zonen sind ein Maß für die Eignung der Injektorgeometrie.

Die Lebensdauer einer Pakettrajektorie muss deshalb so klein wie möglich gewählt werden, um unnötige Verlängerungen der Rechenzeiten zu vermeiden. Andererseits muss sie ausreichend lang gewählt werden, um den Einfluss auf die Anzahl der austretenden Trajektorien so klein wie möglich zu halten.

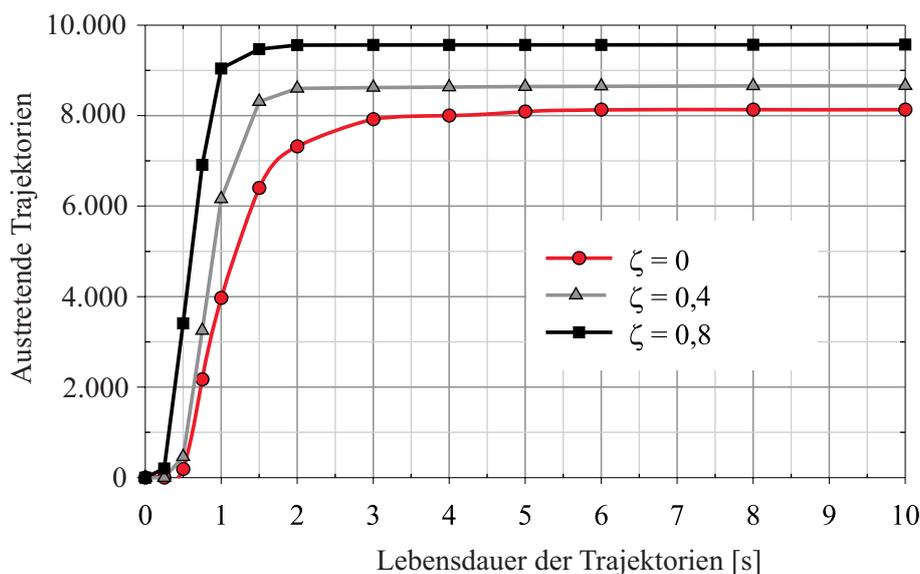


Abbildung 6.7: Anzahl der austretenden Trajektorien abhängig von der Lebensdauer mit dem Sekundärluftverhältnis als Parameter

Wie in Abbildung 6.7 ersichtlich, ist die Anzahl der austretenden Trajektorien vom Sekundärluftverhältnis und der gewählten Lebensdauer abhängig (berechnet wurden 10.000 Trajektorien bei einer Beladung von  $\mu = 1$ ). Für die durchgeführten Simulationsrechnungen wird daher eine Trajektorienlebensdauer von mindestens zwei Sekunden für ein Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,8$  gewählt. Für ein Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0$  wird die Lebensdauer der Trajektorien auf fünf Sekunden erweitert. Bei einer weiteren Vergrößerung dieser Zeitspannen ändert sich die Anzahl der austretenden Trajektorien praktisch nicht mehr.

## 6.4 Erstellung der Geometriemodelle

Der nächste wichtige Schritt bei der Durchführung der CFD Simulation der Zweiphasenströmung im Injektor beinhaltet die Modellierung der Injektorgeometrie, um zu einem für die Berechnungen brauchbaren Rechenetz zu gelangen. Die spezielle Form des am Institut für Thermodynamik und Energiwandlung verwendeten Injektors erfordert eine dreidimensionale Modellierung der Geometrie. In der Folge wird die Erstellung des Rechnetzes dargestellt.

### 6.4.1 Geometrie der Versuchsanlage

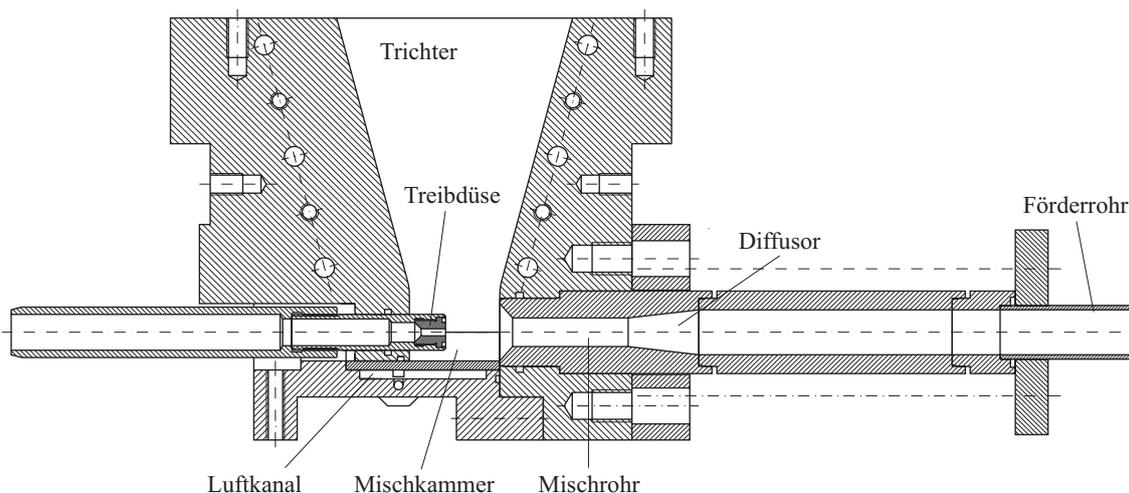


Abbildung 6.8: Zeichnung des Versuchsinjektors mit Treibdüse in vorderster Position

Ausgehend von den Geometriedaten der realen Versuchsanlage, die anhand der vorliegenden Werkstattzeichnungen bekannt sind, oder die bei einstellbaren Größen durch Messung am Versuchsstand ermittelt werden können, werden die Konturen des Geometriemodells festgelegt. Abbildung 6.8 zeigt eine Zusammenstellungszeichnung des Versuchsinjektors, wobei die Treibdüse in vorderster Position eingezeichnet ist.

Der Injektor wurde von JOPPICH [28] mit dem Ziel der Brennstoffförderung in die Brennkammer der holzstaubgefeuerten Gasturbine ausgelegt. Andererseits wurde der Injektor in einer Weise konzipiert, die es erlaubt, mehrere geometrische Parameter zu variieren, um Förderversuche mit unterschiedlichen Betriebsparametern und verschiedenen Brennstoffsorten durchzuführen.

Die Änderungen dieser Parameter bei den Förderversuchen müssen selbstverständlich bei der Erstellung der Rechnetze für die verschiedenen Berechnungsfälle berücksichtigt werden.

Abbildung 6.9 zeigt eine dreidimensionale Darstellung des am Institut verwendeten Injektors.

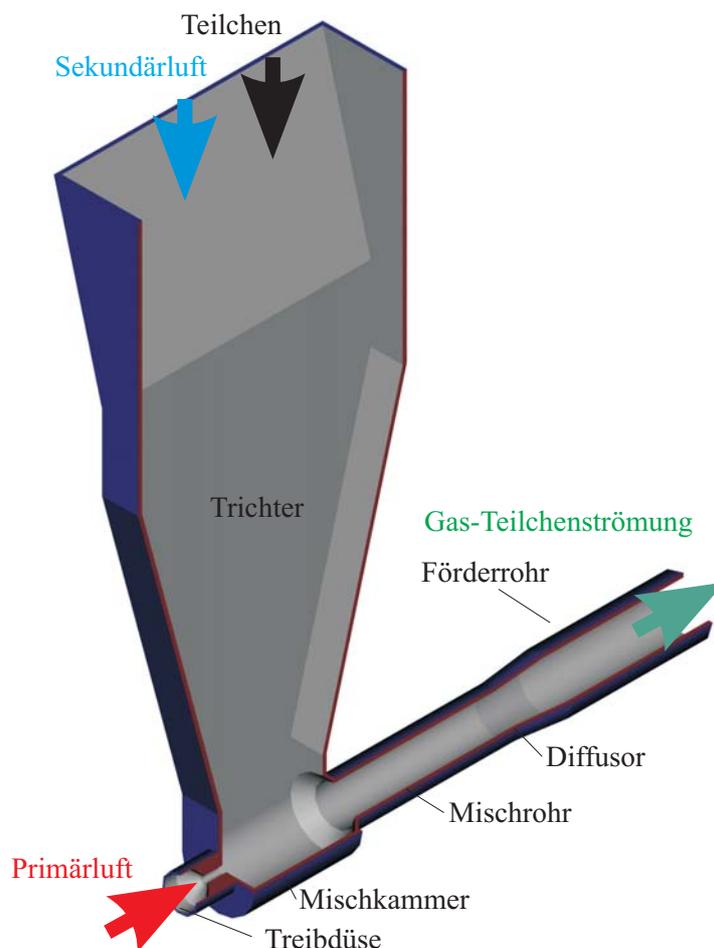


Abbildung 6.9: Dreidimensionales Modell des Versuchsinjektors mit Treibdüse in der hintersten Position

### 6.4.2 Grundlegendes zum Rechenetz

Bei der Erstellung von Rechenetzen für eine CFD Simulation sind folgende Punkte zu beachten:

1. Art des Rechenetzes (Möglichkeiten des CFD Paketes)

Bei Rechenetzen lassen sich grundsätzlich drei Arten unterscheiden: strukturierte, blockstrukturierte und unstrukturierte Netze. Das Softwarepaket CFX 4.3 mit dem Preprozessor CFX Meshbuild bietet die Möglichkeit der Erstellung blockstrukturierter dreidimensionaler Rechenetze.

2. Anpassung an die Turbulenzmodellierung

Das zur Simulationsrechnung verwendete Turbulenzmodell bestimmt die Feinheit des Netzes in Wandnähe. Diese Feinheit wird durch schrittweises Vorgehen bestimmt. Nach der ersten Annahme eines Rechenetzes und erfolgter Berechnung der Strömung wird das Netz so lange korrigiert, bis die für das gewählte Turbulenzmodell erforderliche Zellengröße erreicht wird.

### 3. Bildung geeigneter Rechenelemente

Bei der Generierung des Rechnernetzes ist darauf zu achten, dass die einzelnen Elemente (Kontrollvolumina) bestimmte Kriterien erfüllen. Wichtig in diesem Zusammenhang sind der Verzerrungsgrad, der möglichst klein sein sollte und das Verhältnis der Seitenlängen eines Elements, das nicht zu groß sein sollte. Weiters sollte die Änderung der Elementgröße nicht zu sprunghaft erfolgen. Die bestmögliche Einhaltung dieser Kriterien erleichtert das Erreichen einer konvergenten Lösung bei der Ausführung der Berechnungen.

Zu Punkt 2 muss ergänzt werden, dass bei den vorliegenden Geometrie- und Strömungsverhältnissen eine Berücksichtigung der Netzfeinheit über das gesamte dreidimensionale Rechnernetz nicht möglich ist. Durch die Verwendung eines blockstrukturierten Gitters zur räumlichen Vernetzung und aufgrund der Limitierungen des Speicherplatzes bleibt die Berücksichtigung der notwendigen Zellengröße auf einige Bereiche beschränkt.

Der Schwerpunkt bei der Einhaltung der Erfordernisse des Turbulenzmodells bezüglich der Netzfeinheit wird im Bereich des Mischrohrs gelegt. Dazu ist anzumerken, dass bei gleich bleibendem Mischrohrdurchmesser die durchschnittlichen Strömungsgeschwindigkeiten unabhängig vom Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  sind, da der Gesamtmassenstrom der Förderluft wie bei den Förderversuchen konstant bleibt. Bei der Veränderung des Mischrohrdurchmessers ist das Rechnernetz in diesem Bereich wieder anzupassen.

#### 6.4.3 Erstellung des Rechnernetzes

In diesem Abschnitt wird die Erstellung des Rechnernetzes dargestellt. Die Rechnernetze für die verschiedenen Geometrievariationen werden ausgehend von diesem Rechnernetz erstellt. Dabei werden die entsprechenden Bereiche (Blöcke) des Rechnernetzes parametrisch verkleinert oder vergrößert. Die Anzahl der Zellen und Blöcke bleibt dabei gleich.

Abbildung 6.10 zeigt die Einteilung des dreidimensionalen Rechengebietes in Blöcke. Diese Blöcke werden in der Folge strukturiert vernetzt.

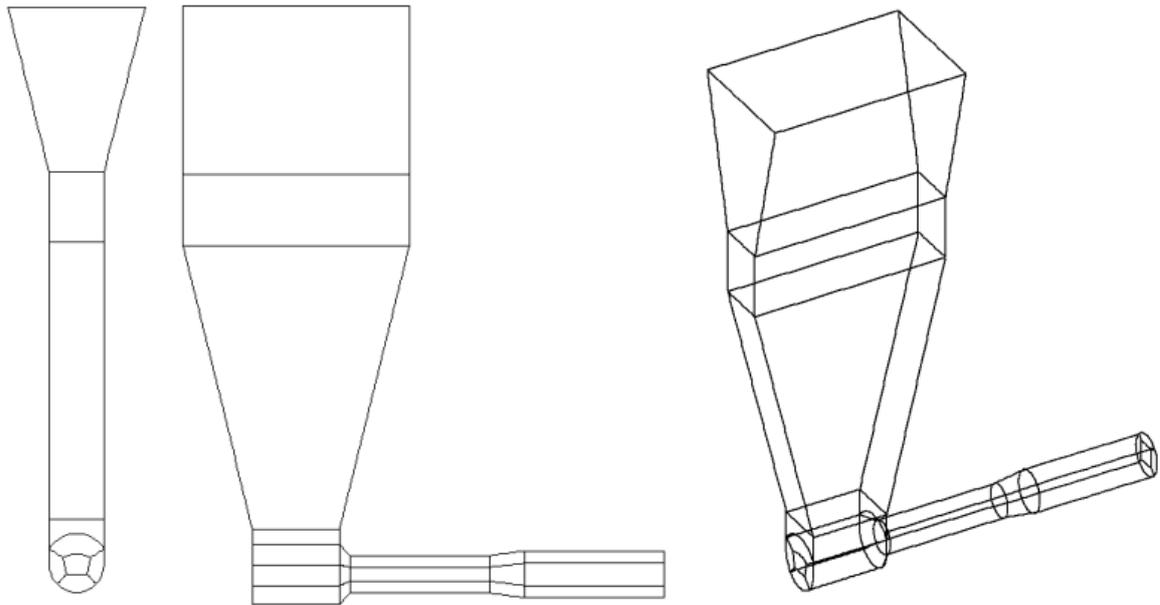


Abbildung 6.10: Konturen der Blöcke des dreidimensionalen Geometriemodells, Modell A

Ein Schnitt durch das Rechnetz für das Modell A wird in Abbildung 6.11 dargestellt.

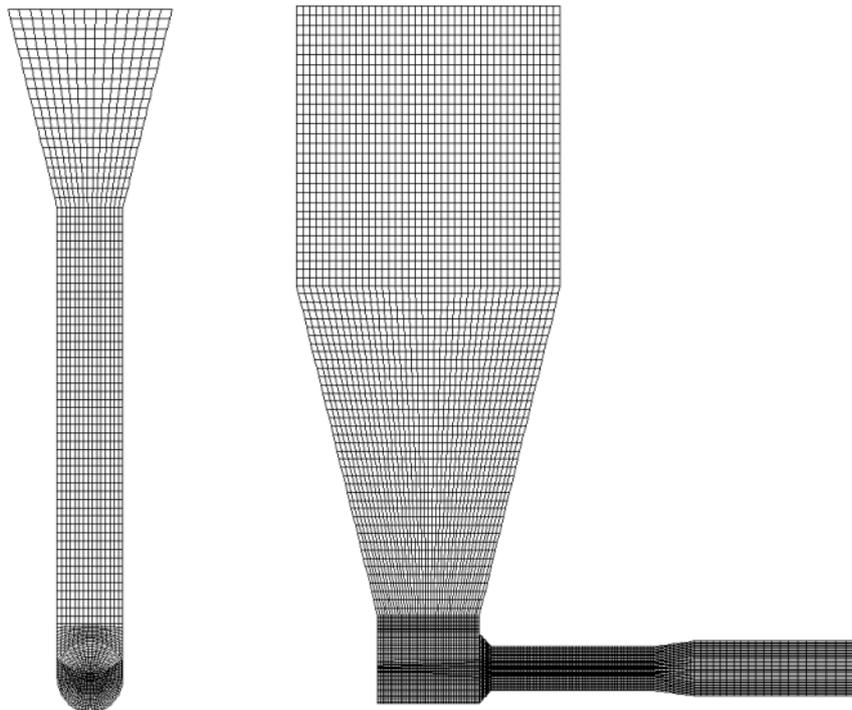


Abbildung 6.11: Schnitte durch das dreidimensionale Rechnetz, Modell A

Um die Anzahl der Rechenzellen so gering wie möglich zu halten, müssen Überlegungen über das Ausmaß der Modellierung des Einlauftrichters, das heißt über die Erstreckung des Geometriemodells in Richtung stromaufwärts, angestellt werden. Besonders zur Simulation von Sekundärluftanteilen von  $\zeta = 0$  bis  $\zeta = 0,4$  muss das Geometriemodell im Bereich des Einlauftrichters in Richtung Fallrohr erweitert werden, um die Berechnung der Strömung in diesem

Bereich nicht durch die Strömungsrandbedingungen am Trichtereinlauf zu beeinflussen (Geometriemodell ①).

Um die Versuche mit variiertem Düsenabstand zu simulieren, muss das Geometriemodell einer Adaption unterzogen werden. Dabei ist eine Änderung der Blockstruktur erforderlich, damit die verschiebbare Düsenhalterung im Rechennetz umgesetzt werden kann. Dies ist auch mit einer erheblichen Erhöhung der Zellenanzahl verbunden (Geometriemodell ②). Tabelle 6.8 gibt einen Überblick über die zwei verwendeten Rechennetze.

Tabelle 6.8: Verwendete Geometriemodelle

| Geometriemodell                         | ①      | ②      |
|---|--------|--------|
| Trichterhöhe [mm]                       | 303    | 223    |
| Hydraulischer Eintrittsdurchmesser [mm] | 99     | 51     |
| Anzahl der Blöcke                       | 29     | 48     |
| Anzahl der Zellen                       | 155250 | 278848 |
| Anzahl der Knoten                       | 184704 | 332425 |

#### 6.4.4 Rechennetze für die Variation der Geometrie

Für die bereits auf Seite 60 dargestellten Variationen der Geometrie wurden ebenfalls eigene Rechennetze erstellt.

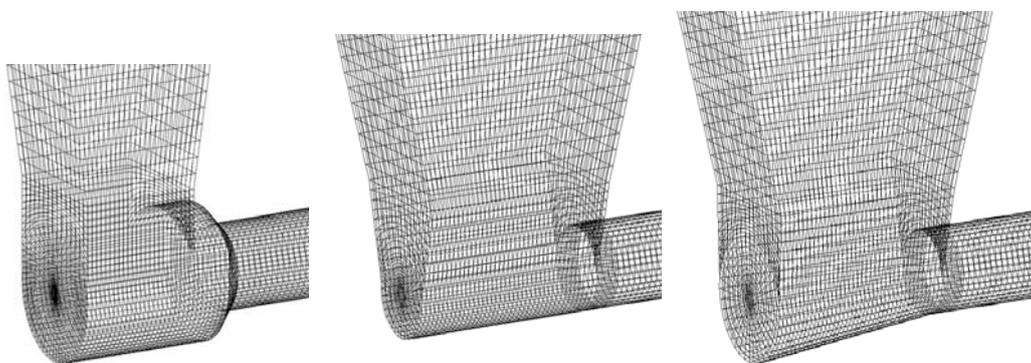


Abbildung 6.12: Rechennetze für die Varianten A bis C (vgl. Seite 60)

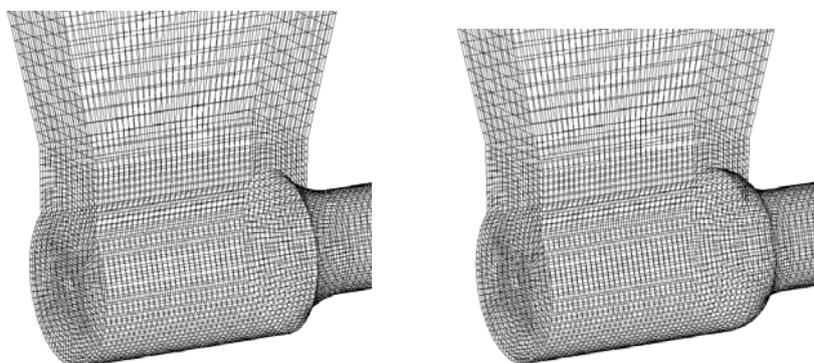


Abbildung 6.13: Rechennetze für die Varianten D und E (vgl. Seite 60)

### 6.4.5 Rechennetz für den Scale-up Fall

Die bisher dargestellten Rechennetze decken die Nachrechnung von Versuchsergebnissen und die Berechnung der Auswirkungen kleiner Veränderungen der Geometrie ab. Im Gegensatz dazu wird das in Abbildung 6.14 dargestellte Rechennetz für die Simulation des Scale-up Falles eines Injektors für Anlagen größeren Maßstabs verwendet. Die Geometriedaten stammen aus der Tabelle 4.8 auf Seite 49.

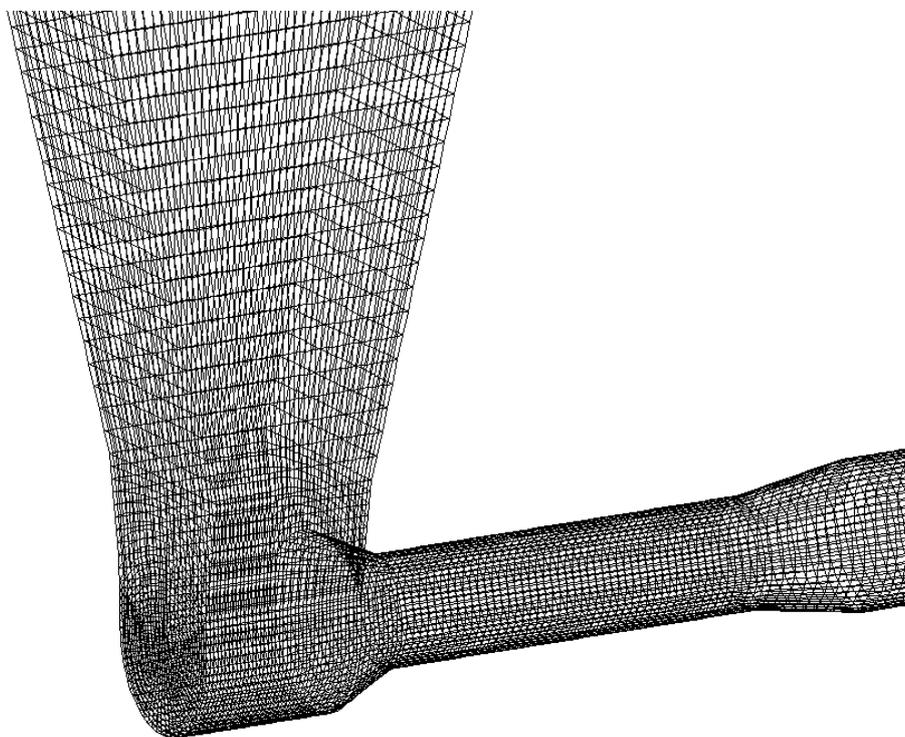


Abbildung 6.14: Rechennetz für den Scale-up Fall

## 6.5 Randbedingungen

### 6.5.1 Allgemeine Bemerkungen

Für das Aufbringen von Randbedingungen stehen im Programmpaket CFX 4.3 mehrere Möglichkeiten zur Verfügung (siehe Abschnitt 6.2.3).

Zur Simulation der Injektorförderversuche ist die Aufbringung von Randbedingungen an drei Bereichen beziehungsweise für den Fall  $\zeta = 0$  nur an zwei Bereichen erforderlich (auf die Behandlung der Randbedingungen an festen Wänden wird bei der Beschreibung der Turbulenzmodellierung eingegangen). Abbildung 6.15 zeigt die Umriss des CFD Geometriemodells mit den Bereichen, an denen Randbedingungen aufgebracht werden. Die Flächen zum Aufbringen der Randbedingungen werden bereits beim Preprozessing vor der Netzgenerierung als so genannte Patches definiert und räumlich festgelegt. Die Strömungsgrößen an den betreffenden Grenzflächen werden im Zuge der Berechnung der Strömung angegeben.

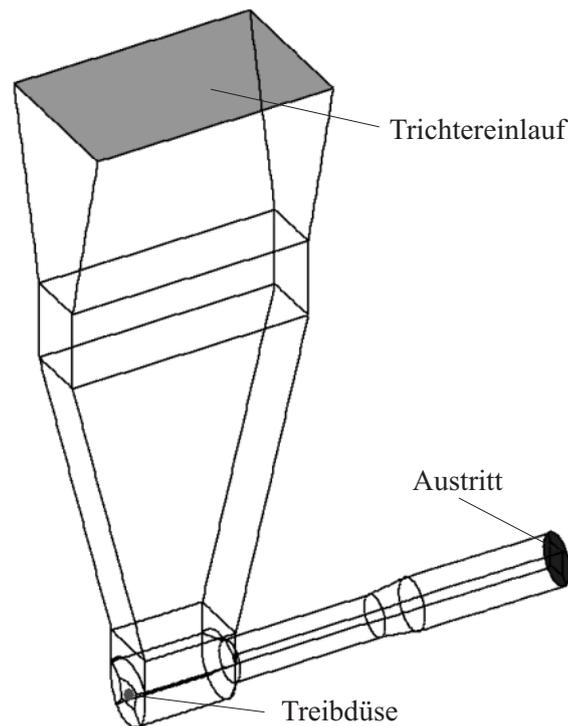


Abbildung 6.15: Darstellung der Strömungsein- und -austrittsflächen

Die Eintrittsrandbedingungen im Bereich Treibdüse und Trichtereinlauf sind als DIRICHLETsche Randbedingungen definiert (siehe Abschnitt 6.2.3.1). Hier wird ein Geschwindigkeitsfeld festgelegt, wobei der Massenstrom während der Iterationen konstant gehalten wird. Am Austritt der Strömung aus dem Injektor wird eine Druckrandbedingung aufgebracht. Dabei entspricht der aufgebrachte Druck dem bei den Versuchen gemessenen statischen Druck an der Rohrwand an dieser Stelle.

### 6.5.2 Überleitung der Messwerte

In diesem Abschnitt wird die Ermittlung der für die Berechnung notwendigen Randbedingungen aus den bei den Versuchen gemessenen Größen dargestellt. In Tabelle 6.9 werden die im Rahmen der Förderversuche gemessenen beziehungsweise abgeleiteten Größen zur Bestimmung der Randbedingungen für die Berechnungen gezeigt.

Tabelle 6.9: Bei den Messungen ermittelte Größen

| Größe           | Einheit        | Bemerkung                   |
|-----------------|----------------|-----------------------------|
| $\dot{m}_{LI}$  | $\frac{kg}{s}$ | Ermittlung mit Messblende   |
| $\dot{m}_{LII}$ | $\frac{kg}{s}$ | Ermittlung mit Messblende   |
| $T_0$           | K              | gemessen mit Pt 100         |
| $p_0$           | Pa             | gemessen mit Druckaufnehmer |
| $T_{Sys}$       | K              | gemessen mit Pt 100         |
| $p_{Sys}$       | Pa             | gemessen mit Druckaufnehmer |
| $p_{Inj}$       | Pa             | gemessen mit Druckaufnehmer |

### 6.5.2.1 Randbedingungen an der Mündung der Treibdüse

Bei der Formulierung der Randbedingungen an der Treibdüse müssen nun die gegebenen Werte in die erforderlichen Größen übergeleitet werden. Dabei müssen folgende Größen vorgegeben werden (Tabelle 6.10).

Tabelle 6.10: Erforderliche Vorgaben für die Randbedingungen am Treibdüsen Eintritt

|          |  |
|----------|--|
| $v_N$    | Normalgeschwindigkeit am Eintritt        |
| $\rho_N$ | Gasdichte am Eintritt                    |
| $T_N$    | Gastemperatur am Eintritt                |
| $Tu$     | Turbulenzgrad                            |
| $D_L$    | Charakteristisches Längenmaß am Eintritt |

Aus den gemessenen Größen und der bekannten Geometrie lässt sich der Totaldruck vor der Düse bestimmen. Allgemein gilt folgende Beziehung:

$$\frac{p_{Tot}}{p} = \left( \frac{T_{Tot}}{T} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \quad (6.2)$$

Für kleine Machzahlen ( $Ma \ll 1$ ), lässt sich der Totaldruck vor der Treibdüse mit folgender vereinfachter Beziehung bestimmen:

$$p_{Tot} = p_0 + \rho \frac{v_0^2}{2}, \quad (6.3)$$

$$\text{mit } v_0 = \frac{\dot{m}_{LI}}{\rho_0 A_0}, \quad (6.4)$$

$$\text{wobei } \rho_0 = \frac{p_0}{RT_0} \quad (6.5)$$

$$\text{und } A_0 = \frac{d_0^2 \pi}{4} \text{ ist.} \quad (6.6)$$

Für die Treibdüsenströmung kann zwischen zwei Fällen bei der Bildung des Druckverhältnisses der Düse unterschieden werden:

1. Unterkritisches Druckverhältnis ( $\pi_D = \frac{p_{Syst}}{p_0} > \pi_{krit}$ )

In diesem Fall lässt sich die Treibstrahlgeschwindigkeit im engsten Querschnitt  $v_T$  (das entspricht der Normalgeschwindigkeit  $v_N$ ) nach den bereits auf Seite 11 behandelten Gleichungen bestimmen:

$$v_T = \sqrt{2p_0 v_0} \underbrace{\sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}}_{=: \nu} \quad (6.7)$$

Für die statische Temperatur des Treibstrahls ergibt sich:

$$T_T = T_{T_{Tot}} - \frac{v_T^2}{2c_p}, \text{ und somit für die Dichte des Treibstrahls} \quad (6.8)$$

$$\rho_T = \frac{p_{Sys}}{RT_T}. \quad (6.9)$$

## 2. Überkritisches Druckverhältnis ( $\pi_D = \frac{p_{Sys}}{p_0} \leq \pi_{krit}$ )

In diesem Fall werden im engsten Querschnitt der konvergenten Düse die kritischen Werte erreicht. Diese werden durch Multiplikation der Totalwerte der betreffenden Größen mit den Faktoren für den kritischen Strömungsfall erhalten [51]. Für die relevanten Größen erhält man die in Tabelle 6.11 dargestellten Werte:

Tabelle 6.11: Werte für  $Ma = 1$  im engsten Querschnitt für kalorisch ideales Gas ( $\kappa = 1,4$ )

|                           |       |
|---------------------------|-------|
| $\frac{p_k}{p_{Tot}}$     | 0,528 |
| $\frac{\rho}{\rho_{Tot}}$ | 0,634 |
| $\frac{T}{T_{Tot}}$       | 0,833 |
| $\frac{a}{a_{Tot}}$       | 0,913 |

Für die Randbedingungen der Simulationsrechnung bedeutet dies, dass für die Eintrittsgeschwindigkeit  $v_N$  der entsprechende Wert  $v_T$  gesetzt wird. Für die Temperatur  $T_N$  und die Dichte  $\rho_N$  am Eintritt werden die entsprechend ermittelten Werte von  $\rho_T$  und  $T_T$  übernommen. Der Turbulenzgrad wird für alle Berechnungsfälle mit  $Tu = 0,03$  angenommen. Das charakteristische Längenmaß  $D_L$  entspricht im Fall der kreisrunden Treibdüse dem Düsendurchmesser  $D_T$ .

### 6.5.2.2 Randbedingungen am Trichtereinlauf

Die Randbedingung am Trichtereinlauf ist ebenfalls eine DIRICHLETsche Randbedingung, und es müssen für dieselben Größen, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, die entsprechenden Werte angegeben werden. Mit Hilfe der bei den Messungen ermittelten Größen  $p_{Sys}$  und  $T_{Sys}$  kann mit der idealen Gasgleichung  $\rho_{Sys}$  bestimmt werden. Bei der geringen Gasgeschwindigkeit im Trichter (Größenordnung 1 m/s) kann angenommen werden, dass  $p_{Sys} \approx p_{Sys,Tot}$ . Für die Sekundärluftgeschwindigkeit im betrachteten Querschnitt ergibt sich somit

$$v_{LII} = \frac{\dot{m}_{LII}}{\rho_{Sys} A_{II}}, \quad (6.10)$$

was der Normalgeschwindigkeit  $v_N$  für diese Randbedingung entspricht. Der Turbulenzgrad wird wie zuvor mit  $Tu = 0,03$  angenommen. Das charakteristische Längenmaß ist der mit den entsprechenden Abmessungen des jeweiligen Rechteckquerschnittes gebildete hydraulische Durchmesser.

### 6.5.2.3 Randbedingungen am Injektoraustritt

Am Austritt des Rechenraumes des Injektors wird eine Druckrandbedingung aufgebracht. Dabei wird am Austritt des Injektors jener statische Druck aufgebracht, der bei den jeweiligen Förderversuchen an der zugeordneten Stelle an der Wand gemessen wurde. Bei dem betrachteten Problem liegt diese Stelle in einiger Entfernung nach dem Diffusorende in einem geraden Stück der Förderleitung, so dass der Druckgradient in radialer Richtung als gegen Null angesehen und damit vernachlässigt werden kann.

## 6.6 Lösungsstrategie

Die Simulation von Zweiphasenströmungen ist ein komplexer Vorgang, der üblicherweise nicht in einer oder in wenigen Berechnungsschleifen durchgeführt werden kann. Als erster Lösungsschritt erfolgt die Berechnung der Einphasenströmung. Nach Erreichen einer konvergierten Lösung und der Überprüfung der Ergebnisse, die idealerweise mit Messwerten, aber auch durch eindimensionale Injektorberechnungen durchgeführt werden kann, wird mit der Berechnung der Zweiphasenströmung begonnen.

Dieser Abschnitt legt die wichtigsten Überlegungen und notwendigen Schritte zur Berechnung der Gas-Feststoffströmung in einem Injektor dar.

### 6.6.1 Einphasenströmung

Für jeden Berechnungsfall wird als erster Schritt das Strömungsfeld für die Einphasenströmung, das heißt für die Beladung  $\mu = 0$ , berechnet. Die Strömung im Injektor besteht aus einer Düsenströmung mit einer plötzlichen Querschnittserweiterung (für  $\zeta = 0$  vergleichbar einem Stossdiffusor) beim Übergang in die Mischkammer, in der Folge wird die Fangdüse durchströmt und nach dem Mischrohr wird die Strömung durch einen Diffusor verzögert. Zusätzlich tritt in der Mischkammer eine Strömung von oben, abhängig vom Sekundärluftmassenstrom, die die Strahlausbreitung des Treibstrahls beeinflusst, auf.

Um eine stationäre Lösung des Strömungsfeldes zu erhalten, wird instationär mit der Berechnung einer einzigen Iteration pro Zeitschritt gerechnet. Diese Vorgangsweise wird wegen der physikalischen Verhältnisse und aus numerischen Gründen erforderlich [2, 25, 57].

Die Wahl der Größe des erforderlichen Zeitschrittes  $\Delta t$  wird durch die so genannte CFL-Bedingung (Courant-Friedrichs-Lewy) [17, 57] bestimmt:

$$\Delta t = C \left( \frac{\Delta x}{u + a} \right), \quad (6.11)$$

wobei  $C$  die Courant Zahl und  $a$  die Schallgeschwindigkeit ist.

Für explizite Zeitschrittverfahren muss  $C$  aus Stabilitätsgründen kleiner 1 sein. Das verwendete Softwarepaket CFX 4.3 benützt so genannte implizite Eulersche Zeitschrittverfahren zur Berechnung von transienten Strömungen. Dabei sollte für einen stabilen Verlauf der Berechnungen über die Zeitschritte die Courantzahl zwischen 1 bis zu 40 liegen [3]. Bei der Durchführung der Berechnungen zeigt sich, dass die Werte für die Courantzahl zwischen 1 und 2 liegen müssen, damit die Berechnungen aufgrund von Instabilitäten nicht vorzeitig abgebrochen werden. Zu Beginn der Berechnungen muss die erforderliche Größe für den Zeitschritt  $\Delta t$  im Bereich der Mischkammer unmittelbar nach dem Ende der Treibdüse bestimmt

werden, da hier die größten Gasgeschwindigkeiten erreicht werden.

Die Zellengröße in diesem Bereich ist mit  $\Delta x = 1,25$  mm in Längsrichtung wegen des blockstrukturierten Gitters und der aufgrund des begrenzten Speicherplatzes limitierten Zellenanzahl vorgegeben. Für die Gasgeschwindigkeit sind Werte von  $u = 240\text{m/s}$  (unterkritischer Treibstrahl) bis  $u = 360\text{m/s}$  (Treibstrahl mit Nachexpansion) zu erwarten. Werden diese Werte in Gleichung 6.11 eingesetzt ergibt sich für den für die Simulation notwendigen Zeitschritt ein Wert von  $\Delta t \approx 4 \cdot 10^{-6}$  s für den unterkritischen Treibstrahl und  $\Delta t \approx 1 \cdot 10^{-6}$  s für den Treibstrahl mit Nachexpansion.

Für die Durchführung der Berechnungen bedeutet das, dass eine große Anzahl von Zeitschritten (bis zu 200.000), bei einer Iteration pro Zeitschritt und einer allmählichen Vergrößerung der Zeitschritte, durchlaufen werden muss, um eine konvergierte stationäre Lösung des Strömungsfeldes zu erhalten. Die zeitliche Entwicklung der Strömung ist in diesem Fall nicht von Interesse, es werden lediglich die Ergebnisse des jeweils letzten Zeitschrittes eines Berechnungsdurchganges gespeichert und für einen Restart genutzt, da das Programm nur die Berechnung von 10.000 Zeitschritten zulässt. Eine konvergierte Lösung wird nach einer simulierten Zeitspanne von 2-4 Sekunden erreicht.

### 6.6.2 Zweiphasenströmung

Als Ausgangspunkt der Berechnung der Zweiphasenströmung dient die Lösung der Einphasenströmung. Die Berechnung der Zweiphasenströmung gestaltet sich anders als bei der Einphasenströmung.

Beim Euler/Lagrange-Modell von CFX 4.3 werden aufgrund der örtlichen Strömungszustände die jeweiligen auf ein Partikel wirkenden Kräfte ermittelt und die Bahn eines Teilchens durch das Strömungsfeld berechnet. Dies geschieht sequentiell, wobei die Anfangsbedingungen für jedes Paket, das bis zu 1.000 Teilchen vertritt, vorgegeben werden. Nach der Berechnung aller Teilchenbahnen werden alle auftretenden Wechselwirkungen auf die Strömung durch so genannte Quell-/Senkenterme bei der neuerlichen Berechnung der Fluidströmung berücksichtigt. Diese neuerliche Berechnung wird bis zum Erreichen einer vorgegebenen Konvergenzschranke durchgeführt, die mit einem Residuum des Massenstroms kleiner oder gleich  $10^{-5}\text{kg/s}$  festgelegt wurde. Dies ergibt bei einer Berechnung mit einem Druckverhältnis von  $\pi_B = 2$  einen Fehler von 0,075 % (bei einem Luftmassenstrom von 0,013 kg/s).

In der Folge beginnt die neuerliche Berechnung der Teilchenbahnen mit der neuen Lösung des Strömungsfeldes. Der prinzipielle Ablauf einer Berechnung der Zweiphasenströmung ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Diese Berechnungsschleifen mit der abwechselnden Berechnung der Trajektorien mit der Rückwirkung auf die Strömung wird als gekoppelte Zweiphasenberechnung bezeichnet [49]. Zur Erreichung einer konvergenten Lösung der zweiphasigen Strömung sind mehrere hundert solcher Berechnungsschleifen notwendig.

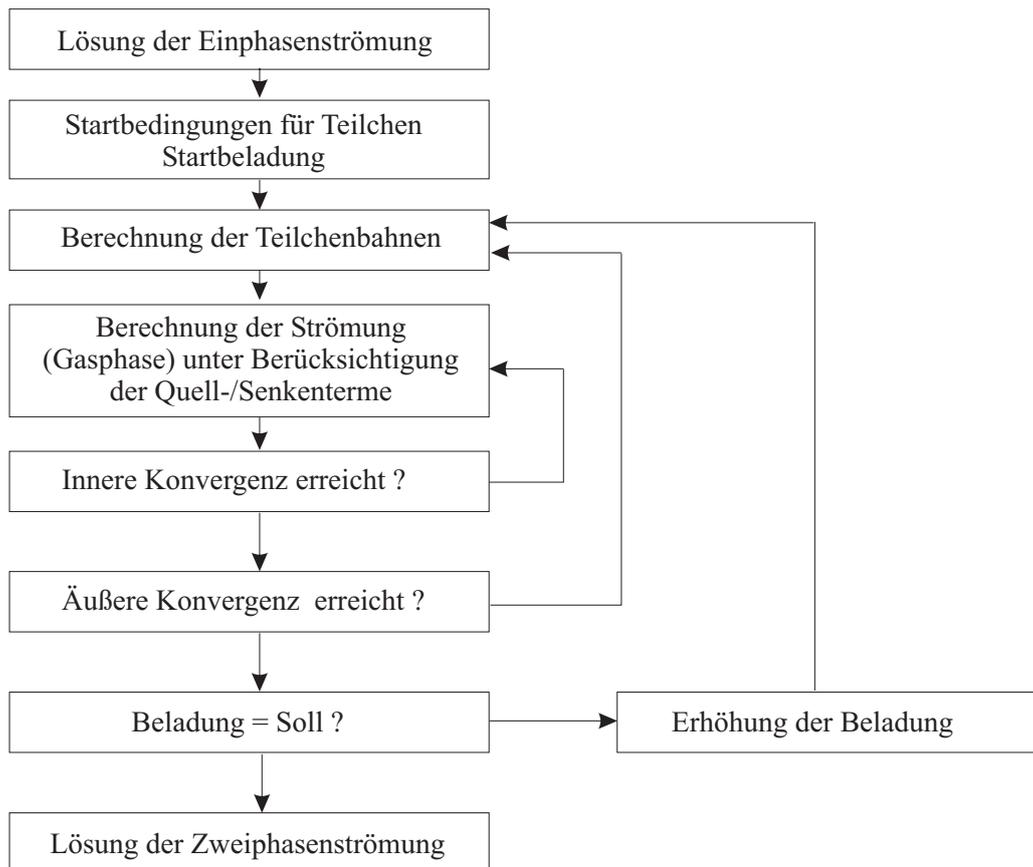


Abbildung 6.16: Ablauf der Berechnung der Zweiphasenströmung

Bei der Berechnung der Zweiphasenströmung muß weiters beachtet werden, dass der Einfluss der Teilchen auf die Strömung, der durch geeignete Terme berücksichtigt wird, das Erreichen der Konvergenz erschweren kann. Aus diesem Grund sollte die Berechnung der Zweiphasenströmung mit vergleichsweise kleinen Beladungen begonnen werden. Nach Erreichen einer konvergenten Lösung kann die Beladung schrittweise bis zum erforderlichen Wert angehoben werden. Dies erhöht zwar den rechnerischen Aufwand, hat aber im vorliegenden Fall zur Folge, dass auch Ergebnisse für unterschiedliche Beladungen zur Berechnung von Injektorkennlinien anfallen.

# Kapitel 7

## Ergebnisse

Die Präsentation der Ergebnisse der CFD-Simulationen wird in drei Abschnitte gegliedert. Der erste Abschnitt 7.1 beinhaltet die Nachrechnung von Versuchsergebnissen von HUTT [27], und die Nachrechnung von ausgewählten Förderversuchen, die am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung durchgeführt wurden (JOPPICH [28] und TMEJ [53]).

Im zweiten Abschnitt 7.2 werden die berechneten Auswirkungen von kleinen Modifikationen der Injektorgeometrie vorgestellt. Dabei soll das Potential von CFD als Werkzeug zur Verbesserung von vorhandenen Geometrien aufgezeigt werden.

Im letzten Abschnitt 7.3 des Kapitels wird anhand eines Scale-up Beispiels die Kombination von herkömmlichen Auslegungsmethoden mit CFD demonstriert.

### 7.1 Nachrechnung von Versuchsergebnissen

Um die Einsatzmöglichkeiten von kommerzieller CFD-Software für die Berechnung der Zweiphasenströmung im Injektor zu verifizieren, wurden zahlreiche Versuchsergebnisse nachgerechnet.

#### 7.1.1 Versuchsdaten von Hutt

Mit den in Abschnitt 6.1.1.1 dargestellten Injektor- und Fördergutdaten wurden Simulationsrechnungen durchgeführt. Bei den Versuchen von HUTT für den Niederdruckinjektor wurde neben dem Druckverlauf entlang der Injektorwand zusätzlich die Feststoffgeschwindigkeit am Ende des Injektors für verschiedene Fördergüter bestimmt. Diese kann mit den im Experiment bestimmten Partikelgeschwindigkeiten verglichen werden.

##### 7.1.1.1 Druckaufbau im Injektor

In Abbildung 7.1 wird der berechnete Verlauf des statischen Drucks entlang der Mischrohrinnenwand mit den Werten der Messungen [27] (siehe Tabelle 7.1 auf Seite 84) verglichen. Diese Werte gelten für die reine Luftströmung ohne Feststoffbeladung ( $\mu = 0$ ).

Die Diagramme in den Abbildungen 7.2 - 7.5 zeigen Gegenüberstellungen von mit CFD berechneten Wanddruckverläufen mit den entsprechenden gemessenen Werten bei der Zweiphasenströmung. Dabei wurden Simulationsrechnungen für mehrere Materialien durchgeführt, um verschiedene Förderguteigenschaften zu berücksichtigen. Die Simulationen umfassten Mais, Polystyrol, feine und grobe Glaskugeln. Die Förderguteigenschaften sind in Tabelle

6.1 ersichtlich. Bei diesen Simulationsrechnungen wurde die Injektorgeometrie nicht verändert.

Abbildung 7.1 zeigt den Druckaufbau des Injektors für die Einphasenströmung. Der Druckaufbau entlang der Injektorachse ist

$$\Delta p(x) = p(x) - p_{sys}, \quad (7.1)$$

also die Differenz des statischen Drucks des jeweils betrachteten Punktes mit dem Abstand  $x$  von der Düsenmündung und dem statischen Druck in der Mischkammer im Bereich unmittelbar neben der Injektordüse. Der Druckaufbau am Ende des Injektors wird mit einer Genauigkeit von ca. 3% errechnet. Beim Verlauf der Druckdifferenz entlang der Injektorachse gibt es jedoch größere Abweichungen.

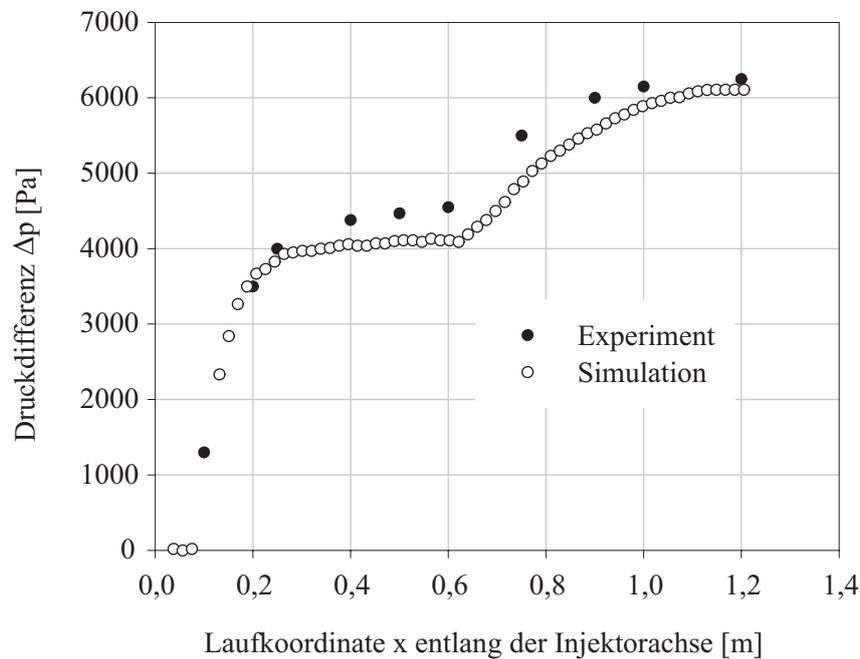


Abbildung 7.1: Druckaufbau im Injektor für  $D_M=100$  mm,  $\zeta=0$ ,  $\mu=0$

Das Diagramm in Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf des statischen Drucks entlang der Injektorachse für die Förderung von groben Glaskugeln. Die groben Glaskugeln erreichen aufgrund ihrer hohen Masse am Ende des Injektors die geringste Feststoffgeschwindigkeit der betrachteten Fälle. Das erklärt auch den relativ hohen Druckaufbau im Vergleich zu den Berechnungsfällen mit anderen Fördergütern, da der Impulsaustausch zwischen Fluid und Partikeln für diesen Fall der geringste der hier vorgestellten Berechnungsfälle ist. Dieser hohe Druckaufbau ist in der Größe der Partikel und in der hohen Partikeldichte begründet. Die Ergebnisse der CFD-Simulation weichen etwa 4% von den im Experiment erzielten Ergebnissen ab.

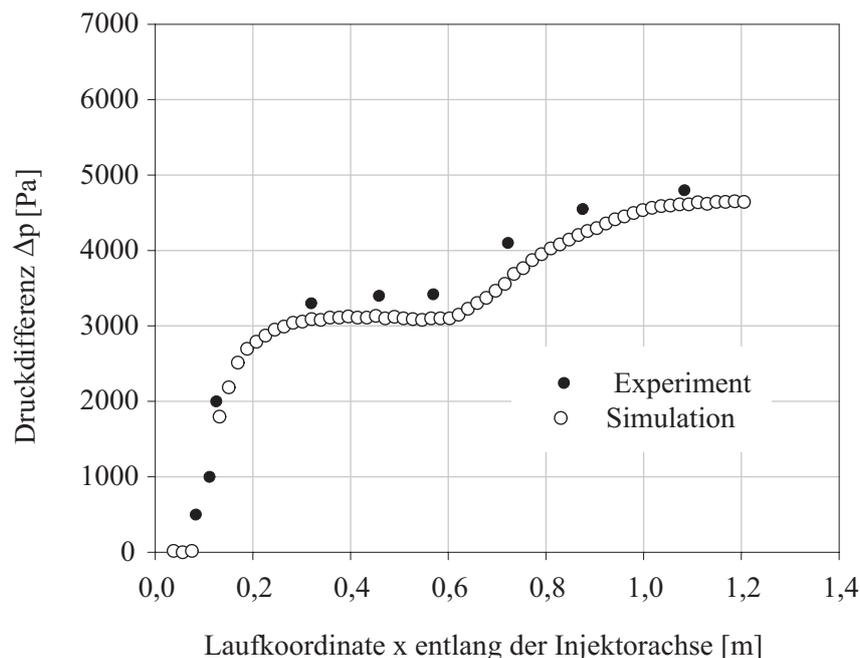


Abbildung 7.2: Druckaufbau im Injektor für  $D_M=100$  mm,  $\zeta=0$ ,  $\mu=1$ ; Glaskugeln grob

Der Druckaufbau beim Transport von Maiskörnern wird in Abbildung 7.3 gezeigt. Die Partikeldichte der Teilchen ist geringer als die der Glaskugeln. Obwohl der Durchmesser der Partikel sehr groß ist, werden diese stärker beschleunigt als die groben Glaskugeln. Die Druckdifferenz ist in diesem Fall geringer. Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation ist sehr gut.

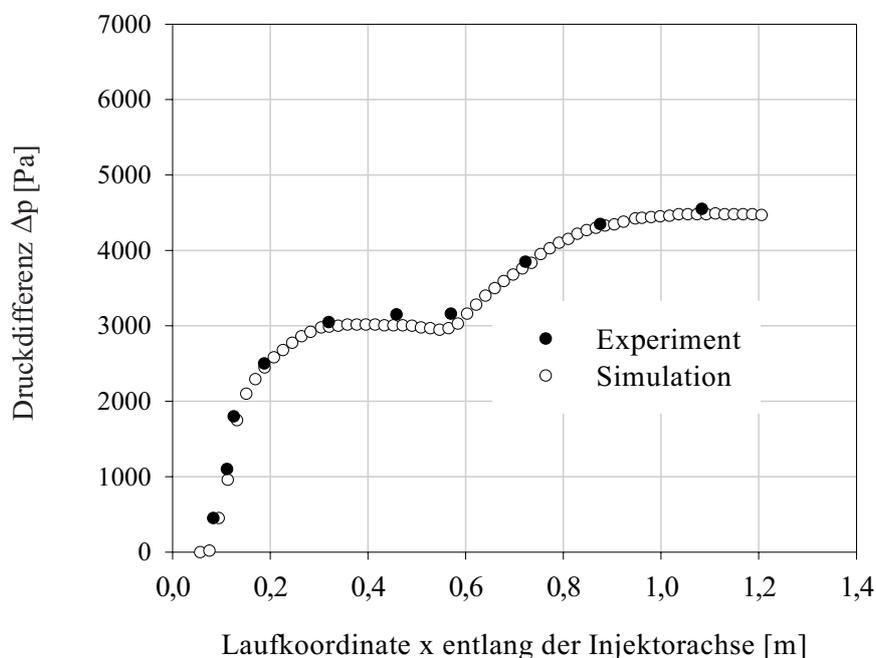


Abbildung 7.3: Druckaufbau im Injektor für  $D_M=100$  mm,  $\zeta=0$ ,  $\mu=1$ ; Maiskörner

Die Polystyrolpartikel haben eine noch geringere Dichte als die Maiskörner und auch deren Durchmesser ist weit geringer. Die Impulsumsetzung zwischen Strömung und Partikel ist

größer, die Partikel werden stärker beschleunigt. Die Simulation bringt ebenfalls wieder gute Ergebnisse (siehe Abbildung 7.4).

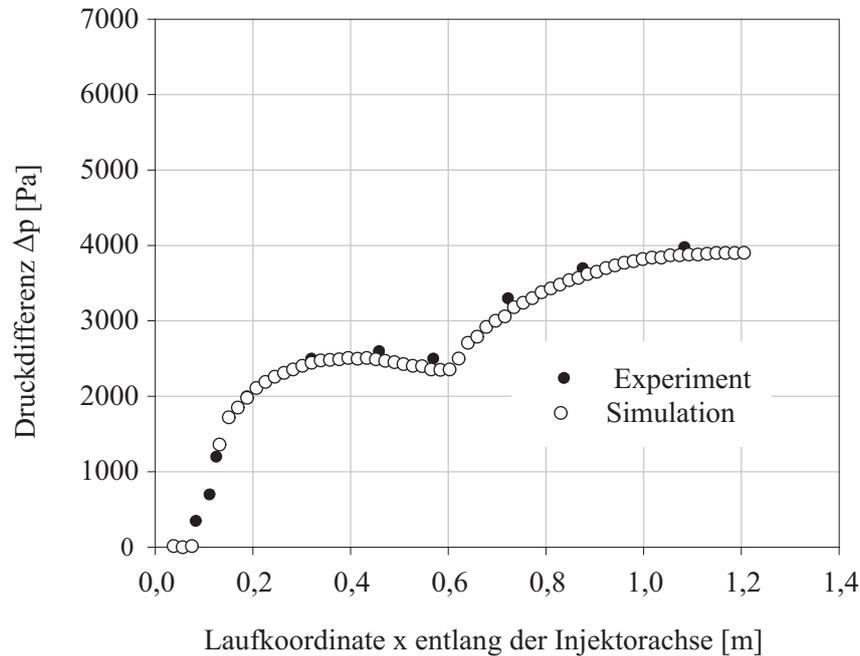


Abbildung 7.4: Druckaufbau im Injektor für  $D_M=100$  mm,  $\zeta=0$ ,  $\mu=1$ ; Polystyrolkugeln

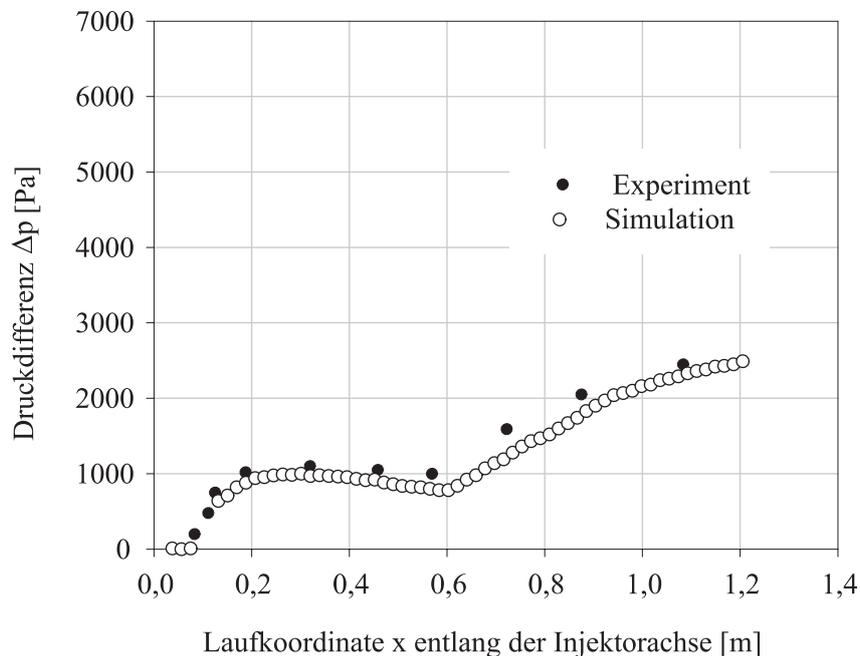


Abbildung 7.5: Druckaufbau im Injektor für  $D_M=100$  mm,  $\zeta=0$ ,  $\mu=1$ ; Glaskugeln fein

Der Verlauf der Druckdifferenz für die feinen Glaskugeln wird in Abbildung 7.5 dargestellt. Diese Teilchen weisen den kleinsten Partikeldurchmesser der hier untersuchten Fördergüter auf. Die Partikeldichte ist gleich der der groben Glaskugeln, bedingt durch den kleinen Partikeldurchmesser ist die Sinkgeschwindigkeit der feinen Glaskugeln aber sehr viel kleiner als

die der groben Glaskugeln. Diese Teilchen werden durch den Treibstrahl daher am stärksten beschleunigt, dementsprechend niedrig ist der erreichte Druckaufbau (Abbildung 7.5).

### 7.1.1.2 Vergleich der Feststoffgeschwindigkeiten

In Tabelle 7.1 werden die mit Hilfe der CFD Simulation ermittelten Feststoffgeschwindigkeiten den bei der Messung bestimmten Werten gegenübergestellt. Die Messstelle befand sich nach dem Diffusor des Injektors. Zur Bestimmung der Feststoffgeschwindigkeit bei der CFD Simulation war es erforderlich benutzerdefinierte Unterprogramme in die CFD Berechnung zu integrieren, die mit der Programmiersprache FORTRAN 77 umgesetzt wurden.

Tabelle 7.1: Messungen [27] und Berechnungen der Feststoffgeschwindigkeit  $c_{Inj}$  am Injektoraustritt bei  $\zeta = 0$  und  $\mu = 1,0$

| Fördergut       | Messung: $c_{Inj}$ | Berechnung: $c_{Inj}$ | Abweichung |
|-----------------|--------------------|-----------------------|------------|
| Glaskugeln grob | 14,0m/s            | 11,1m/s               | -20,7 %    |
| Mais            | 15,5m/s            | 14,6m/s               | -5,8 %     |
| Polystyrol      | 23,0m/s            | 21,5m/s               | -6,5 %     |
| Glaskugeln fein | 28,0m/s            | 28,4m/s               | +1,4 %     |

Die Ergebnisse der CFD Berechnungen stimmen mit den experimentellen Ergebnissen von HUTT bis auf die groben Glaskugeln gut überein. Es zeigt sich, dass für die Partikel mit größeren Durchmessern eine zu geringe Feststoffgeschwindigkeit errechnet wird. Dies ist auf das Lagrangesche Partikelmodell zurückzuführen. Bei diesem Modell werden die Teilchen als Punkte betrachtet, die mit Eigenschaften wie Partikelgröße und Partikeldichte behaftet sind. Mit diesen Eigenschaften werden die auf die Partikel beziehungsweise auf die Strömung wirkenden Kräfte berechnet.

Bei relativ wenigen großen Partikeln ist zusätzlich die gleichmäßige Verteilung der Teilchen im Strömungsgebiet nicht gegeben. Die Wechselwirkung zwischen Partikeln und Fluid wird nicht vollständig erfasst.

Bei kleinen Partikeln ist eine gleichmäßige Verteilung der Massen der Partikel im Raum gegeben, was dem angewendeten Modell besser entspricht. Die Kopplung der Phasen kann gleichmäßiger über die Rechenzellen erfolgen und wird somit besser erfasst.

## 7.1.2 Versuchsdaten von Joppich/Tmej

Aus der großen Anzahl von Förderversuchen, die am Institut für Thermodynamik und Energiewandlung im Rahmen des Projektes Holzstaubgefeuerte Gasturbine durchgeführt wurden, sind einige für die Simulationsrechnung ausgewählt worden (siehe Tabellen 6.3 und 6.4 auf Seite 59). Dabei wurde auf die Variation der in Abschnitt 6.3 vorgestellten Parameter Wert gelegt, um möglichst alle Einflüsse auf die Ergebnisse der CFD Berechnungen zu erfassen.

### 7.1.2.1 Druckaufbau im Injektor (Einphasige Strömung)

In der Folge wird der Vergleich des berechneten Druckverlaufs entlang der Innenwand des Injektors mit den an der Versuchsanlage gemessenen Werten gezeigt. Neben der Variation des Druckverhältnisses  $\pi_B$  und der Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$  wird auch der Vergleich des Druckaufbaus für verschiedene Sekundärluftverhältnisse dargestellt.

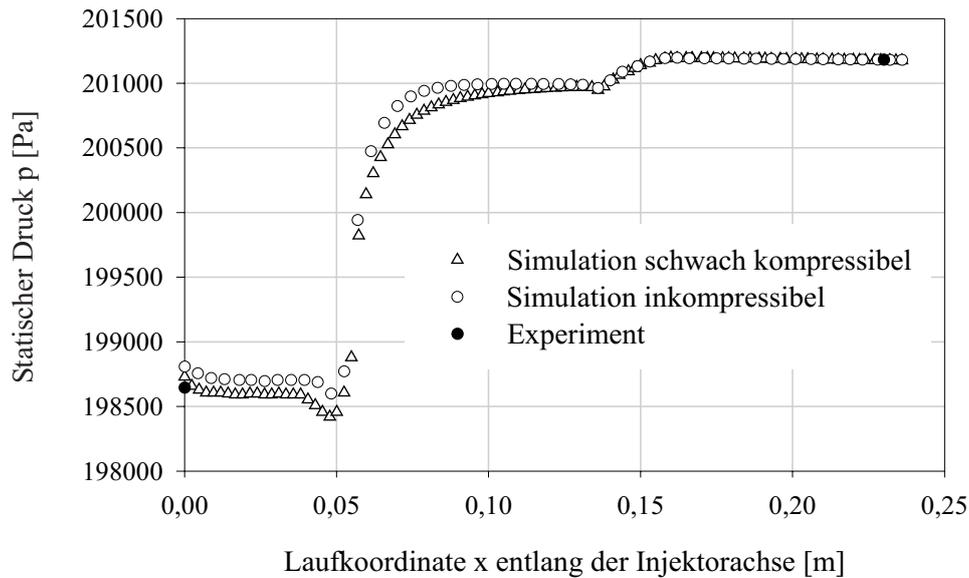


Abbildung 7.6: Druckverlauf im Injektor für  $D_M=20$  mm,  $\zeta=0,4$ ;  $v_T \approx 140$  m/s

Das Diagramm in Abbildung 7.6 zeigt den Druckaufbau entlang der Injektorachse für einen in Niederdruckfahrweise mit einer Treibstrahlgeschwindigkeit von  $v_T \approx 140$  m/s betriebenen Injektor (Förderversuch 1). Für diesen Berechnungsfall werden die Ergebnisse der Berechnungen unter Annahme einer inkompressiblen Strömung sowie unter Verwendung des Modells der schwach kompressiblen Strömung dargestellt. Der Nullpunkt der Laufkoordinate  $x$  entlang der Injektorachse für die Darstellung des Druckverlaufs wird am Beginn der Mischkammer angenommen (Vergleiche Abbildung 3.7 auf Seite 17).

Laut Angaben des Handbuches von CFX 4.3 [2] ist eine Verwendung dieses Modells bis zu einer Machzahl von  $Ma \approx 0,3$  mit einer Genauigkeit von  $\pm 3\%$  möglich. Dies entspricht in etwa den Bedingungen in diesem Berechnungsfall. Alle weiteren Ergebnisse werden unter der Annahme voll kompressibler Strömung berechnet. Der Vergleich der Ergebnisse zeigt sehr gute Übereinstimmung in der Berechnung des Druckaufbaus unter Berücksichtigung der schwach kompressiblen Strömung. Aber auch die inkompressible Berechnung der Strömung zeigt befriedigende Ergebnisse.

Die Diagramme in den Abbildungen 7.7 und 7.8 behandeln den Druckaufbau für den Versuchsinjektor in Niederdruckfahrweise, jedoch mit deutlich höheren Treibstrahlgeschwindigkeiten. Die Berechnungen sind voll kompressibel durchgeführt.

In Abbildung 7.7 wird der Druckverlauf entlang der Injektorachse für eine neutrale Fahrweise des Injektors ( $\zeta=0$ ) und einen Mischrohrdurchmesser von  $D_M=16$  mm dargestellt. Der Druckaufbau wird in seiner Höhe sehr gut berechnet, lediglich der Verlauf des statischen Drucks zeigt gewisse Abweichungen, speziell im Bereich der Fangdüse und dem daran angrenzenden Mischrohr ( $0,05\text{ m} \leq x \leq 0,1\text{ m}$ ).

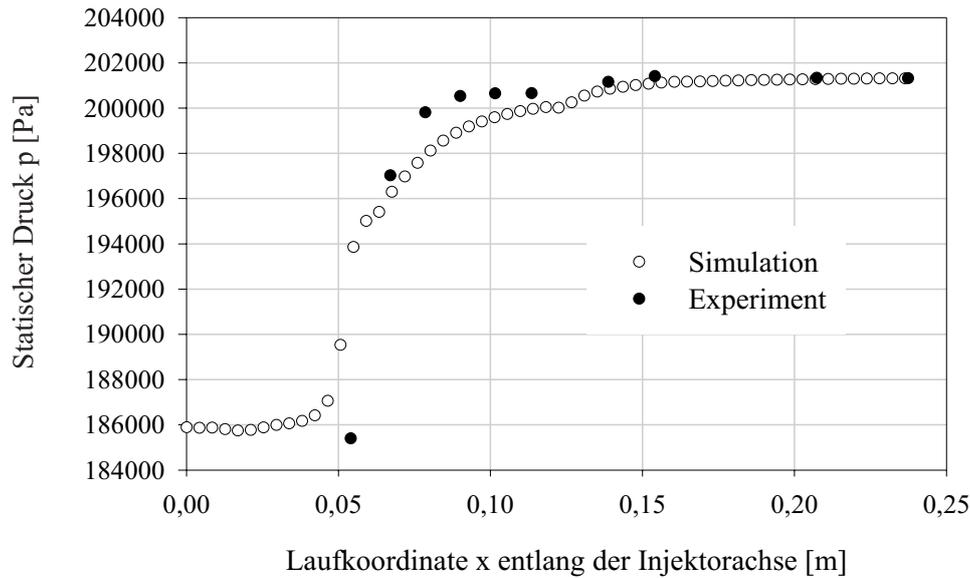


Abbildung 7.7: Wanddruckverlauf im Injektor für  $D_M=16$  mm,  $\zeta=0$ ;  $v_T \approx 240$  m/s

Bei der Berechnung des Druckaufbaus für den Niederdruckinjektor mit einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M=20$  mm und ebenfalls neutraler Fahrweise (Abb. 7.8; Förderversuch 2) wird der Druckaufbau des Injektors gut wiedergegeben. Aufgrund des größeren Mischrohrdurchmessers ist die Fangdüse weniger stark ausgeprägt, was sich auch in den Ergebnissen der Berechnung niederschlägt.

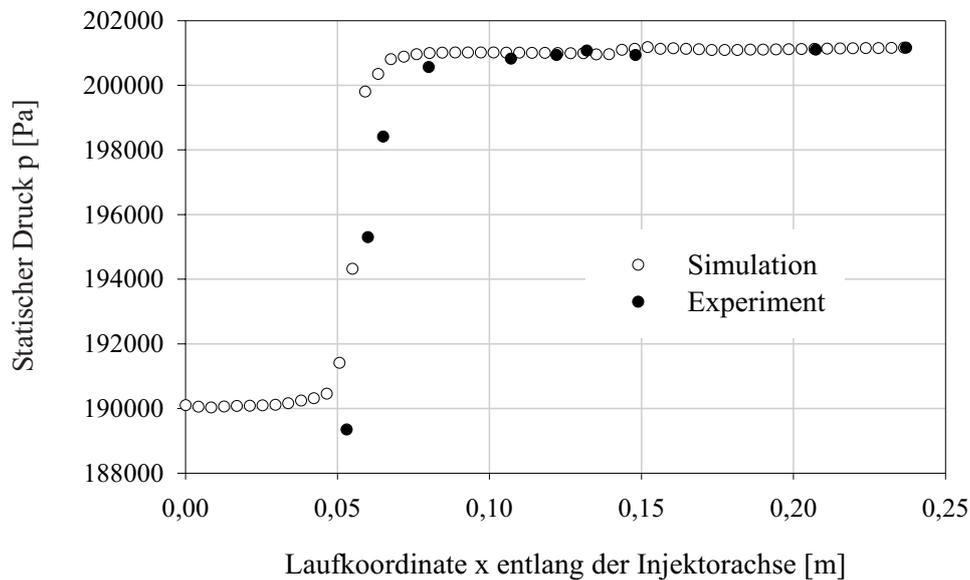


Abbildung 7.8: Wanddruckverlauf im Injektor für  $D_M=20$  mm,  $\zeta=0$ ;  $v_T \approx 240$  m/s

Als nächstes werden die Ergebnisse der Simulationen der Versuche mit dem nachexpandierenden Treibstrahl dargestellt. Der numerische Aufwand zum Erhalt dieser Lösungen bei Mitteldruckinjektoren ist ca. viermal größer als bei der Simulation der Niederdruckinjektoren.

Die folgenden Darstellungen betreffen den Vergleich von unterschiedlichen Druckverhältnissen bei derselben Injektorgeometrie. Der Mischrohrdurchmesser beträgt für beide Fälle  $D_M=$

20 mm und das Sekundärluftverhältnis  $\zeta = 0,4$ . Abbildung 7.9 zeigt den Vergleich des berechneten mit dem gemessenen Druckaufbau für ein Druckverhältnis von  $\pi_B = 1$  (Förderversuch 12).

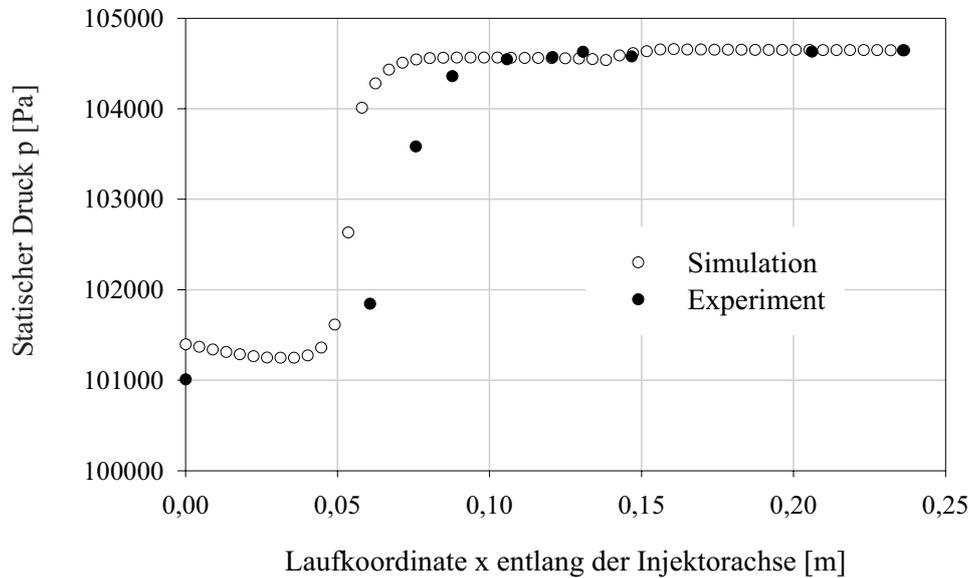


Abbildung 7.9: Wanddruckverlauf im Injektor für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $\pi_B = 1$ ;  $v_T \approx 340$  m/s

Der simulierte Druckaufbau entlang der Injektorachse für ein Druckverhältnis von  $\pi_B = 2$  wird in Abbildung 7.10 gezeigt (Förderversuch 9). Der Vergleich der Berechnungsergebnisse mit den gemessenen Werten zeigt eine akzeptable Übereinstimmung für beide Berechnungsfälle, was den berechneten Druckaufbau betrifft, wobei bemerkenswerterweise die Übereinstimmung für das Druckverhältnis  $\pi_B = 2$  besser ist. Im Bereich der Fangdüse zwischen Mischkammer und Mischrohr weichen die Berechnungsergebnisse teils erheblich von den gemessenen Werten ab. Dies liegt an der starken Umlenkung der Strömung in diesem Bereich, die von dem verwendeten Rechenetz nicht zur Gänze aufgelöst werden kann.

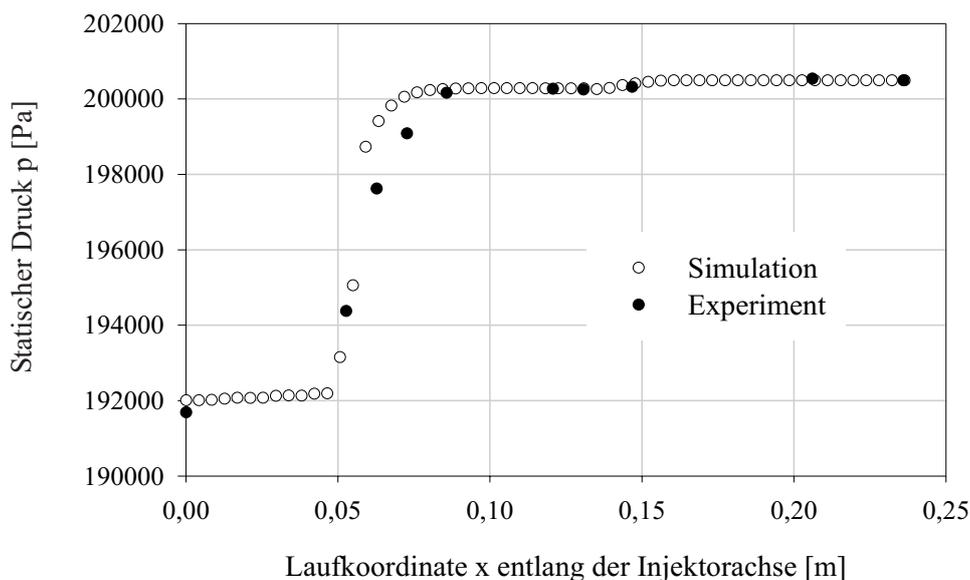


Abbildung 7.10: Wanddruckverlauf im Injektor für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $\pi_B = 2$ ;  $v_T \approx 340$  m/s

Zum Abschluss der Präsentation der Berechnungsergebnisse der einphasigen Injektorströmung wird auf die Variation der Stellung der Treibdüse im Injektor, die durch deren Abstand zum Mischrohr  $L_T$  beschrieben wird, eingegangen (Förderversuche 9-11).

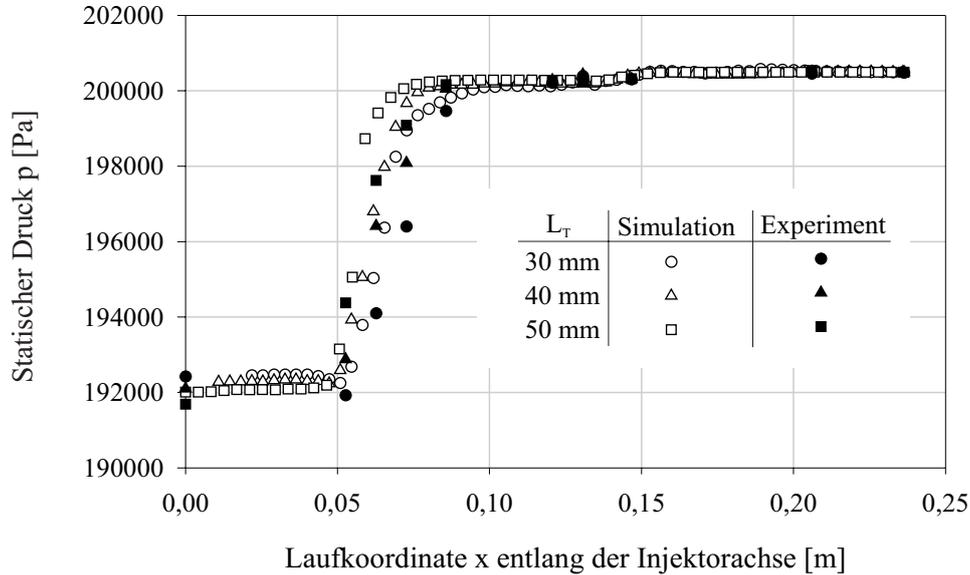


Abbildung 7.11: Wanddruckverlauf im Injektor für  $D_M=20$  mm,  $\zeta=0,4$ ; mit Variation des Treibdüsenabstandes  $L_T$

In Abbildung 7.11 wird der berechnete Verlauf des statischen Drucks den Werten aus den Experimenten gegenübergestellt. Auch hier zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung, wobei der Druckaufbau in der Simulationsrechnung generell etwas zu gering berechnet wird. Dies ist noch eindeutiger im Diagramm in Abbildung 7.12 ersichtlich.

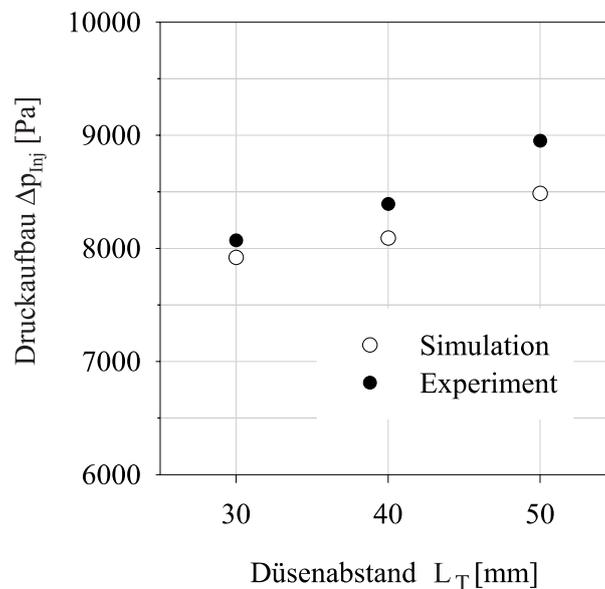


Abbildung 7.12: Druckaufbau abhängig vom Treibdüsenabstand  $L_T$  für  $D_M=20$  mm,  $\zeta=0,4$

Generell kann bemerkt werden, dass für alle untersuchten Fälle dieses Abschnitts die Ergebnisse der Simulationsrechnung gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen zeigen.

### 7.1.2.2 Ergebnisse der Zweiphasenberechnung, Injektorkennlinien

Im Zuge der Durchführung der Simulationsrechnungen wird ausgehend von der reinen Luftströmung der Massenstrom der Partikel schrittweise erhöht. Diese schrittweise Erhöhung der Beladung darf nicht zu sprunghaft erfolgen, da die damit verbundenen Änderungen der Quell-/Senkenterme zu Instabilitäten bei der Berechnung führen könnten. Die Berechnung für höhere Feststoffbeladungen muss daher in einer größeren Anzahl von Zwischenschritten erfolgen und ist mit beträchtlichem Rechenaufwand verbunden. Die Ergebnisse der Zwischenschritte dienen zur Ermittlung der Injektorkennlinien.

In der Folge werden die Ergebnisse der Simulationen den gemessenen Injektorkennlinien, die den statischen Druckaufbau über der Feststoffbeladung darstellen, präsentiert.

#### Unterkritischer Treibstrahl

Abbildung 7.13 zeigt die Gegenüberstellung der Injektorkennlinie aus den Förderversuchen und jenen aus den Simulationsrechnungen für den Niederdruckinjektor mit einer Treibstrahlgeschwindigkeit von  $v_T \approx 140 \text{ m/s}$  (Förderversuch 1). Der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den Experimenten zeigt für diese Betriebsweise mit einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$  sehr gute Übereinstimmung. Bei diesen Simulationen wird die Strömung als schwach kompressible Strömung behandelt [2]. Bei allen weiteren Simulationsrechnungen erfolgte die Strömungsberechnung voll kompressibel.

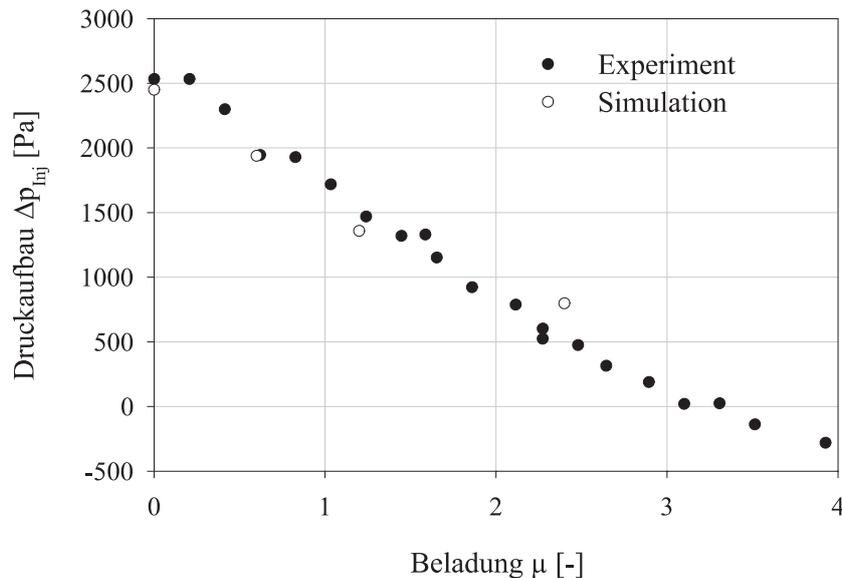


Abbildung 7.13: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=20$  mm;  $\zeta=0,4$ ;  $v_T \approx 140$  m/s, Niederdruckinjektor, Berechnungsfall 1

Abbildung 7.14 zeigt den Vergleich der Kennlinien für den Injektor in Niederdruckfahrweise mit einem Sekundärluftverhältnis  $\zeta = 0$  und einem Mischrohrdurchmesser  $D_M = 16$  mm (Förderversuch 2). Die Kennlinie der Förderversuche zeigt einen starken Druckabfall bereits bei einer Beladung von  $\mu > 1$ , wobei der Injektor bei den Versuchen verstopfte. Die simulierte Kennlinie lässt diesen Druckabfall nicht bemerken, was in der Verwendung des Lagrangeschen Partikelmodells begründet liegt. Die Darstellung von Verstopfungen ist mit diesem Modell nicht möglich, da die Teilchenbahnen sequentiell berechnet werden und darüber hinaus die Teilchen als Punkte, ausgestattet mit einem rechnerischen Durchmesser, betrachtet werden.

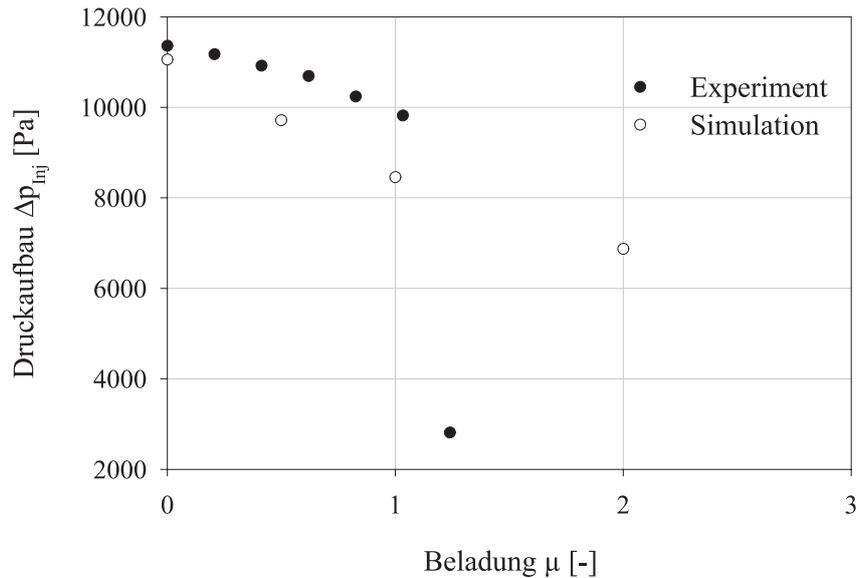


Abbildung 7.14: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=16$  mm;  $\zeta=0$ ; Niederdruckinjektor

Das nächste Diagramm (Abb. 7.15) zeigt den Berechnungsfall des Niederdruckinjektors mit einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta=0,4$  (Förder Versuch 4), also mit der Ansaugung von 40% Sekundärluft durch den Trichter. Der Mischrohrdurchmesser beträgt  $D_M=20$  mm.

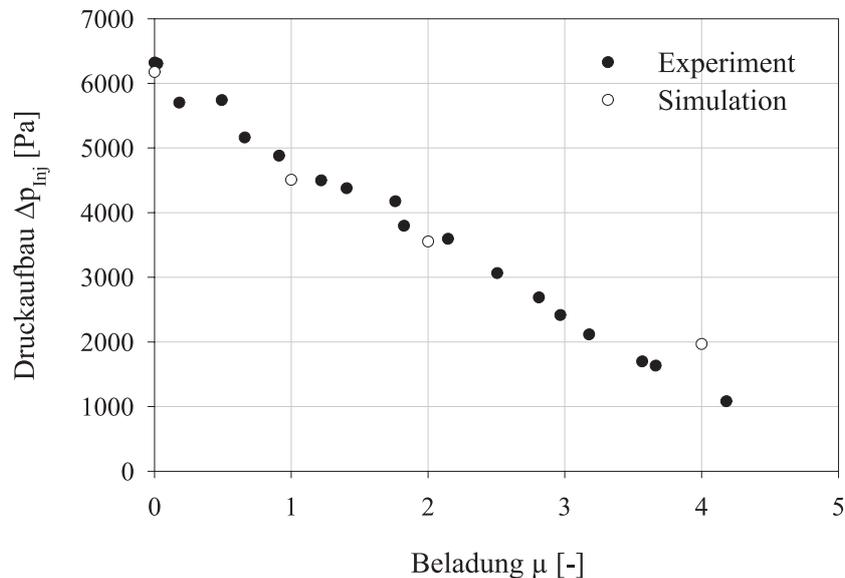


Abbildung 7.15: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=20$  mm;  $\zeta=0,4$ ; Niederdruckinjektor

Im Bereich bis zu einer Partikelbeladung  $\mu \approx 2$  wird der Druckaufbau sehr gut berechnet. Für die Beladung  $\mu = 4$  wird der Druckaufbau zu hoch berechnet. Dies liegt ebenfalls in der Verwendung des Lagrangeschen Teilchenmodells begründet. Durch die Limitierung der Anzahl der verwendeten rechnerischen Teilchen aus Rechnerkapazitätsgründen (so genannte Pakete, vgl. Abschnitt 5.1.5), die ein oder mehrere Teilchen repräsentieren, wird der Impulsaustausch ab einer gewissen Anzahl von Teilchen pro Paket nicht mehr richtig berechnet.

Abbildung 7.16 zeigt die Ergebnisse für einen Mischrohrdurchmesser  $D_M = 25$  mm (Förderversuch 5) bei gleichen sonstigen Parametern wie bei Abbildung 7.15. Auch für diesen Berechnungsfall stimmen die Ergebnisse der Simulationsrechnung sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

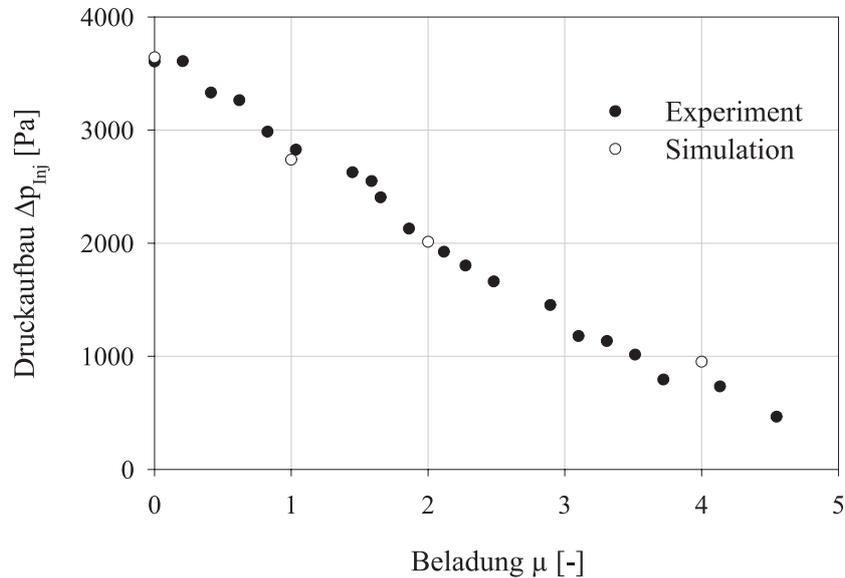


Abbildung 7.16: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M = 25$  mm;  $\zeta = 0,4$ ; Niederdruckinjektor

Der letzte Berechnungsfall für den Niederdruckinjektor weist ein Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,8$  auf (Abb. 7.17, Förderversuch 6).

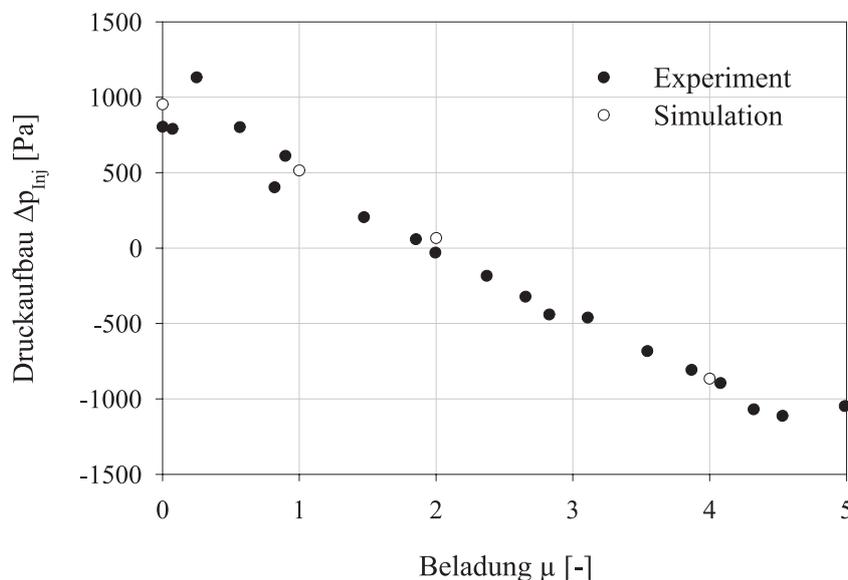


Abbildung 7.17: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M = 20$  mm;  $\zeta = 0,8$ ; Niederdruckinjektor

Die Simulationsergebnisse für diesen Fall weisen sehr gute Übereinstimmung mit der bei den Förderversuchen gemessenen Kennlinie auf. Für die Fälle mit hohem Sekundärluftanteil ( $\zeta = 0,6$  bis  $0,8$ ) weisen die Berechnungsfälle eine sehr gute Übereinstimmung auch für höhere

Beladungen auf. Bei geringerem Anteil an angesaugter Luft weichen die Simulationsergebnisse für höhere Beladungen stärker von den experimentellen Ergebnissen ab. In diesen Fällen wird der Druckaufbau zu hoch berechnet. Die CFD Simulation in dieser Form kann nicht benutzt werden, um ein Verstopfen des Injektors vorherzusagen.

### Treibstrahl mit Nachexpansion

In den Diagrammen 7.18 bis 7.23 werden die Ergebnisse der Zweiphasenberechnungen für den Treibstrahl mit Nachexpansion nach der Treibdüse dargestellt. Bei der einphasigen Strömung war der numerische Aufwand für die Berechnung der Fälle mit hoher Treibstrahlgeschwindigkeit ungleich höher, als bei den niedrigeren Treibstrahlgeschwindigkeiten. Bei der Berechnung der zweiphasigen Strömung war dann kaum ein Unterschied zwischen diesen Fällen festzustellen, was den numerischen Aufwand betrifft.

Abbildung 7.18 stellt die Berechnungs- und Messergebnisse für den Mitteldruckinjektor bei einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,2$  und einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 20$  mm gegenüber (Förderversuch 7). Wie auch beim Niederdruckinjektor ist bei der berechneten Kennlinie für diese Injektorfahrweise kein wesentlicher Druckabfall bei der Beladung, bei der im Förderversuch das Verstopfen des Injektors erfolgte, festzustellen.

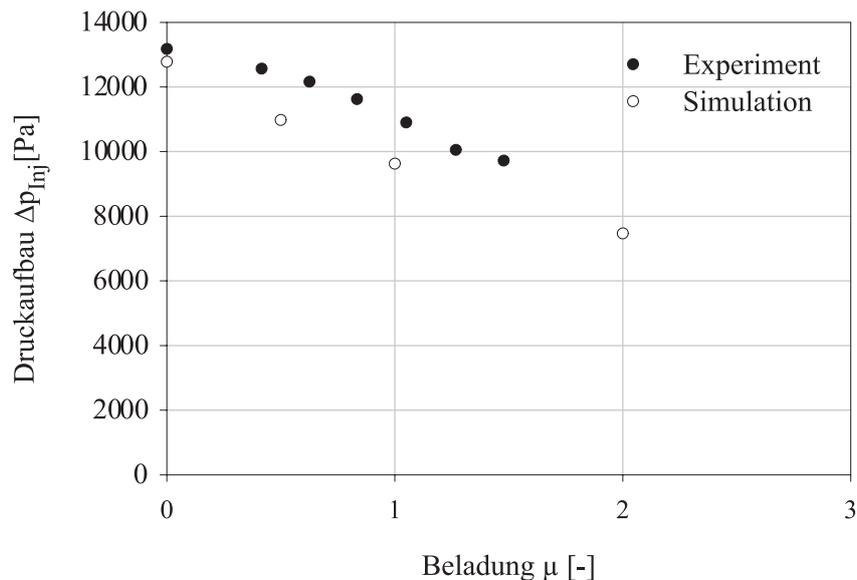


Abbildung 7.18: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M = 20$  mm;  $\zeta = 0,2$ ; Mitteldruckinjektor

Der Druckaufbau wird für alle Beladungen zu nieder berechnet. Dazu ist auch anzumerken, dass für den Treibstrahl mit Nachexpansion ohne Ansaugung von Sekundärluft ( $\zeta = 0$ ) keine Konvergenz bei der Simulationsrechnung der einphasigen Injektorströmung erreicht werden konnte.

Abbildung 7.19 präsentiert die Ergebnisse für den Mitteldruckinjektor bei einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$  und einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 16$  mm (Förderversuch 8). Für diese Kombination mit dem kleinen Mischrohrdurchmesser wird der Druckaufbau zu niedrig berechnet.

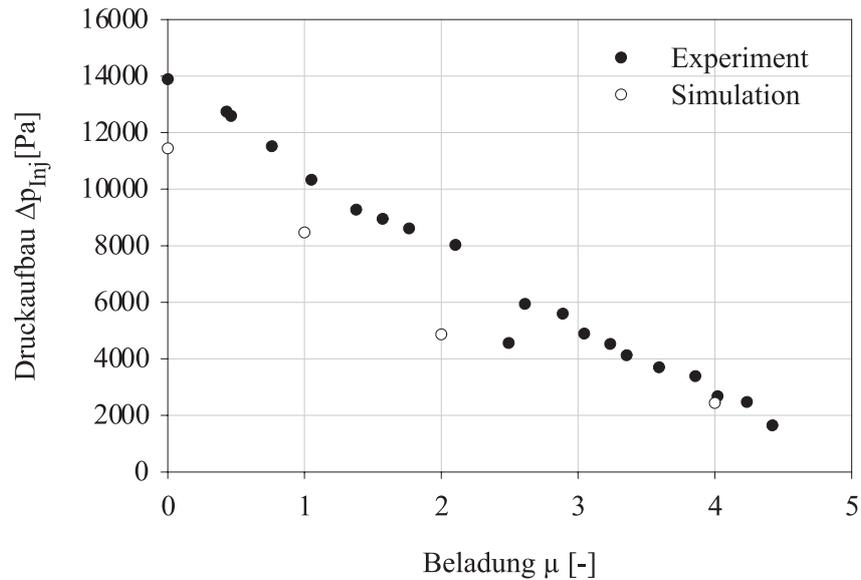


Abbildung 7.19: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=16$  mm;  $\zeta=0,4$ ; Mittel-druckinjektor

In den beiden Abbildungen 7.20 und 7.21 wird der Vergleich des Druckverhältnisses  $\pi_B$  (entspricht dem Quotienten aus dem simulierten Brennkammerdruck durch den Umgebungsdruck) für dieselbe Injektorgeometrie mit einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 20$  mm und dieselbe Injektorfahrweise mit einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$  gezeigt.

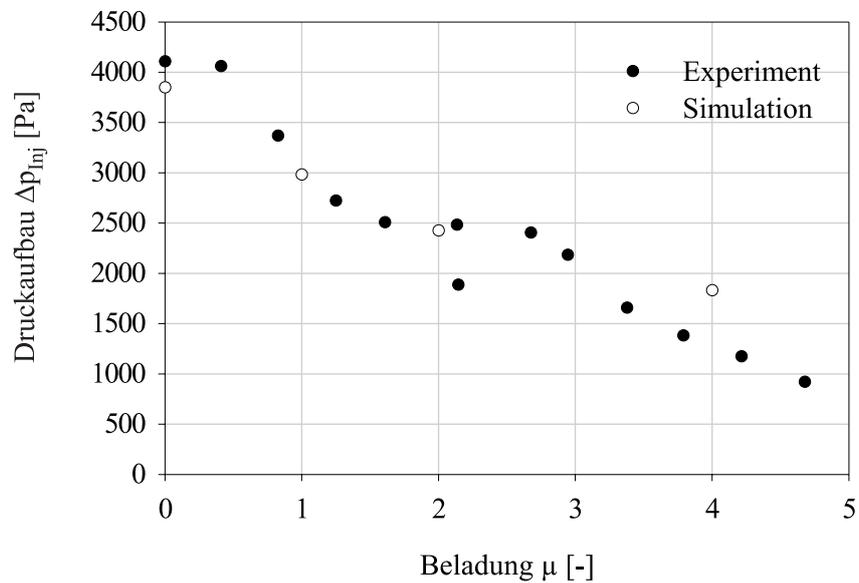


Abbildung 7.20: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=20$  mm;  $\zeta=0,4$ ;  $\pi_B=1$ ; Mitteldruckinjektor

Für ein Druckverhältnis von  $\pi_B = 1$  (Förder Versuch 12) stimmen die Berechnungsergebnisse ebenso gut überein wie für ein Druckverhältnis von  $\pi_B = 2$  (Förder Versuch 9). Die Unterschiede zwischen diesen beiden Versuchen werden aus diesen Diagrammen nicht ersichtlich. Erst bei der Betrachtung der Verteilung der Feststoffkonzentration wird ersichtlich, dass eine Steigerung des Druckniveaus um den Faktor zwei auch eine Erhöhung der Teilchenkonzentration um etwa diesen Faktor bedeutet.

In beiden Fällen wird der Druckaufbau für höhere Beladungen zu hoch ausgewiesen. Die Berechnung für die Förderung auf atmosphärischem Niveau, das heißt mit  $\pi_B=1$ , wird lediglich für diese Konstellation durchgeführt, da für den Betrieb einer Gasturbinenbrennkammer in der Regel höhere Druckverhältnisse  $\pi_B$  erforderlich sind.

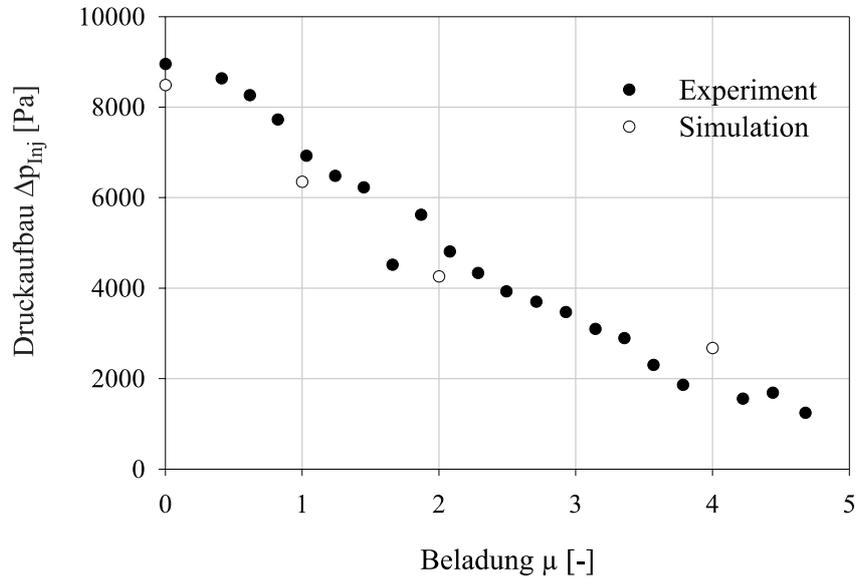


Abbildung 7.21: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=20$  mm;  $\zeta=0,4$ ; Mittel-druckinjektor;  $\pi_B=2$

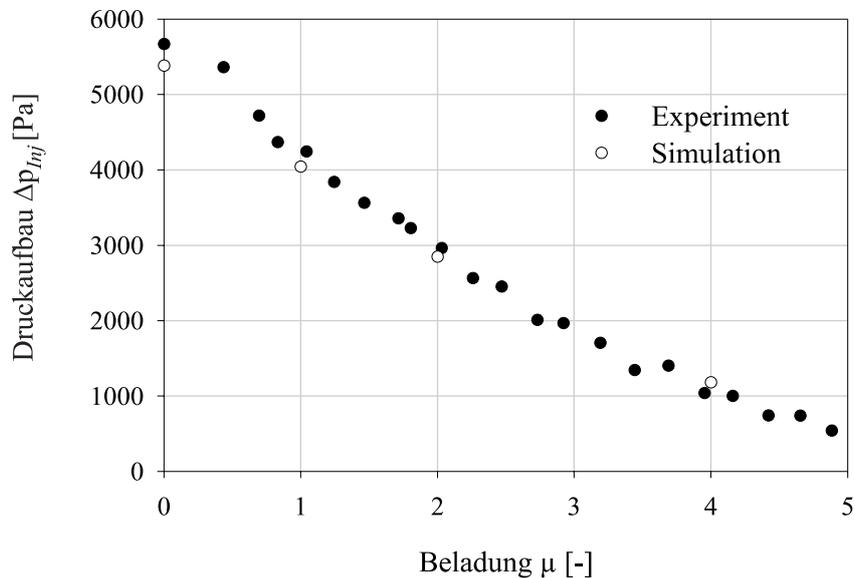


Abbildung 7.22: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=20$  mm;  $\zeta=0,6$ ; Mittel-druckinjektor

Für ein Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,6$  mit dem Mischrohrdurchmesser von  $D_M=20$  mm weisen die Simulationsergebnisse wieder bessere Übereinstimmung auch für höhere Beladungen auf (Förderversuch 13, Abbildung 7.22). Die Simulationen für einen Mischrohrdurchmesser von  $D_M=20$  mm und einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,8$  stellen das zu erwartende Ergebnis dar (Förderversuch 14). Die Übereinstimmung ist für die gesamte Kennlinie gegeben (Abbildung 7.23).

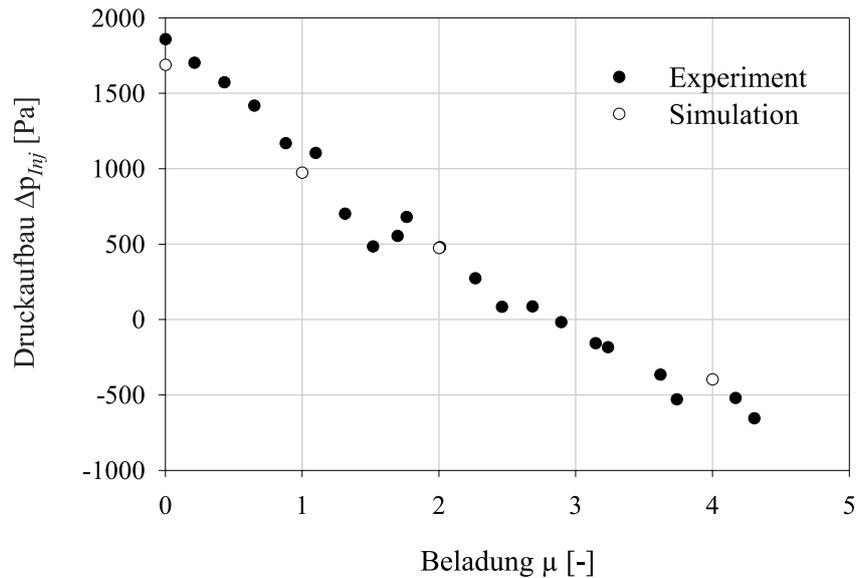


Abbildung 7.23: Druckaufbau abhängig von der Beladung  $\mu$  für  $D_M=20$  mm;  $\zeta=0,8$ ; Mittel-druckinjektor

Abschließend kann festgestellt werden, dass für beinahe alle untersuchten Fälle die Übereinstimmung gut bis sehr gut ist. Lediglich für die Fälle mit der Kombination von hoher Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$ , geringem Sekundärluftanteil  $\zeta$  und kleinem Mischrohrdurchmesser  $D_M$  ist die Reproduzierbarkeit der Versuchsergebnisse mit Hilfe der CFD Simulation nicht vollständig gelungen.

### 7.1.2.3 Visualisierung der Simulationsergebnisse

In den vorhergehenden Abschnitten wurden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit den experimentellen Werten verglichen. Dabei wurde je nach Parameterkonstellation mehr oder weniger gute Übereinstimmung erzielt. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen können neben den gezeigten Diagrammen zusätzlich im Schnitt durch das Strömungsgebiet dargestellt werden. Diese Veranschaulichung der Strömung und der Partikelbahnen kann die bessere Beurteilung der Zweiphasenströmung im Injektor ermöglichen. Dabei können mögliche Ursachen von Verstopfungen durch Feststoffpartikel beziehungsweise von unerwünschten Strömungen im Injektor detektiert werden. Diese Erkenntnisse können bei der Neuauslegung oder beim Scale-up von Injektoren verwendet werden.

### Unterkritischer Treibstrahl

Die Abbildungen 7.24 bis 7.27 beinhalten die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für den Niederdruckinjektor mit einer Treibstrahlgeschwindigkeit von  $v_T \approx 140$  m/s und einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta=0,4$  (Förderversuch 1). Abbildung 7.24 zeigt die Ausbreitung des Treibstrahls in der Mischkammer für die Einphasenströmung. Die Ausbreitung des Treibstrahls erfolgt etwas unsymmetrisch. Grund dafür ist die nach oben offene Mischkammer und der von oben herabströmende Sekundärluftmassenstrom. Diese Art der Darstellung der Luftgeschwindigkeit wird für die folgenden Berechnungsfälle nicht mehr verwendet, da die Darstellung der Luftgeschwindigkeit in Vektorform (Abbildung 7.27) ausreichend ist. Die Partikelkonzentration in der Symmetrieebene durch die Mischrohrachse ist in Abbildung 7.25 für eine Beladung von  $\mu=1$  dargestellt. Die Werte sind beinahe über das gesamte Gebiet unter

2%. Lediglich oberhalb der Mischkammer direkt vor der Fangdüse wird ein Wert von ca. 8% erreicht. Am Boden der Mischkammer wird der Wert von 10% überschritten.

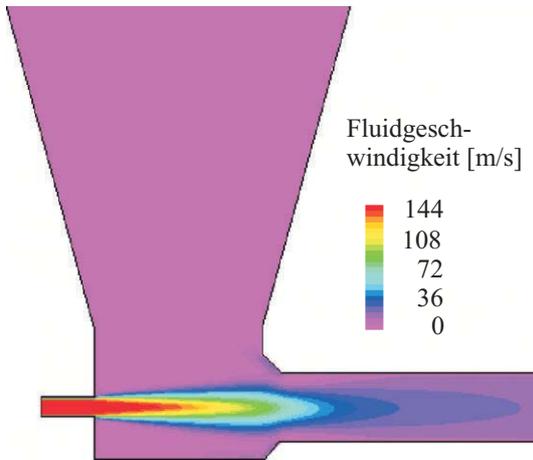


Abbildung 7.24: Fluidgeschwindigkeit für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 0$ ; Niederdruckinjektor

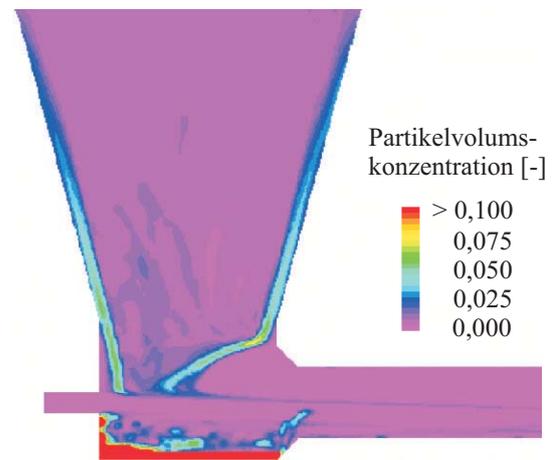


Abbildung 7.25: Partikelvolumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 1$ ; Niederdruckinjektor

Die Darstellung von 50 Partikeltrajektorien (berechnet wurden 10.000), die gleichmäßig über den Eintrittsquerschnitt verteilt sind, veranschaulicht den Grund für die Erhöhung der Konzentration (Abbildung 7.26). Die Bahnen der Teilchen sind im oberen Bereich der Mischkammer und im Bereich des Mischkammerbodens unterhalb der Treibdüse sehr eng nebeneinander, was eine Erhöhung der Konzentration bewirkt. Für die Fluidgeschwindigkeit (Abbildung 7.27) bei dieser Beladung wird augenscheinlich, dass diese im Bereich des Injektorbodens sehr gering, und damit auch die Teilchengeschwindigkeit dementsprechend niedrig ist (Vergleich mit Abbildung 7.26). Im Bereich der Fangdüse kommt es aufgrund der Rückströmung zur Bildung von Wirbeln, die auch die Teilchenbahnen beeinflussen. Die Trajektorien sind bei dieser Darstellung als Projektion auf die Symmetrieebene durch die Treibstrahlachse dargestellt.

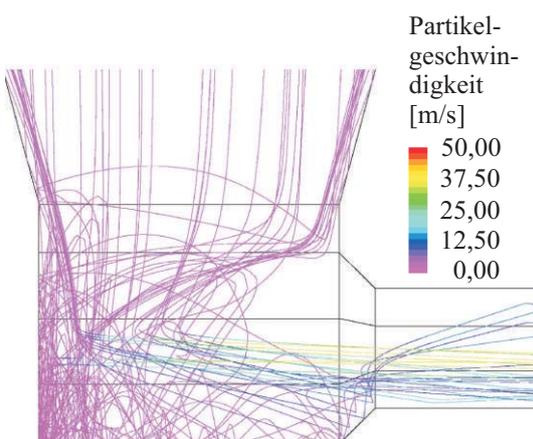


Abbildung 7.26: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 1$ ; Niederdruckinjektor

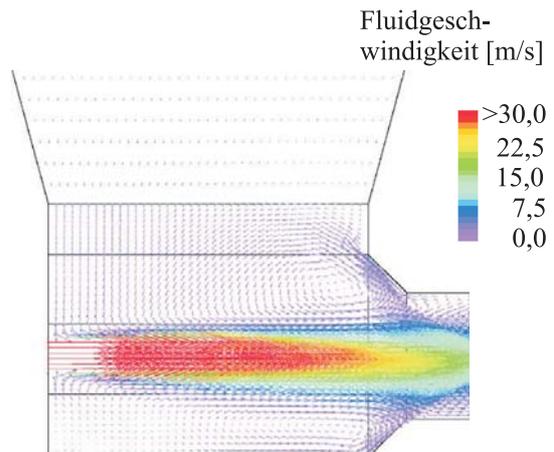


Abbildung 7.27: Fluidgeschwindigkeit für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 1$ ; Niederdruckinjektor

Die nächsten Abbildungen 7.28 bis 7.30 zeigen die Visualisierung der Simulationsergebnisse für den Fall des Niederdruckinjektors ohne Ansaugung von Sekundärluft ( $\zeta = 0$ ; Förderversuch 2). Der Mischrohrdurchmesser für diesen Fall beträgt  $D_M = 16$  mm und die Beladung  $\mu = 1$ . Dies war die höchste Beladung, die für diese Betriebsweise bei den Förderversuchen erreicht wurde.

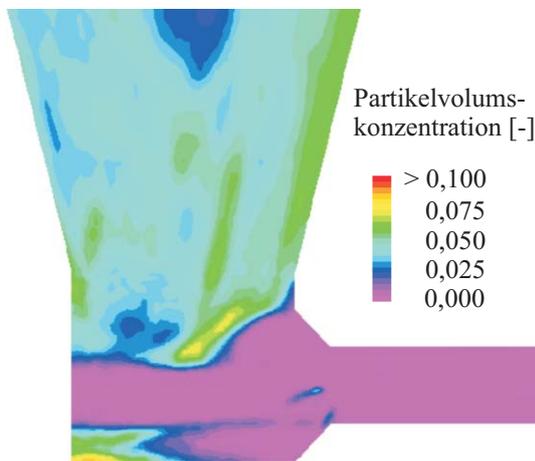


Abbildung 7.28: Partikelvolumskonzentration für  $D_M = 16$  mm,  $\zeta = 0$  und  $\mu = 1$ ; Niederdruckinjektor

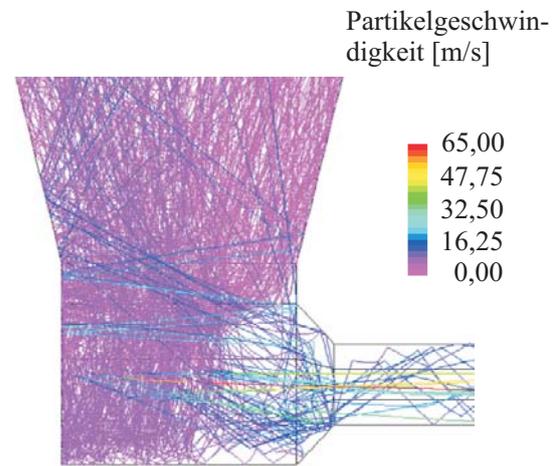


Abbildung 7.29: Partikeltrajektorien für  $D_M = 16$  mm,  $\zeta = 0$  und  $\mu = 1$ ; Niederdruckinjektor

Die Verteilung der Partikelvolumskonzentration ist im Strömungsfeld sehr inhomogen (Abb. 7.28). Die maximale Partikelkonzentration beträgt  $\alpha_P \approx 0,08$  und wird am Boden der Mischkammer im Bereich unterhalb des Treibstrahls erreicht. Dies ist auch aus

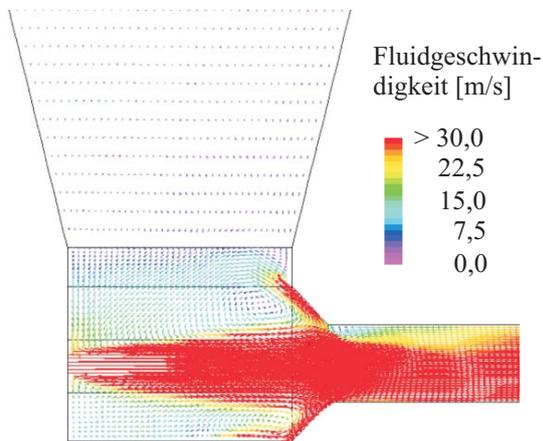


Abbildung 7.30: Luftgeschwindigkeit für  $D_M = 16$  mm,  $\zeta = 0$  und  $\mu = 1$ ; Niederdruckinjektor

der Darstellung der Partikeltrajektorien in Abbildung 7.29 ersichtlich. Diese Abbildung zeigt 100 Trajektorien der 10.000 berechneten Trajektorien. Die wenigen Teilchen, die bis zur Mitte des Treibstrahls vordringen, werden sehr stark beschleunigt und erreichen Geschwindigkeiten von bis zu 65 m/s. Der Großteil der Teilchen, die radial nicht so tief in den Treibstrahl eindringen, wird weit weniger beschleunigt. Betrachtet man zusätzlich die Verteilung der Luftgeschwindigkeit für diesen Berechnungsfall (Abb. 7.30), so zeigt sich eine deutlich erkennbare Rückströmung im Bereich der Fangdüse, die einen starken Wirbel im unteren Bereich des Einlauftrichters bewirkt. In diesem Bereich wird die Möglichkeit für von oben mit relativ kleiner Geschwindigkeit herab fallende Teilchen

zum Treibstrahl vorzudringen stark eingeschränkt. Das Verstopfen des Injektors bei den Förderversuchen bereits bei relativ geringer Feststoffbeladung wird erklärbar, da die Teilchen in diesem Bereich wieder nach oben beschleunigt werden. Die Simulationsrechnung konnte auch mit einer Beladung von  $\mu = 2$  durchgeführt werden, obwohl bei dieser Beladung der Injektor bei den Förderversuchen schon längst verstopft war (vgl. mit Abb. 7.14 auf Seite 90).

Für einen Niederdruckinjektor mit einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 20$  mm und einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$  werden die Ergebnisse dargestellt (Förderversuch 4). Mit dieser Geometrie und diesen Betriebseinstellungen werden in der Folge in Abschnitt 7.2 die Auswirkungen von kleinen Änderungen an der Geometrie untersucht.

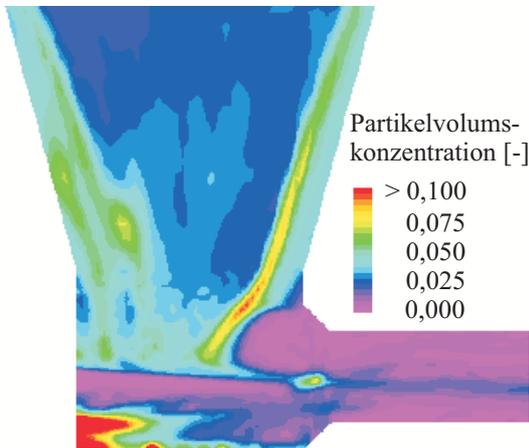


Abbildung 7.31: Partikelvolumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Niederdruckinjektor

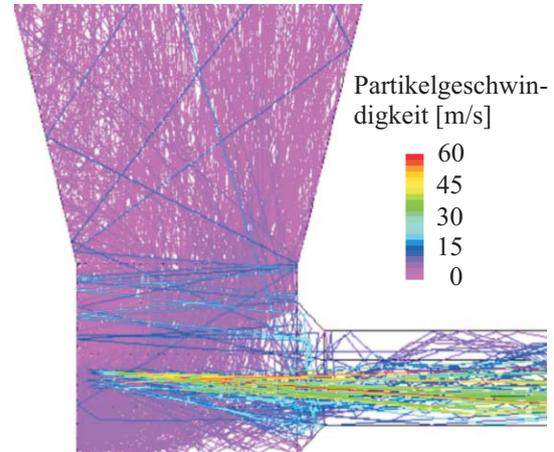


Abbildung 7.32: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Niederdruckinjektor

Die Verteilung der Volumskonzentration der festen Phase zeigt erhöhte Werte im Bereich des Einlauftrichters und im Boden der Mischkammer unterhalb der Treibdüse und übersteigt dort den Wert von  $\alpha_P = 0,1$ . Im Mischrohr ist die Verteilung der Volumskonzentration (Abb. 7.31) weniger inhomogen und erreicht weit geringere Werte als im Einlauftrichter.

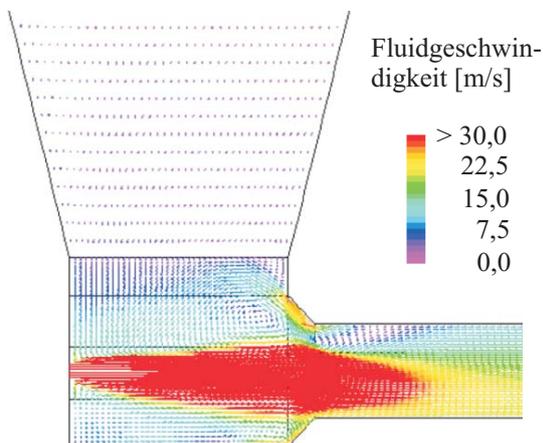


Abbildung 7.33: Luftgeschwindigkeit für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Niederdruckinjektor

Die Projektion von 200 gleichmäßig über den Trichtereinlass verteilten Partikeltrajektorien (Abb. 7.32) zeigt, dass die Teilchen die Bereiche Mischkammer und Einlauftrichter mehrfach durchlaufen. Doch im Vergleich mit den Abbildungen bei geringerem Sekundärluftverhältnis ist das Ausmaß geringer. Der Austrag der Partikel erfolgt über dem gesamten Querschnitt des Mischrohres. Die Teilchen werden weniger stark beschleunigt und erreichen eine maximale Geschwindigkeit von rund 60 m/s. Betrachtet man die Verteilung der Luftgeschwindigkeit, so wird darin im Vergleich mit den zuvor gezeigten Bildern mit geringem Sekundärluftverhältnis (Abbildung 7.30) eine Abschwächung des Strömungswirbels an der Oberseite der Fangdüse erkennbar.

### Treibstrahl mit Nachexpansion

Die Präsentation der Simulationsergebnisse des nächsten Falles zeigt den Mitteldruckinjektor mit einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 20$  mm, einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,2$  und einer Beladung von  $\mu = 1$  (Förderversuch 7).

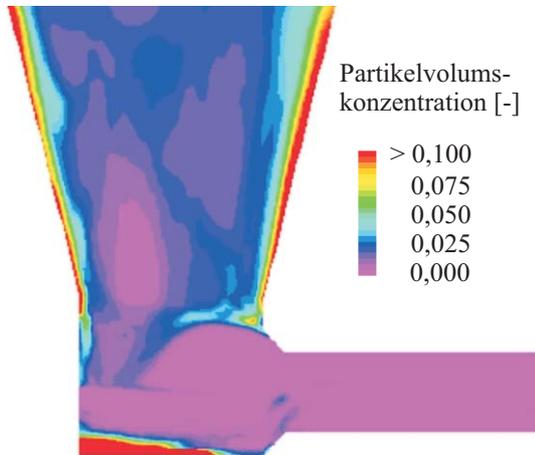


Abbildung 7.34: Partikelvolumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,2$  und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

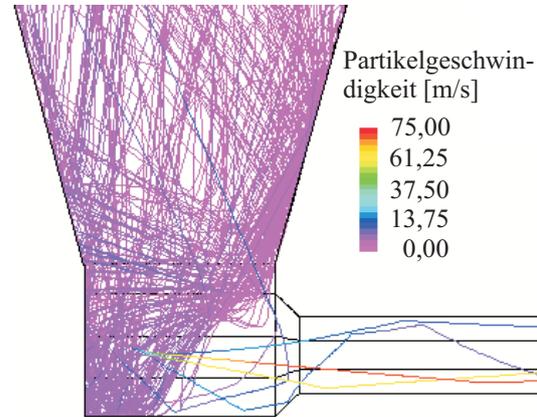


Abbildung 7.35: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,2$  und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

Die Verteilung der Partikelvolumskonzentration (Abb. 7.34) sieht für diesen Fall etwas anders aus als für das vorangehende Beispiel. Am Boden der Mischkammer ist die Partikelkonzentration  $\alpha_P > 0,1$ . Im Bereich des Trichters oberhalb der Mischkammer ist die Partikelkonzentration an den Wänden relativ hoch, in der Mitte liegt  $\alpha_P$  zwischen 0,02 und 0,04. Das Mischrohr und der Diffusor weisen wieder geringere Partikelkonzentrationen als der Trichter und die Mischkammer aus. Die Projektion der Partikeltrajektorien (Abb. 7.35) zeigt eine besonders starke Anhäufung von Teilchenbahnen im Bereich der Rückwand der Mischkammer. Die durch den Treibstrahl beschleunigten Partikel erreichen Geschwindigkeiten bis zu 75 m/s, die Auswertung der berechneten Teilchengeschwindigkeiten zeigt jedoch, dass der Großteil davon eine Geschwindigkeit zwischen 20 und 40 m/s aufweist. Die Ursache dieses Verhaltens der Partikel im Bereich Mischkammer/Einlauftrichter wird aus der Darstellung der Gasgeschwindigkeit deutlich (Abb. 7.36). Im Bereich der Fangdüse kommt es zu einer starken Rückströmung, die an der Oberseite stark ausgeprägt ist und zu einem markanten Wirbel in den Bereich des Trichters führt. Für die Partikel, die von oben in den Trichter herabfallen, wird das direkte Vordringen zum Treibstrahl stark behindert. Dies ist im Einklang mit den Förderversuchen, bei denen diese Injektorbetriebsweise bereits bei geringen Beladungen verstopfte.

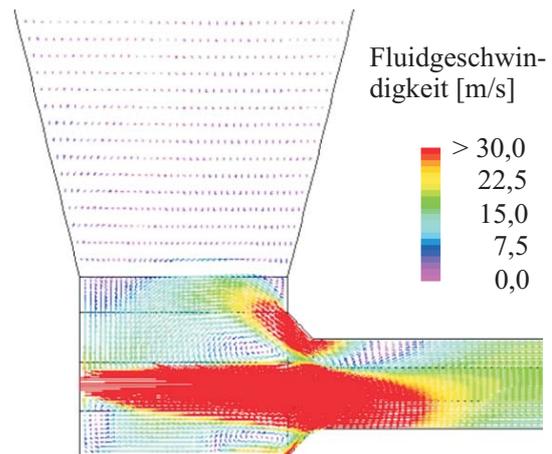


Abbildung 7.36: Luftgeschwindigkeit für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,2$  und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

Der folgende Berechnungsfall zeigt die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für den Mitteldruckinjektor mit einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 16$  mm und einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$ . Diese Kombination von Geometrie und Betriebsweise zeichnet sich durch die Erreichung eines hohen Druckaufbaus bei recht beachtlicher Feststoffbeladung aus (Förderversuch 8; vgl. Abb. 7.19 auf Seite 93).

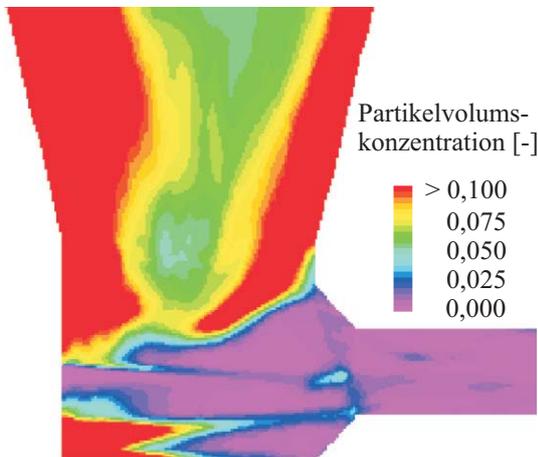


Abbildung 7.37: Partikelvolumskonzentration für  $D_M = 16$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Mitteldruckinjektor

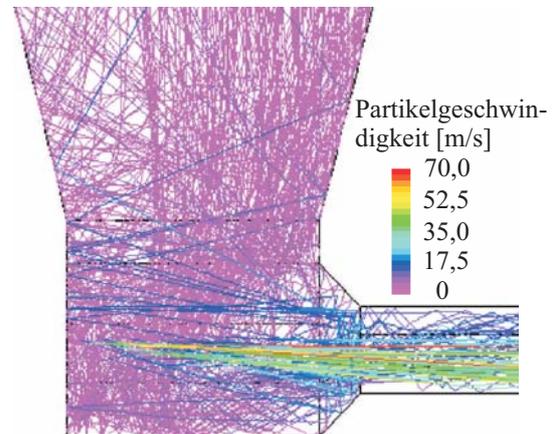


Abbildung 7.38: Partikeltrajektorien für  $D_M = 16$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Mitteldruckinjektor

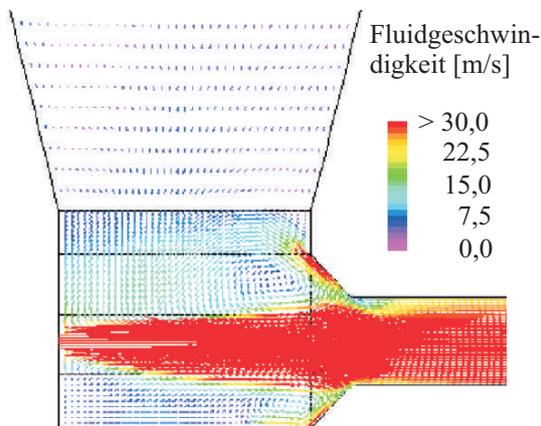


Abbildung 7.39: Luftgeschwindigkeit für  $D_M = 16$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Mitteldruckinjektor

unteren Bereich des Einlauftrichters. Dadurch wird das Verhalten der Teilchen im Einlauftrichter erklärt.

Die Darstellung der Verteilung der Partikelvolumskonzentration weist im Bereich des Einlauftrichters große Bereiche auf, in denen die Volumskonzentration von  $\alpha_P = 0,1$  überschritten wird (Abbildung 7.37). Dieser Sachverhalt wird durch die Darstellung der Partikeltrajektorien verdeutlicht (Abbildung 7.38). Darin ist zu sehen, dass die Bahnen einiger Teilchen den Einlauftrichter mehrmals durchlaufen, ehe sie den Injektor durch das Mischrohr verlassen. Einige der Teilchen werden auf eine Geschwindigkeit von maximal 70 m/s beschleunigt.

Die Darstellung der Fluidgeschwindigkeit in Abbildung 7.39 zeigt die Bildung eines Wirbels beginnend an der Fangdüse bis in den

Im direkten Vergleich zu den Abbildungen 7.37 bis 7.39 können die Ergebnisse der Simulationsrechnungen für den Mitteldruckinjektor mit einem vergrößerten Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 20$  mm und bei gleichem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$  betrachtet werden. Die Beladung beträgt ebenfalls  $\mu = 2$  (Förderversuch 9).

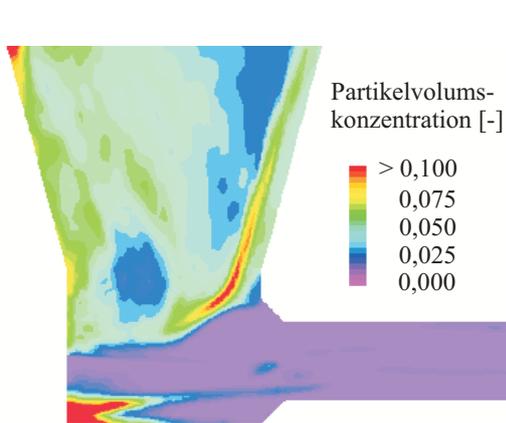


Abbildung 7.40: Partikelvolumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Mitteldruckinjektor

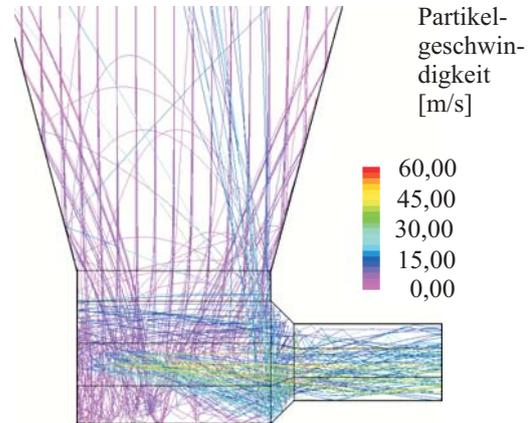


Abbildung 7.41: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Mitteldruckinjektor

Die Verteilung der Partikelvolumskonzentration in Abbildung 7.40 zeigt eine deutliche Verringerung zu den Werten für den Mischrohrdurchmesser  $D_M = 16$  mm besonders im Bereich des Einlauftrichters und der Mischkammer (vgl. Abb. 7.37). Bei der Darstellung der Partikeltrajektorien in Abbildung 7.41 wird deutlich, daß die Teilchen im Vergleich zu Abbildung 7.38 auf Seite 100 auf geringere Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Die Teilchen werden im Bereich der Fangdüse und des Trichters oberhalb der Mischkammer bei dem größeren Mischrohrdurchmesser nicht so stark abgelenkt. Betrachtet man die Darstellung der Luftgeschwindigkeit (Abb. 7.42), zeigt sich, daß der Wirbel oberhalb der Fangdüse im Einlauftrichter weniger stark ausgeprägt ist als bei dem kleineren Mischrohrdurchmesser (vgl. Abb. 7.39 auf Seite 100).

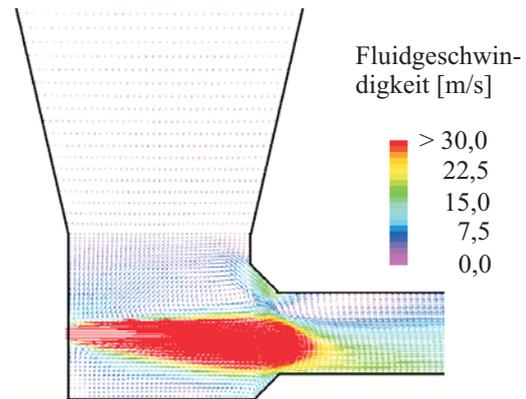


Abbildung 7.42: Luftgeschwindigkeit für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$  und  $\mu = 2$ ; Mitteldruckinjektor

In den Abbildungen 7.43 bis 7.48 wird die Simulation der Förderversuche mit Variation des Düsenabstandes präsentiert. Die Abbildungen 7.43, 7.45 und 7.47 zeigen die Verteilung der Partikelkonzentration für den Mitteldruckinjektor bei einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,4$ , Düsenabstand  $L_T = 50$  mm (Förderversuch 9),  $L_T = 40$  mm (Förderversuch 10) und  $L_T = 30$  mm (Förderversuch 11) und einer Beladung von  $\mu = 1$ . Die Bilder sind einander recht ähnlich, lediglich im oberen Bereich der Mischkammer zeigt sich für  $L_T = 30$  mm eine höhere Partikelkonzentration. Die Gegenüberstellung der Trajektorien der drei Fälle (Abbildungen 7.44, 7.46 und 7.48) zeigt eine größere Anzahl von Mehrfachdurchläufen der Teilchen im unteren Teil des Einlauftrichters und in der Mischkammer für den Fall  $L_T = 30$  mm. Auch die maximale Teilchengeschwindigkeit ist für diesen Fall etwas größer.

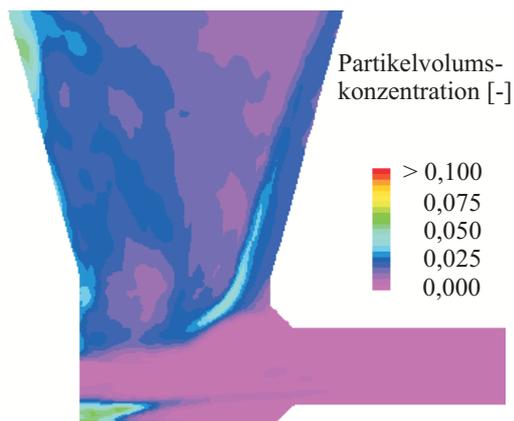


Abbildung 7.43: Volumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $L_T = 50$  mm und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

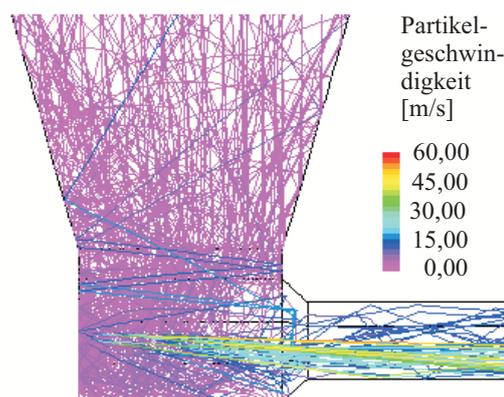


Abbildung 7.44: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $L_T = 50$  mm und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

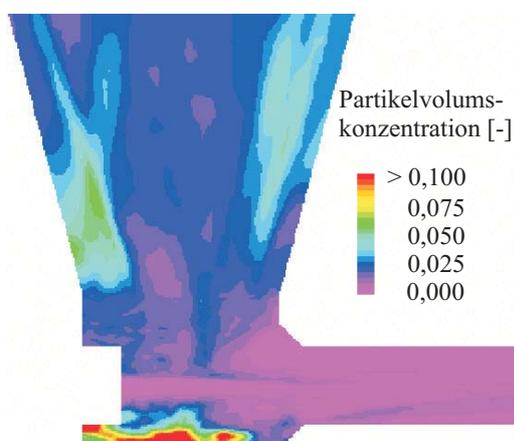


Abbildung 7.45: Volumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $L_T = 40$  mm und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

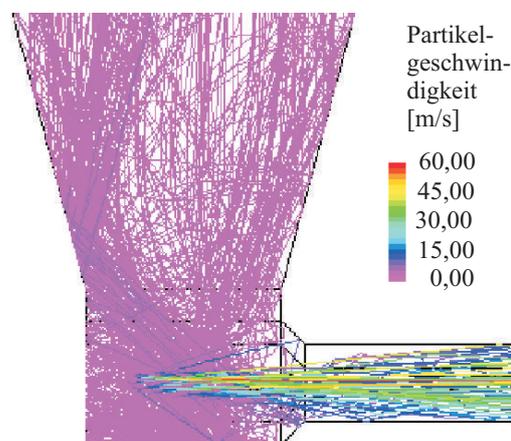


Abbildung 7.46: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $L_T = 40$  mm und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

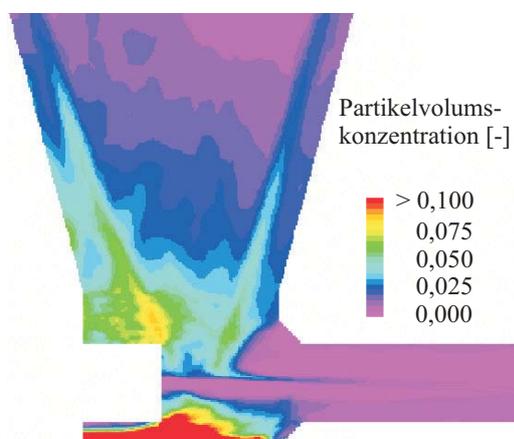


Abbildung 7.47: Volumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $L_T = 30$  mm und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

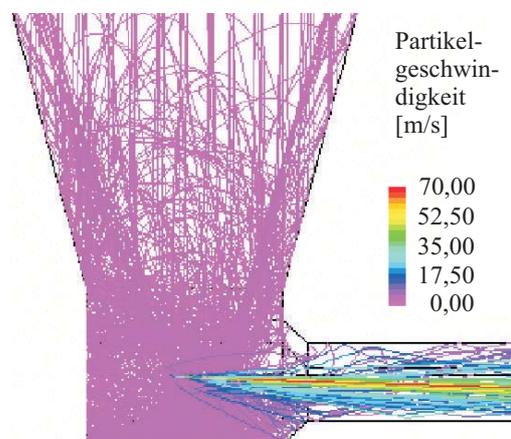


Abbildung 7.48: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,4$ ;  $L_T = 30$  mm und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

Im Rahmen der von JOPPICH und TMEJ durchgeführten Förderversuche wurde auch der Druck am Ende der Förderstrecke variiert. Anhand der auf Seite 101 vorgestellten Geometrie werden in den Abbildungen 7.49 bis 7.52 die Volumskonzentrationen für simulierte Gegendrücke von  $p_{Bk} = 1\text{bar}$  beziehungsweise  $p_{Bk} = 2\text{bar}$  und für verschiedene Beladungen von  $\mu = 1$  und  $\mu = 4$  dargestellt (Versuche 12 und 9).

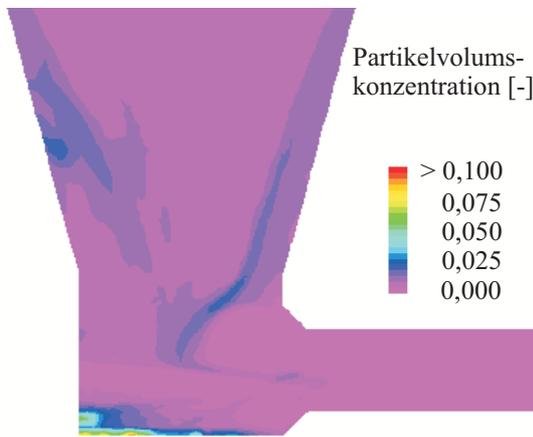


Abbildung 7.49: Volumskonzentration für  $D_M = 20\text{mm}$ ,  $\zeta = 0,4$ ,  $p_{Bk} = 1\text{ bar}$  und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

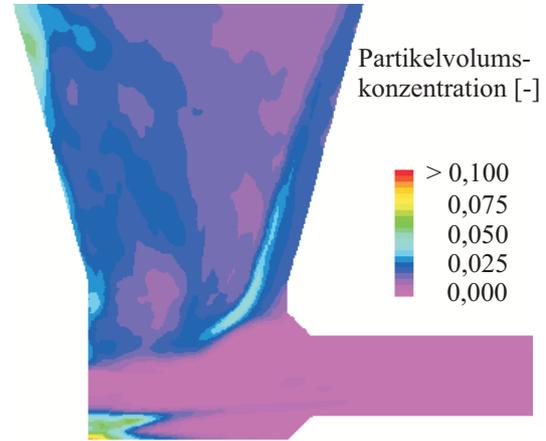


Abbildung 7.50: Volumskonzentration für  $D_M = 20\text{ mm}$ ,  $\zeta = 0,4$ ,  $p_{Bk} = 2\text{ bar}$  und  $\mu = 1$ ; Mitteldruckinjektor

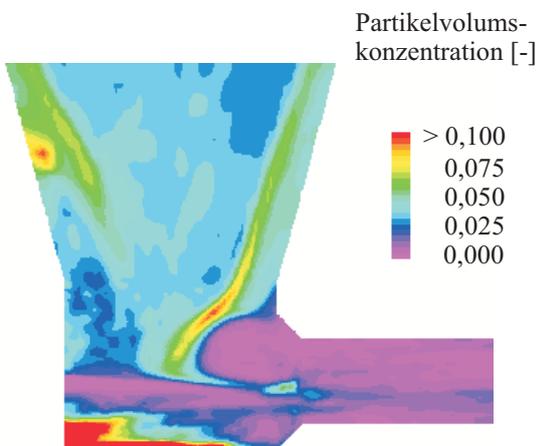


Abbildung 7.51: Volumskonzentration für  $D_M = 20\text{mm}$ ,  $\zeta = 0,4$ ,  $p_{Bk} = 1\text{ bar}$  und  $\mu = 4$ ; Mitteldruckinjektor

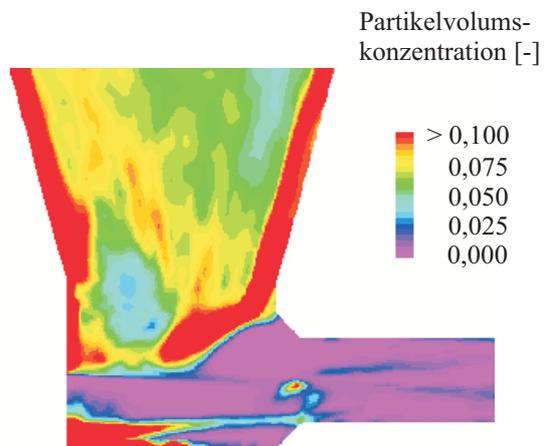


Abbildung 7.52: Volumskonzentration für  $D_M = 20\text{ mm}$ ,  $\zeta = 0,4$ ,  $p_{Bk} = 2\text{ bar}$  und  $\mu = 4$ ; Mitteldruckinjektor

Die Abbildungen links, 7.49 und 7.51 zeigen die Verteilung der Partikelvolumskonzentration für einen Mitteldruckinjektor mit einem Mischrohrdurchmesser von  $D_M = 20\text{ mm}$  der mit einem Sekundärluftverhältnis  $\zeta = 0,4$  und einem simulierten Gegendruck  $p_{Bk} = 1\text{ bar}$  (das entspricht einem Druckverhältnis  $\pi_{Bk} = 1$ ) betrieben wird. Die Bilder unterscheiden sich lediglich in der Feststoffbeladung  $\mu = 1$  beziehungsweise  $\mu = 4$ . Die Abbildungen rechts, 7.50 und 7.52 unterscheiden sich von den links stehenden lediglich bezüglich des simulierten Gegendrucks von  $p_{Bk} = 2\text{ bar}$  (das entspricht  $\pi_{Bk} = 2$ ). In dieser Gegenüberstellung wird deutlich, dass eine Erhöhung des Druckverhältnisses  $\pi_{Bk}$  zu einer starken Steigerung der Partikelvolumskonzentration führt. Dies ist auf die Kombination eines kompressiblen Trägermediums, dessen Dichte sich entsprechend dem Druck ändert, und fester Teilchen zurück zu

führen. Diese Teilchen sind inkompressibel und führen daher zu einer Erhöhung des Partikelvolumens bei steigendem Druckverhältnis  $\pi_{Bk}$  und gleich bleibender Beladung  $\mu$ . Durch die Erhöhung des Druckverhältnisses  $\pi_{Bk}$  wird das Verhältnis Partikeldichte zu Fluidichte verändert.

Zum Abschluss werden noch die Ergebnisse der Zweiphasenberechnungen für den Mitteldruckinjektor mit einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,8$  präsentiert (Versuch 14).

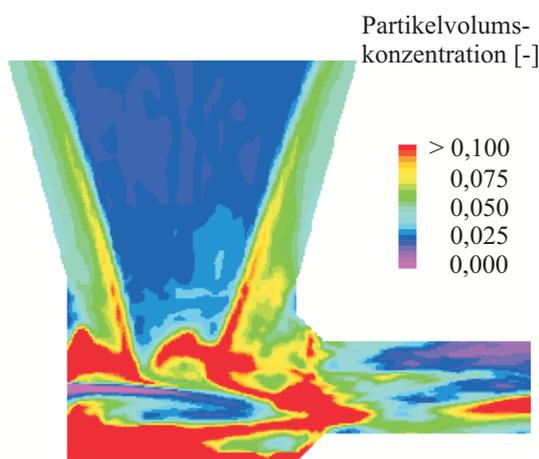


Abbildung 7.53: Volumskonzentration für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,8$  und  $\mu = 4$ ; Mitteldruckinjektor

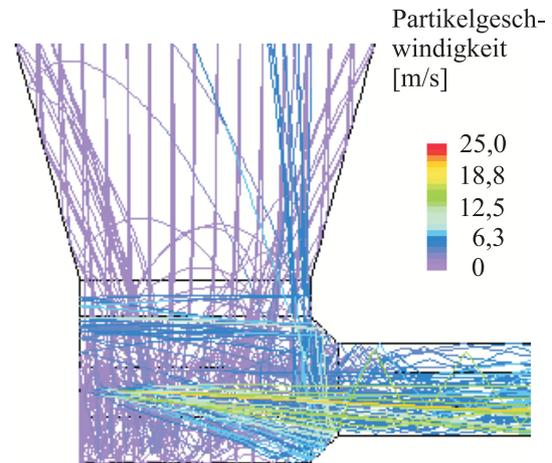


Abbildung 7.54: Partikeltrajektorien für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,8$  und  $\mu = 4$ ; Mitteldruckinjektor

Für dieses hohe Sekundärluftverhältnis von  $\zeta = 0,8$  werden die Unterschiede zu den zuvor gezeigten Abbildungen 7.28 bis 7.48 deutlich ersichtlich. In Abbildung 7.53 wird die Verteilung der Partikelvolumenkonzentration für eine Feststoffbeladung von  $\mu = 4$  gezeigt. Die Werte im Bereich des Trichters oberhalb der Mischkammer sind weit geringer und erreichen einen Wert bis  $\alpha_P \approx 0,7$  (vgl. Abb. 7.52). Der Wert von 10% wird in der Mischkammer großteils überschritten. Die Abbildung 7.54 zeigt die Projektion der Partikeltrajektorien. Die Verwirbelung im Bereich der Mischkammer ist deutlich geringer im Vergleich zu den zuvor präsentierten Fällen. Die Bahnen verlaufen mehr oder weniger kontinuierlich vom Trichter in die Mischkammer und von dort in das Mischrohr. Die Geschwindigkeit der einzelnen Partikel ist deutlich geringer als für die Fälle mit geringeren Sekundärluftanteilen  $\zeta$  und erreicht Maximalwerte von rund 25 m/s. Die Darstellung der Luftgeschwindigkeit zeigt ebenfalls den Einfluss des hohen Sekundärluftanteils (Abb. 7.55). Die Luftgeschwindigkeit im Einlauftrichter ist aufgrund des hohen Luftmassenstroms höher als bei geringem Sekundärluftmassenstrom. Dadurch werden die Teilchen besser in die Mischkammer und damit in den Einflussbereich des Treibstrahls getragen. Mit dieser Injektorbetriebsweise wurden im Zuge der Förderversuche die höchsten Feststoffbeladungen erzielt.

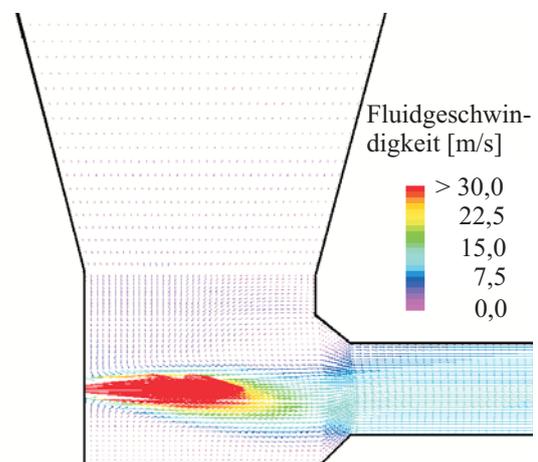


Abbildung 7.55: Luftgeschwindigkeit für  $D_M = 20$  mm,  $\zeta = 0,8$  und  $\mu = 4$ ; Niederdruckinjektor

## 7.2 Einfluss von kleinen Geometrieänderungen

Nach der Durchführung der Simulationen von experimentell abgesicherten Injektorbetriebsdaten, die aus der Literatur [27] beziehungsweise aus Versuchen am ITE von JOPPICH und TMEJ herangezogen wurden, werden in der Folge die Auswirkungen von kleinen Änderungen der Geometrie mit Hilfe von CFD untersucht (siehe Abschnitt 6.1.2). Diese Berechnungen können nicht durch bereits ausgeführte Experimente belegt werden. Durch die bei der Simulation der Versuchsergebnisse gewonnenen Erkenntnisse kann die CFD Simulation jedoch die Trends dieser Änderungen brauchbar wiedergeben. Durch die Möglichkeit der bildlichen Darstellung der Strömung im Inneren des Injektors können die Auswirkungen dieser kleinen Änderungen auf die Luftströmung und die Bewegungen der Teilchen beurteilt werden.

### 7.2.1 Ergebnisse der Einphasenströmung

Die Ergebnisse der Simulation der Einphasenströmung von veränderten Injektorgeometrien dienen als Ausgangspunkt für die Zweiphasensimulation. Sie lassen sich wie die zuvor gezeigten Fälle in der Form eines Diagramms darstellen, um die Auswirkungen dieser Geometrievariationen auf den Druckaufbau zu zeigen.

Dieser Druckaufbau ist jedoch kein unbedingter Hinweis auf die Brauchbarkeit der Injektorgeometrie zur Förderung von Holzpartikeln, wie schon aus der Auswertung der Förderversuche hervorgeht. Abbildung 7.56 stellt den simulierten Druckaufbau der unterschiedlichen Geometrievariationen dem Druckaufbau der ursprünglichen Injektorgeometrie gegenüber.

Bereits für die Einphasenströmung ergeben sich durch kleine Änderungen an Details der Injektorgeometrie Unterschiede im berechneten Druckaufbau. Im Vergleich zum Simulationsergebnis des Versuchs 4 zeichnet sich lediglich die Variante D durch einen leicht gesteigerten Druckaufbau aus. Alle übrigen Varianten erzielen einen im Vergleich zur Originalkonfiguration geringeren Druckaufbau bei der Einphasenströmung.

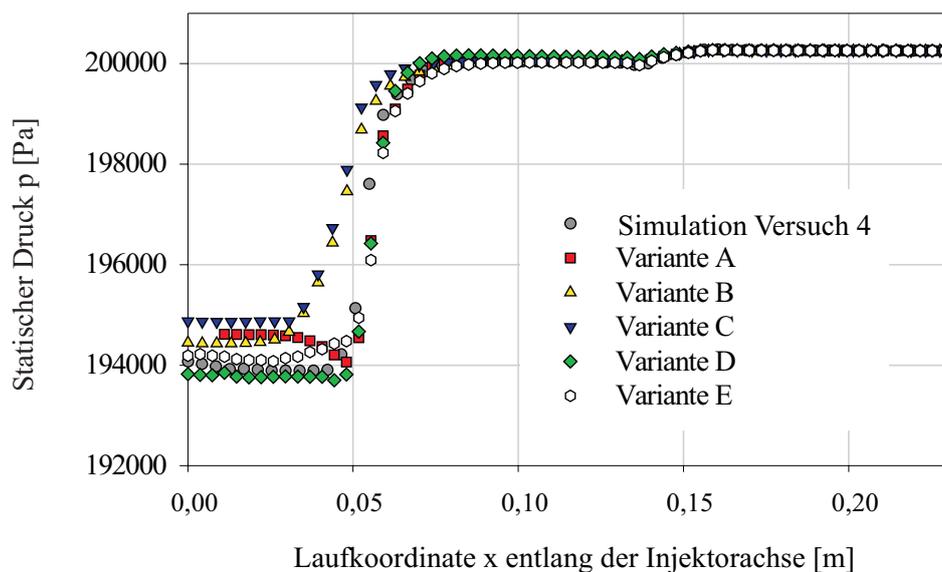


Abbildung 7.56: Druckaufbau für die Einphasenströmung der Geometrievariationen

### 7.2.2 Vergleich der Kennlinien

Für das Verhalten des Injektors bei den unterschiedlichen Beladungen können die Ergebnisse der Zweiphasenberechnungen zur Beurteilung herangezogen werden.

Ein wesentlicher Indikator zur Auffindung einer günstigen Zweiphasenströmung ist der Prozentsatz von aus dem Simulationsgebiet austretenden Partikeltrajektorien im Vergleich zu den in das Simulationsgebiet eintretenden Partikeltrajektorien. Ein hoher Prozentsatz zeigt die Ausbildung einer für die Förderung von Teilchen mit geringer Sinkgeschwindigkeit günstigen Zweiphasenströmung an, die ein Verstopfen des Injektors vermeiden hilft.

Durch die Berechnungsmethode kann es zu einer Differenz der Anzahl zwischen in das Strömungsgebiet eintretenden und austretenden Teilchen kommen. Die Bahn eines jeden Teilchens wird für eine vorgebbare Zeitdauer berechnet. Wird diese Zeitdauer überschritten, so wird die Teilchenbahn nicht mehr weiterverfolgt (siehe dazu den Abschnitt 6.3.3 auf Seite 67). Eine Differenz beziehungsweise ein Verlust von Partikeltrajektorien im Strömungsgebiet weist auf Zonen mit starken Rezirkulationen oder mit sehr geringen Strömungsgeschwindigkeiten hin, in denen es zu Anhäufungen von Partikeln kommen kann. Abbildung 7.57 zeigt den Prozentsatz an austretenden Trajektorien zu eintretenden Trajektorien für die Originalkonfiguration und für alle durchgeführten Geometrievariationen bei verschiedenen nominellen Beladungen  $\mu$ .

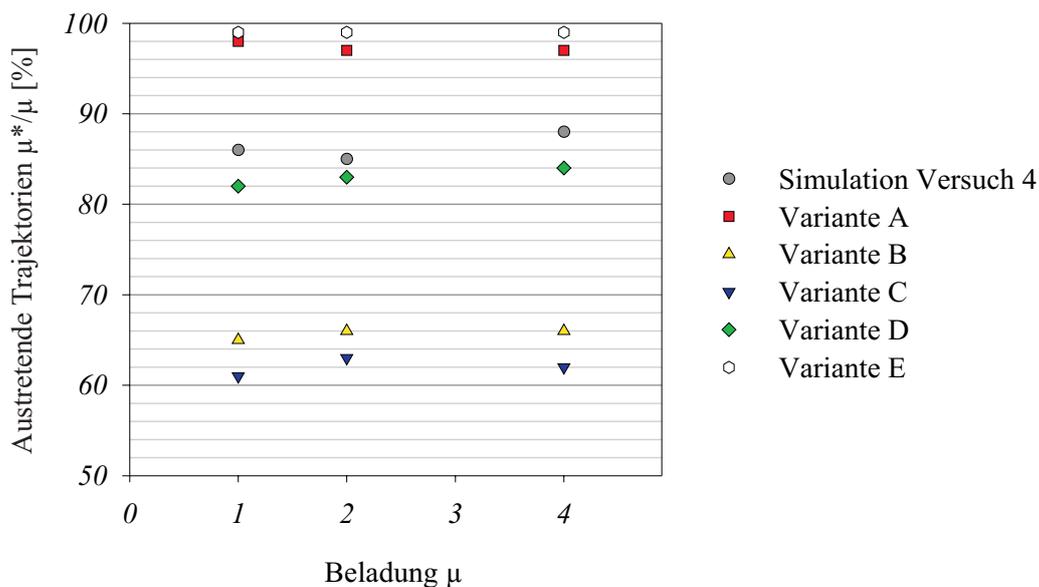


Abbildung 7.57: Anteil der aus dem Strömungsgebiet austretenden Trajektorien

Beim Vergleich des Prozentsatzes von aus dem Rechengebiet austretenden zu den in das Rechengebiet eintretenden Trajektorien werden beträchtliche Unterschiede für die untersuchten Geometrievariationen ersichtlich. Für die Varianten A und E ist dieser Prozentsatz nahe 100%.

Der Vergleich der Kennlinien (Abbildung 7.58), wobei der Druckaufbau  $\Delta p_{Inj}$  über der bezogenen Beladung  $\mu^*/\mu$  aufgetragen ist, zeigt gute Ergebnisse für die Varianten A und E, da beide die höchsten Austrittsbeladungen erreichen. Auch Variante D zeigt ein Ergebnis, das im Bereich der Ausgangskonfiguration liegt. Bei den Ergebnissen der Varianten B und C wird einerseits ein höherer Druckaufbau als bei den anderen Varianten erreicht, aber andererseits eine relativ geringe Austrittsbeladung erzielt. Dies kann als Hinweis für die Neigung

zur Verstopfung des Injektors bereits bei relativ geringer Beladung gedeutet werden.

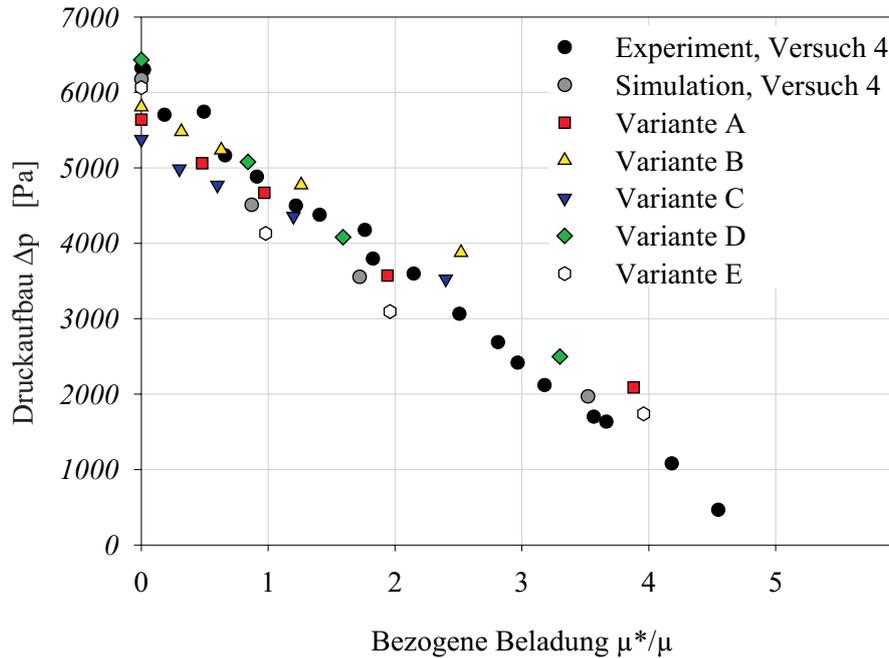


Abbildung 7.58: Druckaufbau abhängig von der bezogenen Beladung  $\mu^*/\mu$  für die untersuchten Varianten

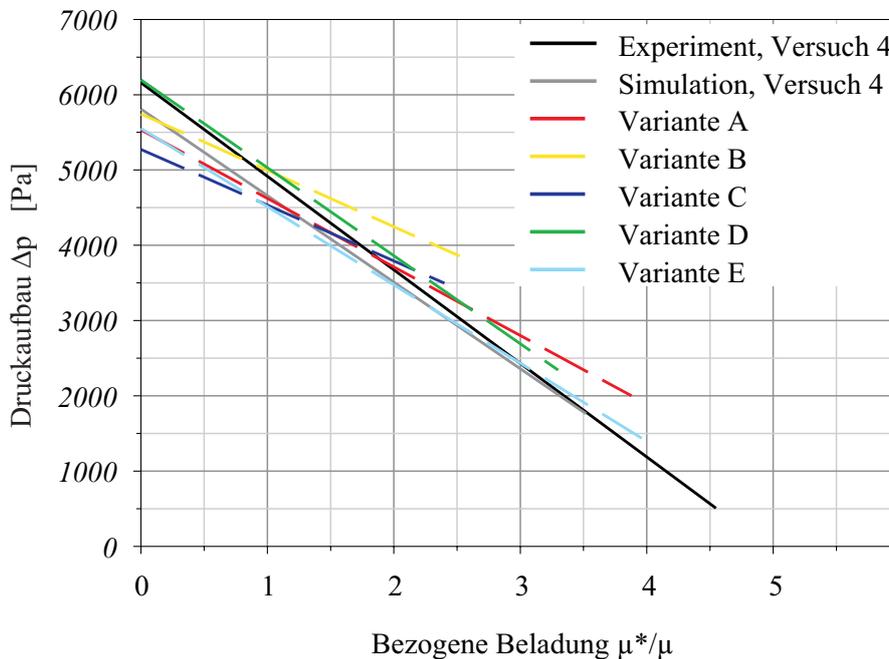


Abbildung 7.59: Druckaufbau abhängig von der bezogenen Beladung  $\mu^*/\mu$  für die untersuchten Varianten, linearisierte Ergebnisse

Werden die Ergebnisse in Abbildung 7.58 linearisiert (siehe Abbildung 7.59), wird deutlich, dass der Druckaufbau bei einer Beladung von  $\mu = 0$  für die Varianten A und E geringer ist als für die Ausgangsgeometrie. Für höhere Beladungen erreichen die Varianten A und E jedoch

den höchsten Druckaufbau. Die Varianten B, C und D erreichen bei geringeren Beladungen zwar einen höheren Druckaufbau, es werden jedoch weit geringere bezogene Beladungen erreicht.

### 7.2.3 Visualisierung

Die Ergebnisse der CFD-Berechnungen der betrachteten Varianten können wie zuvor bei der Nachrechnung von Versuchsergebnissen dargestellt werden. Dadurch können die Auswirkungen der Geometrieänderungen auf die Bewegungen der Partikel und der Luftströmung beurteilt werden. Alle Berechnungsergebnisse werden für eine Beladung von  $\mu=4$  gezeigt.

#### Versuch 4

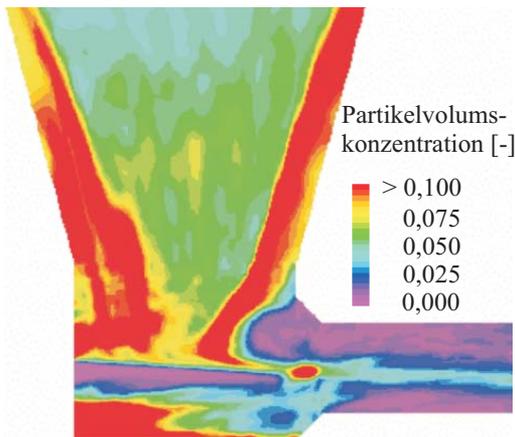


Abbildung 7.60: Partikelvolumskonzentration für Versuch 4

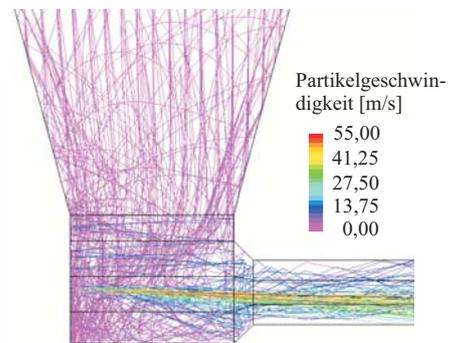


Abbildung 7.61: Partikeltrajektorien für Versuch 4

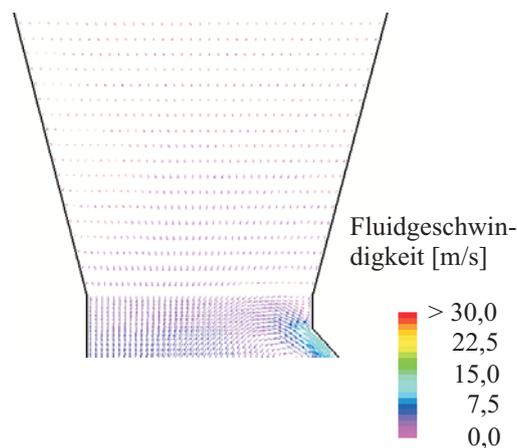


Abbildung 7.62: Fluidgeschwindigkeit für Versuch 4

Im Gegensatz zu den Abbildungen auf Seite 98 werden hier die Ergebnisse für den Berechnungsfall 4 für eine Beladung von  $\mu = 4$  dargestellt. Damit sollen die Auswirkungen der Geometrieänderungen besser vergleichbar sein. Bei der Darstellung der Partikeltrajektorien in Abbildung 7.61 wird die Projektion von 100 Teilchenbahnen gezeigt.

## Variante A

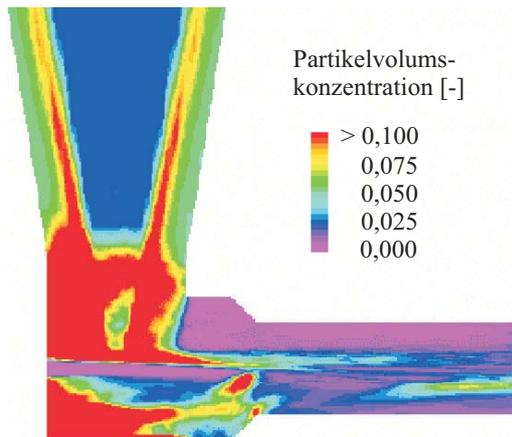


Abbildung 7.63: Partikelvolumskonzentration für Variante A

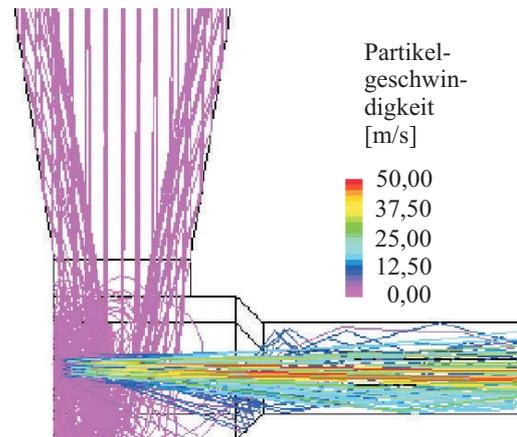


Abbildung 7.64: Partikeltrajektorien für Variante A

Die Verteilung der Partikelvolumskonzentration kann für jede Variante mit der Abbildung 7.52 auf Seite 103 verglichen werden. Die ersten drei Abbildungen zeigen die Ergebnisse für Variante A. Die Verteilung der Partikelkonzentration (Abbildung 7.63) zeigt eine erhöhte Konzentration in der Mischkammer. Die Partikeltrajektorien zeigen lediglich geringe Verwirbelungen bei sonst direktem Verlauf vom Trichtereinlauf bis zum Ende des Injektors (Abbildung 7.64).

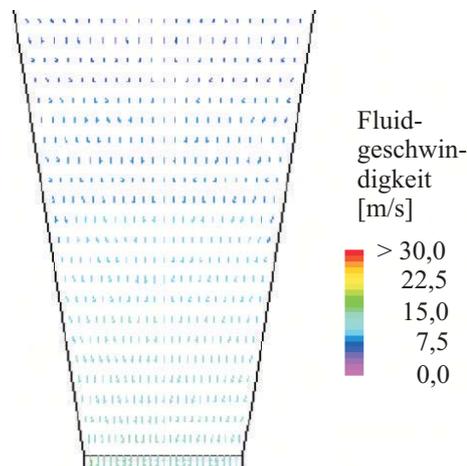


Abbildung 7.65: Fluidgeschwindigkeit für Variante A

Dies wird zusätzlich durch die Darstellung der Fluidgeschwindigkeit im Trichter in Abbildung 7.65 verdeutlicht. Diese Strömung der Partikel vom Trichter in die Mischkammer und weiter in das Mischrohr wird durch die Verringerung des Trichterquerschnitts vom Trichtereintritt bis zur Mischkammer um 40% erreicht. Dadurch wird die Strömungsgeschwindigkeit in diesem Bereich deutlich erhöht. Die Teilchen werden im Trichter stärker beschleunigt und tiefer in die Mischkammer hineingetragen. Das Verhalten der verwendeten Holzstaubpartikel ist im wesentlichen durch ihre niedrige Sinkgeschwindigkeit und geringe Trägheit geprägt. Dadurch folgen diese Teilchen jeder Richtungsänderung der Strömung.

### Variante B

Die Änderung der Geometrie bei Variante B besteht aus der Verringerung des Mischkammerdurchmessers auf den Durchmesser des Mischrohrs.

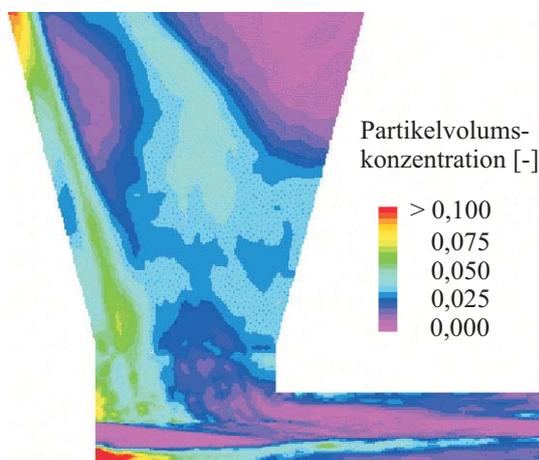


Abbildung 7.66: Partikelvolumskonzentration für Variante B

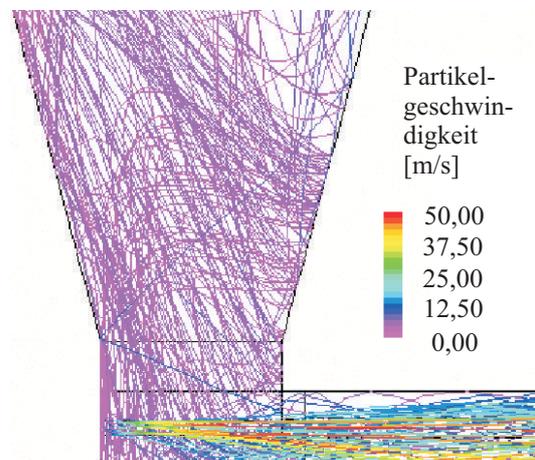


Abbildung 7.67: Partikeltrajektorien für Variante B

Dadurch soll die Beeinflussung der Strömung durch den Entfall der Fangdüse untersucht werden. Wie die Ergebnisse zeigen, wird die Strömung im Vergleich zur Ausgangsgeometrie nicht verbessert (siehe Seite 108). Die Verteilung der Partikelkonzentration (Abbildung 7.66) zeigt deutliche Erhöhungen der Konzentration im Einlauftrichter oberhalb der Mischkammer. Diese Anordnung führt zu einer Erhöhung der Verwirbelung der Teilchen in diesem Bereich (Abbildung 7.67) bedingt durch einen großen Wirbel, der den gesamten Einlauftrichter umfasst (siehe Abbildung 7.68).

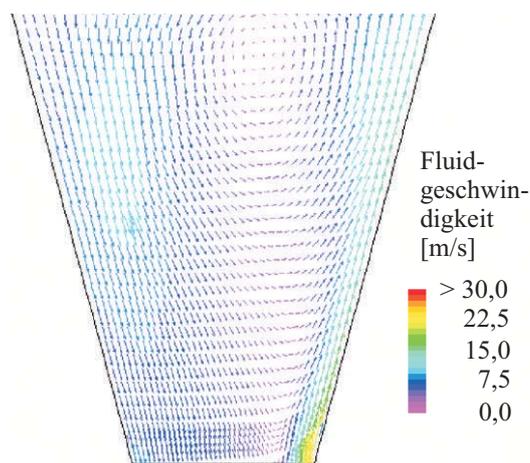


Abbildung 7.68: Fluidgeschwindigkeit für Variante B

### Variante C

Die Ergebnisse der Berechnungen für Variante C sind in den Abbildungen 7.69 bis 7.71 dargestellt

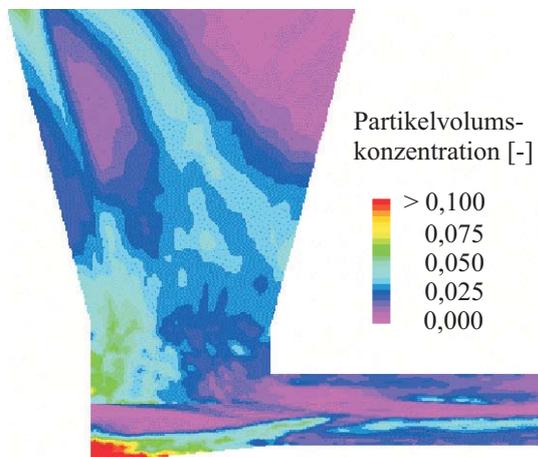


Abbildung 7.69: Partikelvolumskonzentration für Variante C

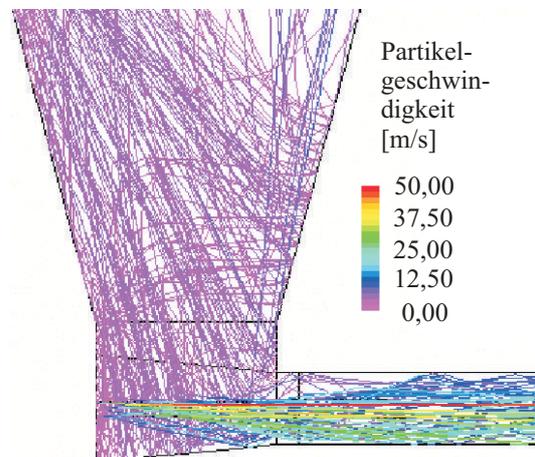


Abbildung 7.70: Partikeltrajektorien für Variante C

Die Änderung bei Variante C führt ebenfalls zum Entfall der Fangdüse zwischen Mischkammer und Mischrohr. Die Auswirkungen sind ähnlich den bei Variante B beschriebenen Effekten. Die Verteilung der Partikelkonzentration (Abbildung 7.69) zeigt keine auffälligen Erhöhungen der Konzentrationswerte im Bereich des Einlauftrichters. Anhand der Darstellung der Teilchenbahnen (Abbildung 7.70) und der Fluidgeschwindigkeit (Abbildung 7.71) wird deutlich, dass die Teilchenbahnen bedingt durch den Wirbel im Trichter diesen und die Mischkammer mehrfach durchlaufen.

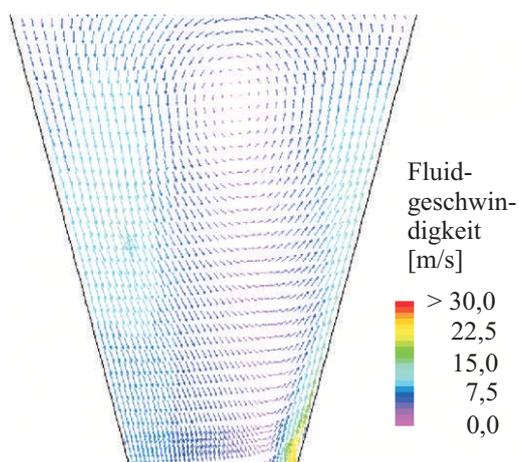


Abbildung 7.71: Fluidgeschwindigkeit für Variante C

### Variante D

Die Veränderungen bei den Varianten D und E betreffen die strömungsgünstigere Gestaltung des Übergangs von der Mischkammer in das Mischrohr. Bei Variante D erfolgt der Übergang auf den Durchmesser des Mischrohrs als einfache Abrundung. Durch diese Maßnahme wird eine Erhöhung der Partikelkonzentration gegenüber den Varianten B und C verursacht (Abbildung 7.72). An der konvexen Abrundung wird ein beträchtlicher Teil der Trajektorien zurück in die Mischkammer befördert (Abbildungen 7.73 und 7.74).

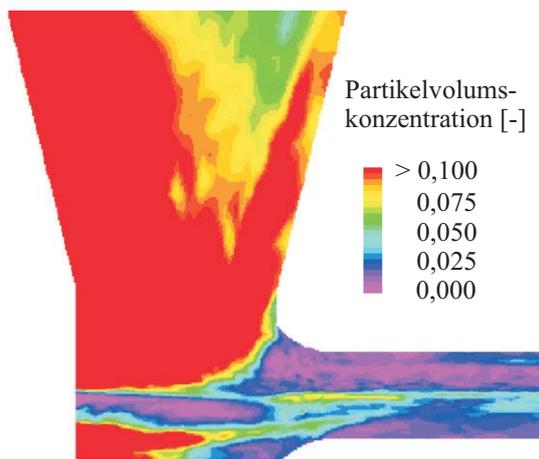


Abbildung 7.72: Partikelvolumskonzentration für Variante D

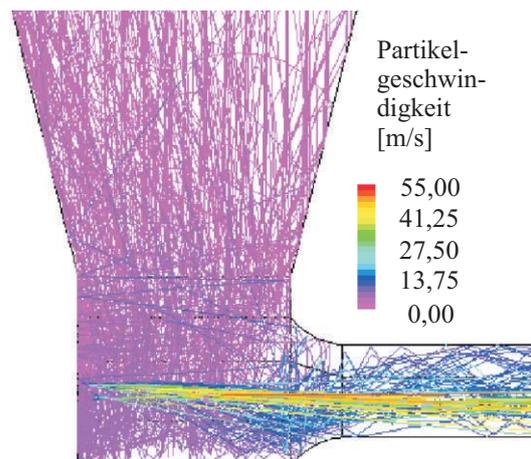


Abbildung 7.73: Partikeltrajektorien für Variante D

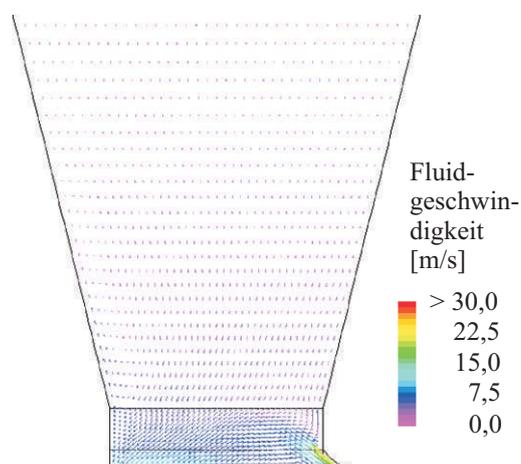


Abbildung 7.74: Fluidgeschwindigkeit für Variante D

### Variante E

Die Abrundung bei Variante E wird konvex und konkav ausgeführt. Dadurch werden die zuvor bei Variante D gezeigten Effekte vermieden. Die Verteilung der Partikelkonzentration (Abbildung 7.75) zeigt weit geringere Werte im Trichter als zuvor bei Variante D (vgl. Abbildung 7.72).

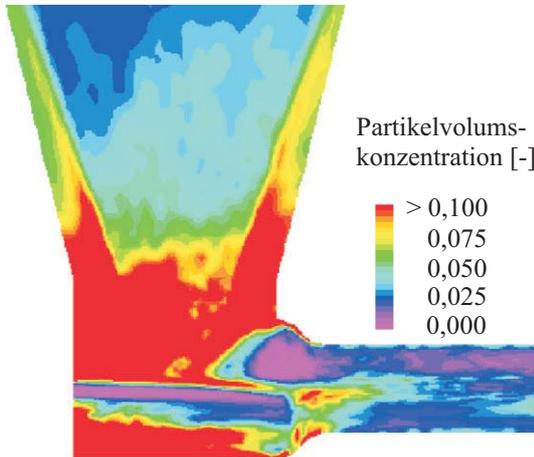


Abbildung 7.75: Partikelvolumskonzentration für Variante E

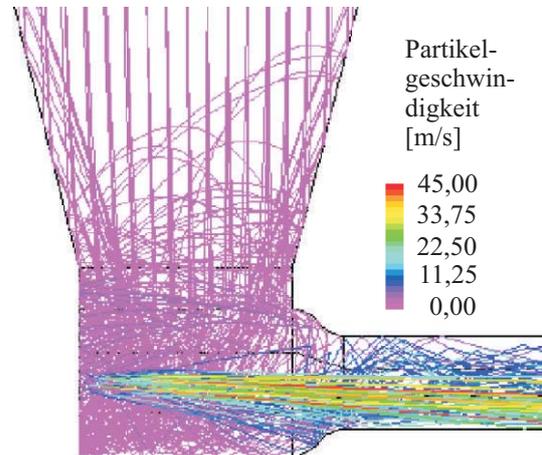


Abbildung 7.76: Partikeltrajektorien für Variante E

Abbildung 7.76 zeigt die Projektionen der Teilchenbahnen in die Symmetrieebene. Die Teilchen werden in der Fangdüse im Vergleich zu Variante D (vgl. Abb. 7.73) nicht mehr in diesem Ausmaß in die Mischkammer und den Einlauftrichter zurückgeschleudert. Abbildung 7.77 zeigt wiederum die Verteilung der Luftgeschwindigkeit. Die Rückströmung an der Fangdüse ist nicht mehr so ausgeprägt wie bei Variante D (vgl. Abb. 7.74) und auch die Beeinflussung der Strömung im Einlauftrichter ist weniger stark.

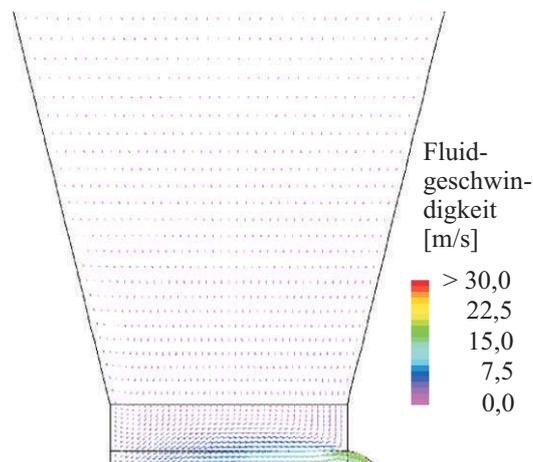


Abbildung 7.77: Fluidgeschwindigkeit für Variante E

### 7.3 Berechnung des Auslegungsbeispiels Scale-up

Anhand des Auslegungsbeispiels Scale-up (siehe Abschnitt 4.4.2.3 auf Seite 49) soll die Anwendung von CFD für diese Aufgabe gezeigt werden. Die Anwendung von CFD für die Berechnung der Zweiphasenströmung setzt die Kenntnis einiger Eingangs- und Ausgangsgrößen voraus.

Neben der CFD-Simulation wird eine eindimensionale Berechnung des Druckaufbaus mit dem bei JOPPICH [28] vorgestellten Berechnungsmodell durchgeführt und den Ergebnissen der CFD-Rechnung gegenübergestellt.

#### 7.3.1 Einphasenberechnung

Für den Scale-up Fall wird die Berechnung der Einphasenströmung analog zu den Berechnungsfällen bei der Nachrechnung der Versuchsergebnisse durchgeführt. Die Ergebnisse der Simulationsrechnung mit CFD werden in Abbildung 7.78 dargestellt.

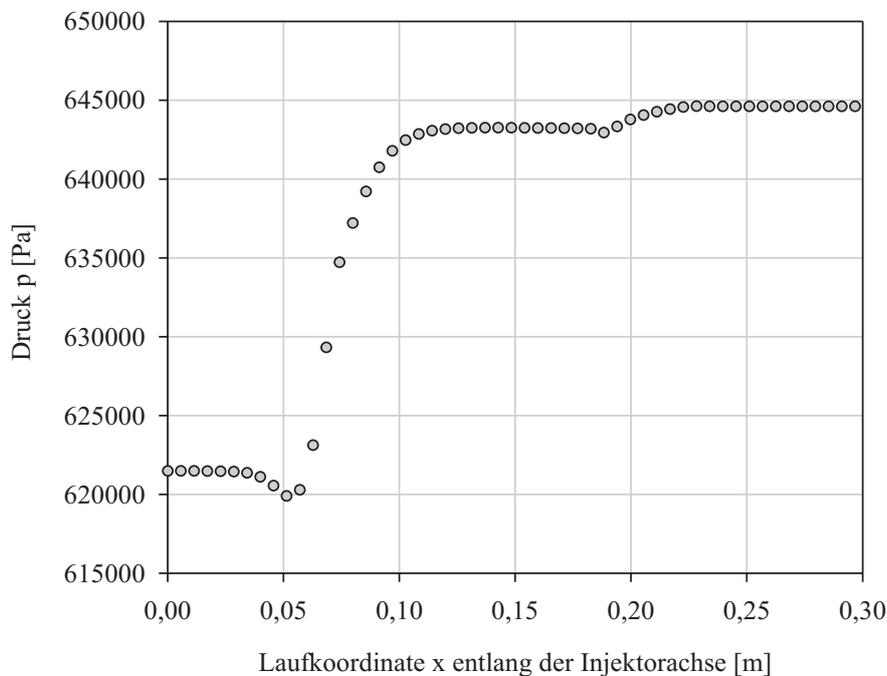


Abbildung 7.78: Verlauf des statischen Drucks entlang der Injektorachse

#### 7.3.2 Zweiphasenberechnung

Der Druckaufbau abhängig von der Feststoffbeladung  $\mu$  wird mangels Versuchsergebnissen durch die Anwendung der zwei unterschiedlichen Methoden ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.79 dargestellt. Die Ergebnisse für den Auslegungsfall zeigen sehr gute Übereinstimmung. Hierbei muss erwähnt werden, dass für die Anwendung des eindimensionalen Berechnungsmodells für den Druckaufbau im Injektor die Angabe des Mischungswirkungsgrades erforderlich ist. Dieser wird von den Ergebnissen der am Institut durchgeführten Förderversuche extrapoliert (siehe Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 in Abschnitt 4.3.3). Die Gegenüberstellung der Resultate der beiden Berechnungsmethoden zeigt gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 7.79). Abgesehen von dem Erfordernis der Kenntnis des Mischungswirkungsgrades führt die Anwendung der eindimensionalen Rechenmethode zu raschen Ergebnissen. Die Berechnung mit CFD ist wesentlich zeitaufwendiger.

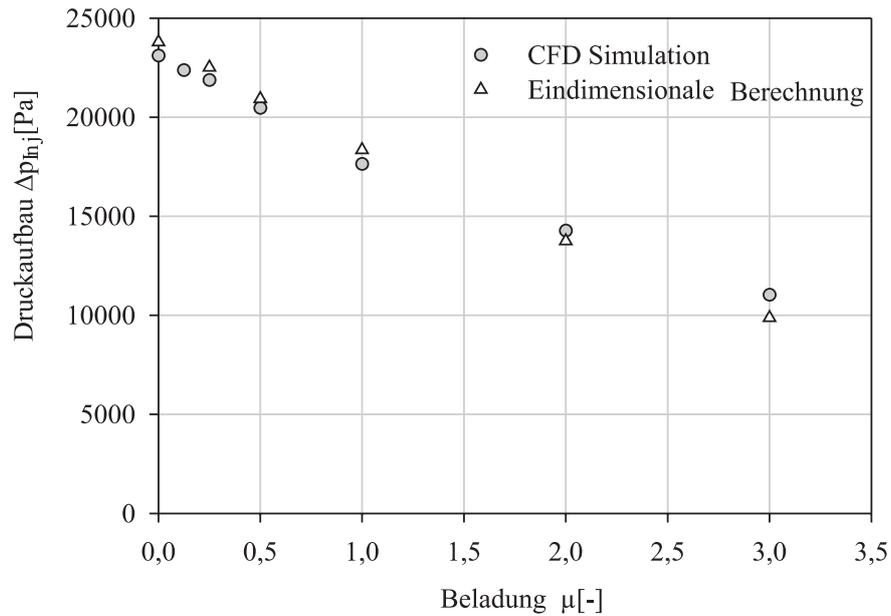
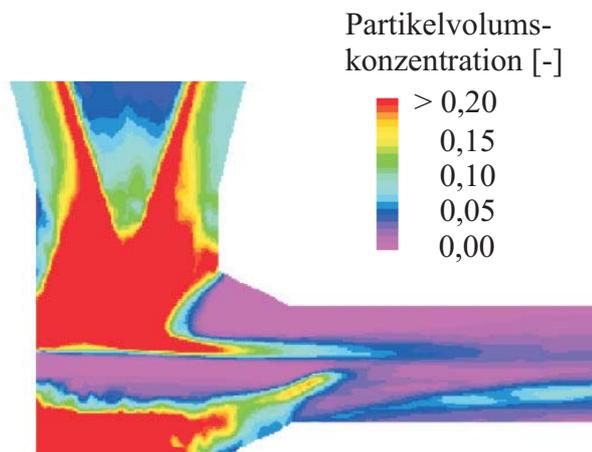


Abbildung 7.79: Druckaufbau im Injektor abhängig von der Beladung

### 7.3.3 Visualisierung

Der entscheidende Vorteil der CFD-Simulation ist die Möglichkeit, die Ergebnisse der Berechnungen in detaillierter Form darzustellen. Damit ist es möglich, die Strömung im Inneren des Injektors abzubilden. Die Veranschaulichung der Zweiphasenströmung erfolgt für den Auslegungspunkt von  $\mu = 2,1$ .

Abbildung 7.80: Partikelvolumskonzentration im Injektor für den Scale-up Fall,  $\mu = 2,1$ 

Die Darstellung der Partikelvolumskonzentration (Abbildung 7.80) zeigt erwartungsgemäß bereits für vergleichsweise geringe Feststoffbeladungen erhöhte Konzentrationswerte. Dies liegt an dem hohen Druckverhältnis von  $\pi_{Bk} = 6,39$  für diesen Berechnungsfall, was gegenüber der atmosphärischen Förderung zu einer ungefähr sechsfachen Erhöhung der Partikelkonzentration führen muss (Siehe auch die Berechnung von verschiedenen Druckverhältnissen  $\pi_{Bk}$  auf Seite 103). Zu beachten ist weiters, dass die Volumskonzentration der Teilchen in der

Mischkammer den Wert von 20% überschreitet. Im daran anschließenden Mischrohr erreicht die Partikelvolumskonzentration wieder Werte zwischen 2 und 5%.

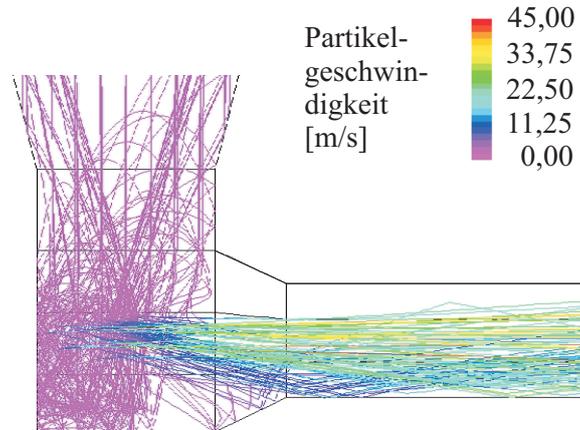


Abbildung 7.81: Projektion der Partikeltrajektorien im Injektor für den Scale-up Fall,  $\mu = 2,1$

Die Darstellung der Partikeltrajektorien (Abbildung 7.81) zeigt deren günstigen Verlauf vom Einlauftrichter bis zum Mischrohr. Bei der Auswahl der Geometrie des Injektors für den Scale-up Fall wurden bereits die Erkenntnisse der Berechnungen von kleinen Änderungen der Geometrie berücksichtigt. Es wurde daher getrachtet, den Injektor mit einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta > 0,4$  zu betreiben. Der Querschnitt des Einlauftrichters wurde entsprechend den Vorgaben von Variante A (vgl. Abbildungen 7.63 bis 7.65 auf Seite 109) klein genug gewählt, um für eine entsprechende Beschleunigung der Sekundärluftströmung und damit einer definierten Teilchenströmung zu sorgen. Zu beachten ist die Anhäufung von Teilchenbahnen in den unteren zwei Dritteln des Mischrohrquerschnitts. Die Teilchen werden auf Geschwindigkeiten bis zu 45 m/s beschleunigt.

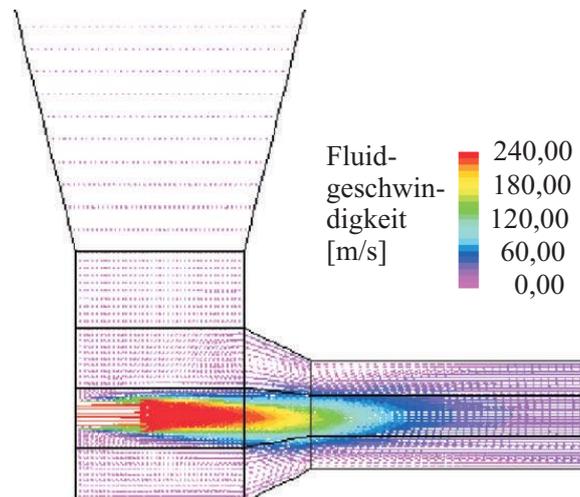


Abbildung 7.82: Luftgeschwindigkeit für den Scale-up Fall,  $\mu = 2,1$

In Abbildung 7.82 wird die Verteilung der Luftgeschwindigkeit dargestellt. Im Bereich der Fangdüse ist die Ausbildung eines Wirbels erkennbar, die Strömung im Trichter oberhalb der Mischkammer wird dadurch aber nur unwesentlich beeinflusst.

# Kapitel 8

## Endergebnis, Diskussion

Am Schluss dieser Arbeit werden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zusammengefasst und auf die Erreichung der Zielsetzungen überprüft.

### 8.1 Diskussion der Berechnungsergebnisse

#### 8.1.1 Nachrechnung von Versuchsergebnissen

Die Nachrechnung von Versuchsergebnissen von HUTT zeitigt mehrheitlich gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen (Abschnitt 7.1.1). Was den Druckaufbau entlang der Mischrohrachse betrifft, gibt es speziell im Bereich der Fangdüse Abweichungen der Simulationsrechnungen von den Versuchsergebnissen (siehe Seite 81 und folgende). Diese lokalen Abweichungen sind in der mangelnden Auflösung des Rechnernetzes in diesem Bereich begründet. Eine genauere Auflösung dieses Bereichs erschien aufgrund der Anwendung eines blockstrukturierten Gitters und der begrenzten Rechenkapazitäten nicht zweckmäßig.

Der gesamte Druckaufbau des Injektors wird für beinahe alle Fördergüter mit guter Übereinstimmung berechnet. Die Ergebnisse der Versuche lassen ebenfalls einen Vergleich der Feststoffgeschwindigkeit am Ende des Injektors zu. Hier wurde ebenfalls befriedigende Übereinstimmung erzielt.

Die Nachrechnung der Versuchsergebnisse von JOPPICH und TMEJ, die den Kernpunkt dieser Arbeit darstellt, zeigt für den Großteil der Fälle ebenfalls gute Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen. Es wurden neben der Beladung  $\mu$  die Parameter Sekundärluftverhältnis  $\zeta$ , das Durchmesser Verhältnis  $\beta$  und das Druckverhältnis  $\pi_B$  variiert, um die Auswirkungen dieser Parameter auf die Genauigkeit der Simulationsergebnisse zu untersuchen (siehe Abschnitt 7.1.2).

Es zeigte sich, dass speziell ein niedriger Sekundärluftanteil  $\zeta$ , ein kleiner Mischrohrdurchmesser  $D_M$  und verbunden mit einer hohen Treibstrahlgeschwindigkeit  $v_T$  ungünstige Einflüsse auf die Genauigkeit des Berechnungsergebnisses haben (siehe Abbildung 7.18 auf Seite 92). Dazu ist anzumerken, dass für die Kombination dieser Geometrie- und Prozessdaten der numerische Aufwand, das heißt insbesondere die Rechenzeit, ebenfalls stark ansteigt.

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen wurden dazu benutzt, die Zweiphasenströmung im Inneren des Injektors anschaulich abzubilden. Anhand dieser Darstellung der Strömungsgrößen wie Partikelvolumskonzentration, die Bahnen der Teilchen und die Geschwindigkeitsverteilung der Luftströmung konnten bei den Förderversuchen aufgetretene Phänomene wie

das frühzeitige Verstopfen des Injektors bei geringem Sekundärluftanteil plausibel erklärt werden (siehe Abbildung 7.14 auf Seite 90). Die Besonderheiten des Fördergutes Holzstaub, wie relativ zu anderen Feststoffen geringe Dichte und die damit verbundene geringe Sinkgeschwindigkeit wurden durch die Ergebnisse ebenfalls verdeutlicht. Die Teilchen folgen aufgrund ihrer geringen Trägheit jeder Änderung der Strömungsrichtung, daher wirken sich starke Verwirbelungen im Trichter und der Mischkammer negativ auf die Stabilität der Förderung aus und können zum Verstopfen bereits bei geringen Beladungen führen (vgl. Abbildungen 7.34 bis 7.35 auf Seite 99).

Abschließend kann bemerkt werden, dass die Anwendung der CFD-Simulation mit den zuvor gemachte Einschränkungen nahezu für alle der untersuchten Fälle brauchbare Ergebnisse zu liefern imstande war.

### 8.1.2 Simulation von kleinen Geometrieänderungen

Der nächste Schritt, die Untersuchung der Auswirkungen von kleinen Veränderungen der Injektorgeometrie, zeigte ebenfalls die Brauchbarkeit der CFD-Simulation für die Berechnung der Zweiphasenströmung (siehe Abschnitt 7.2). Die Ergebnisse der Simulationen von verschiedenen durchgeführten Veränderungen wurden dargestellt, um die Strömung im Injektor zu beurteilen und geeignete und ungeeignete Maßnahmen anhand der Ausprägung der Strömung im Injektor zu selektieren. Eine günstigere, das heißt eine Strömung mit verringerten Verwirbelungen im Trichter und der Mischkammer, konnte für die Varianten A (Seite 109) und E (Seite 113) erreicht werden.

### 8.1.3 Einsatz von CFD bei der Injektorauslegung

Für die Lösung und Verifizierung der letzten Teilaufgabe konnten keine experimentellen Werte herangezogen werden. Hier konnten lediglich die Ergebnisse von verschiedenen Simulationsmethoden, die sich für die Nachrechnung von Versuchsergebnissen als geeignet erwiesen haben, verglichen werden (siehe Abschnitt 7.3).

Zur Auslegung von Gas-Feststoffinjektoren wurden neben CFD auch herkömmliche Methoden vorgestellt. Die Anwendung von herkömmlichen Methoden erfordert die Kenntnis von Erfahrungswerten und von experimentell bestimmten Parametern wie dem Mischungswirkungsgrad  $\eta_M$ .

Der Mischungswirkungsgrad wird bei der Anwendung der eindimensionalen Simulationsrechnung, wie sie unter anderem von JOPPICH beschrieben wurde, benötigt. Bei der Extrapolation des Mischungswirkungsgrades für Geometrien, Fördergüter oder Betriebsweisen, die nicht durch experimentelle Untersuchungen abgedeckt sind, führen kleinere Änderungen des Mischungswirkungsgrades bereits zu erheblichen Unterschieden bei den Ergebnissen der Berechnungen. Dies bedingt eine gewisse Unsicherheit bei der Anwendung der eindimensionalen Simulationsrechnung für die komplette Neuauslegung beziehungsweise für das Scale-up von Gutaufgabeinjektoren. Diese Methode ist bedingt durch die Einfachheit ihrer Anwendung jedoch sehr gut für schnelle Berechnungen mit relativ geringem Aufwand geeignet.

Eine weitere Möglichkeit zur einfachen Injektorauslegung besteht in der Verwendung der in dieser, und mit einigen Abwandlungen in anderen Arbeiten vorgestellten dimensionslosen Druckaufbauziffer  $\psi_{Inj}$ . Diese Druckaufbauziffer  $\psi_{Inj}$  hängt neben der Beladung  $\mu$  in starkem Maße vom Durchmesser Verhältnis  $\beta$  und dem Sekundärluftverhältnis  $\zeta$  ab. Jedoch gelten

hier ebenfalls die bereits bei der einfachen eindimensionalen Simulationsrechnung des Injektordruckaufbaus erwähnten Einschränkungen bei der Extrapolation der mit experimentellen Methoden bestimmten dimensionslosen Druckaufbauziffer.

## 8.2 Resümee

Die Anwendung von CFD bei der Simulation der Zweiphasenströmung in Gas-Feststoffinjektoren kann je nach dem Grad der Modellierung der gasförmigen und der festen Phase mit stark unterschiedlichem Aufwand betrieben werden. Die Anwendung nichtkommerzieller CFD-Programme lässt einen sehr hohen Aufwand zu. Solche Programme werden häufig für Detailprobleme angewendet. Bei der Verwendung eines kommerziellen CFD-Programms für die Simulation der Injektorströmung kann der Aufwand bei der Modellierung und Durchführung der Simulationsrechnungen bei kleinen Treibstrahlgeschwindigkeiten, einem Sekundärluftverhältnis von  $\zeta > 0,4$  und moderaten Durchmesserhältnissen ( $\beta > 0,4$ ) in Grenzen gehalten werden. Umgekehrt kann die ungünstige Kombination der zuvor erwähnten Parameter wie bei der Nachrechnung der Versuchsergebnisse zu einem starken Anstieg des erforderlichen Rechenaufwandes führen, so dass die Berechnungsdauer für einen Berechnungsfall von wenigen Tagen hin zu mehreren Wochen ansteigen kann.

Bei der Durchführung der Simulationsrechnungen wurde ein blockstrukturiertes Rechennetz verwendet. Dadurch war die Netzfeinheit in Wandnähe nicht im gesamten Rechengebiet auf das für das verwendete Turbulenzmodell erforderliche Maß zu bringen. Weiters mussten auch bei der Vernetzung des Bereichs nach der Treibdüse, in welchem besonders für den Treibstrahl mit Nachexpansion sehr hohe Geschwindigkeitsgradienten auftreten, Kompromisse bezüglich der Netzfeinheit eingegangen werden. Bei der Simulation der Partikel musste die Anzahl der verwendeten Partikelbahnen auf 10.000 begrenzt werden, um in annehmbaren Rechenzeiten zu einem Ergebnis zu gelangen. Die Anwendung des Lagrangeschen Partikelmodells ohne die Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen den Teilchen liefert lediglich brauchbare Ergebnisse für begrenzte Partikelbeladungen, wobei sich eine ausgeprägte Grenze für die berechneten Fälle nicht angeben lässt. Eine Vorherbestimmung von Verstopfungen oder ähnlichen Erscheinungen ist mit Hilfe dieses Modells nicht möglich. Die Gültigkeit des verwendeten Zweiphasenmodells wird je nach Quelle für eine Partikelvolumskonzentration von  $\alpha_P$  bis zu 0,1 angegeben. Dieser Wert wurde bei der Nachrechnung der Versuchsergebnisse bei höheren Beladungen lokal überschritten. Bei der Simulationsrechnung für höhere Druckverhältnisse  $\pi_{Bk}$  kann dieser Grenzwert rasch überschritten werden.

Trotz dieser aufgezeigten Schwächen bei der Anwendung von CFD bei der Berechnung der Zweiphasenströmung in Gutaufgabeinjektoren bietet diese Methode die Möglichkeit, auch bei der Injektorauslegung verwertbare Ergebnisse zu liefern. Am sinnvollsten erscheint die Anwendung der eindimensionalen Simulationsrechnung des Druckaufbaus zur ersten Bestimmung des zu erwartenden Druckaufbaus und anschließend die Durchführung der CFD-Simulation der Zweiphasenströmung im Inneren des Injektors. Einerseits wird die Möglichkeit zur Erzielung rascher Ergebnisse bei der einen Methode und andererseits die Darstellung der Strömung im Inneren des Injektors bei der anderen Methode genutzt. Damit ist es möglich, die Schwächen der beiden Methoden zu verringern und die Stärken zu nutzen.

### 8.3 Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit ging es vor allem darum, die Berechnung der Zweiphasenströmung im gesamten Injektor durchzuführen. Dazu war es erforderlich eine Reihe von Kompromissen einzugehen, was die genaue Erfassung einiger Detailprobleme betrifft. Dies lässt noch weiteren Raum für weitere Aufgabenstellungen.

Zum einen kann der genaueren Auflösung der Strömung im Anschluss an die Treibdüse speziell für Mitteldruckinjektoren mehr Aufmerksamkeit geschenkt werden. Weiters kann bei der Verwendung anderer CFD Programmgenerationen die Generierung des dreidimensionalen Netzes verbessert werden, wenn die Möglichkeit zur unstrukturierten Vernetzung angeboten wird. Weitere Aufschlüsse sind zudem bei der Berücksichtigung von Teilchen-Teilchen-Wechselwirkungen zu erwarten. Dies setzt natürlich auch das Vorliegen von entsprechenden experimentellen Ergebnissen voraus.

# Literaturverzeichnis

- [1] ADAMOPOULOS, K.G.; PETROPAKIS, H.J.: *Simulation of distribution of discrete inert particles in two-phase supersonic mixing*, Journal of food engineering 42 (1999), p 59-66.
- [2] AEA TECHNOLOGY: *CFX 4.2 manuals*, Harwell, Didcot, Oxfordshire, UK, 1997.
- [3] ANDERSON, J.R.: *Computational Fluid Dynamics*, McGraw-Hill, New York, 1995.
- [4] BAEHR, H.D.: *Thermodynamik*, 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992.
- [5] BARTH, W.: *Strömungsvorgänge beim Transport von Festteilchen und Flüssigkeitsteilchen in Gasen mit besonderer Berücksichtigung der Vorgänge bei pneumatischer Förderung*, Chemie-Ingenieur-Technik, Heft 72, 58/3, 1958, p 171-180.
- [6] BILIRGEN, H.; LEVY, E.; YILMAZ, A.: *Prediction of pneumatic conveying flow phenomena using commercial CFD software*, Powder Technology 95 (1998) p 37 -41.
- [7] BIRTIGH, A.: *CFD in der chemischen Verfahrenstechnik aus industrieller Sicht*, Chemie-Ingenieur-Technik, Heft 30, 3 (2000), p 175-193.
- [8] BOHNET, M.: *Design principles of gas/solids injectors*, Encyclopedia of Fluid Mechanics, Vol. 4: Solids and Gas-Solids Flows, Gulf Publishing Company, Houston, Texas, 1986, p 539-562.
- [9] BOHNET, M.; TRIESCH, O.: *Einfluss von Partikeln auf die Fluidturbulenz in einer verzögerten Gas/Feststoffströmung*, Chemie-Ingenieur-Technik, Heft 72, 8 (2000), p 848-1852.
- [10] BOHNET, M.; TRIESCH, O.: *CFD Calculation of pressure drop for pipe and diffuser gas-solids flow*, informal paper, Institute of Chemical Engineering, Technical University of Braunschweig, Germany, 2000.
- [11] BOSNJAKOVIC, F.; KNOCH, K.F.: *Technische Thermodynamik Teil I*, 7., vollst. neu bearb. u. erw. Auflage, Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1988.
- [12] BUHRKE, H.; KECKE, H.J.; RICHTER, H.: *Strömungsförderer, Hydraulischer und pneumatischer Transport in Rohrleitungen*, Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden, 1989.
- [13] CHEREMISINOFF, N.P.; GUPTA, R.: *Handbook of Fluids in Motion*, Butterworth Publishers, Stoneham, MA, U.S.A., 1983.
- [14] CLIFT, R.; GRACE, J.R.; WEBER, M.E., *Bubbles, drops and particles*, Academic Press, New York, 1978.
- [15] DELFS, H.-J.: *Pneumatic Conveying of Bulk Solids Through Pipelines*, Bulk Solids Handling, Volume 2, Number 4, 1982.

- [16] EBERHARTER, J.: *Entwicklung und Inbetriebnahme einer direkt holzstaubgefeuerten Gasturbinenanlage*, Dissertation, Technische Universität Wien, 2005.
- [17] FERZIGER, J.H.; PERIC, M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer, Berlin Heidelberg, 1996.
- [18] FLUENT INC.: *Fluent 4.5*, Manuals, U.S.A., 2000.
- [19] FREDRIKSSON, C.: *Exploratory Experimental and Theoretical Studies of Cyclone Gasification of Wood Powder*, Doctoral Thesis, Lulea University of Technology, Sweden, 1999.
- [20] FREDRIKSSON, J.; KALLNER, P.: *Cyclone combustion of wood powder for gas turbine application*, Technical Report ISRN KTH/KRV/R-93/2-SE, Royal Institute of Technology, Stockholm, 1993.
- [21] GABRA, M.: *Bagasse Gasification in a Cyclone Gasifier*, Licentiate Thesis, Lulea University of Technology, Sweden, 1998.
- [22] HAMRICK, J.T.; SCHIEFELBEIN, G.F.: *Development of biomass as an alternative fuel for gas turbines*, Technical Report PLN-7673, Aerospace Research Corp., Roanoke, Virginia, USA, April 1991.
- [23] HAMRICK, J.T.; SCHIEFELBEIN, G.F.: *Report of design study of alternative wood feed systems at RBS Corp. in Development of biomass as an alternative fuel for gas turbines*, Appendix F, Technical Report PLN-7673, Aerospace Research Corp., Roanoke, Virginia, USA, April 1991.
- [24] HASELBACHER, H.: *Entwicklung einer holzstaubgefeuerten Gasturbinenbrennkammer*, Österreichische Ingenieur und Architektenzeitschrift ÖIAZ, Heft 10-11, 1995.
- [25] HOLBEIN, P.; MICHAUD, M.; WISS, D.: *Diffuser Calculation using various Turbulence Models*, AEA user conference, May 1998.
- [26] HUBER, N.; SOMMERFELD, M.: *Modelling and numerical calculation of dilute-phase pneumatic conveying in pipe systems*, Powder Technology 99 (1998) p 90-101.
- [27] HUTT, W.: *Untersuchung der Strömungsvorgänge und Ermittlung von Kennlinien an Gutaufgabeinjektoren zur pneumatischen Förderung*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1983.
- [28] JOPPICH, A.: *Pneumatisches Brennstoffördersystem für direkt holzstaubgefeuerte Gasturbinen*, Dissertation, Technische Universität Wien, 1999.
- [29] KMIEC, A.; LESCHONSKI, K.: *Analysis of two-phase flows in gas-solids injectors*, The Chemical Engineering Journal, Heft 45, 1991, p 137-147.
- [30] LEVI, A.; MOONEY, T.; MARJANOVIC, P.; MASON, D.J.: *A comparison of analytical and numerical models with experimental data for gas solid flow through a straight pipe at different inclinations*, Powder Technology 93 (1997), p 253-260.
- [31] MCCARROLL, R.L.; PARTANEN, W.E.: *On-Site Power Generation for the Future*, First Biomass Conference of the Americas: Energy, Environment, Agriculture, and Industry, August 30 - September 2, 1993, Burlington, Vermont.

- [32] MUSCHELKNAUTZ, E.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Druckverluste pneumatischer Förderleitungen unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Gutreibung und Gutgewicht*, VDI-Forschungsheft 476, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1959.
- [33] MUSCHELKNAUTZ, E.; KRAMBROCK, W.: *Druckverlust bei der pneumatischen Förderung*, VDI-Wärmeatlas, 8. erw. Auflage, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1997, p Lh1-16.
- [34] MARCUS, R.D.; LEUNG, L.S.; KLINZING, G.E.; RIZK, F.: *Pneumatic Conveying of Solids*, Chapman and Hall, London, United Kingdom, 1990.
- [35] NGUYEN, A.V.; FLETCHER, C.A.J.: *Particle interaction with the wall surface in two-phase gas-solid particle flow*, International Journal of Multiphase Flow 25 (1999), p 139-154
- [36] NUSSELT, W.: *Technische Thermodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin, 1934.
- [37] PAHL, M.: *Lagern, Fördern und Dosieren von Schüttgütern*, 3. Auflage, VEB Verlag Technik, Berlin, 1978.
- [38] PELZMANN, M.: *Entwicklung und Betrieb einer Anlage zur druckaufgeladenen Holzstaubverbrennung*, Dissertation, Technische Universität Wien, 2001.
- [39] RAGLAND, K.W.; AERTS, D.J.; PALMER, C.A.: *Development of a Gravel Bed Combustor for Solid Fueled Gas Turbine*, Technical Report for U.S. Department of Energy, U.S.A., contract No. DE-FG02-85E40735, June, 1992.
- [40] RAGLAND, K.W.; AERTS, D.J.: *100 Hour Test of the Pressurized Woodchip-Fired Gravel Bed Combustor*, Technical Report for U.S. Department of Energy, U.S.A., contract No. DE-FG02-85E40735, August, 1992.
- [41] RIST, D.: *Dynamik realer Gase*, 1. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1996.
- [42] SALMAN, H.; KJELLSTRÖM, B.: *Pneumatic conveying of wood powder by using steam-jet ejector*, Technical Paper, LuleåUniversity of Technology, Sweden, 1999.
- [43] SALMAN, H., KJELLSTRÖM, B.: *Cyclone Gasification of Pulverized Biomass for Operation of Gas Turbines in Cogeneration Plants*, Technical Paper, LuleåUniversity of Technology, Sweden, 1999.
- [44] SCHADE, B.: *Zum Übergang Sprung-Strähnenförderung bei der horizontalen pneumatischen Feststoffförderung*, Dissertation, Universität Karlsruhe, Deutschland, 1987.
- [45] SCHLAG, H.P.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Berechnung der Kennlinien von gasbetriebenen Einphaseninjektoren und Gutaufgabeinjektoren*, Fortschritt-Bereich VDI Reihe 3 Nr. 313, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1992.
- [46] SENGSCHMIED, F.: *Auswertung der Umfrageergebnisse: Energieversorgung österreichischer Sägewerke*, Arbeitsbericht, Technische Universität Wien, 1993.
- [47] SENGSCHMIED, F.: *Ein Beitrag zur Entwicklung einer druckbeaufschlagten Brennkammer für die zweistufige Verbrennung von Holzstaub*, Dissertation, Technische Universität Wien, 1995.
- [48] SPEIGHT, J.G.; SETHI, V.K.: *Development and Demonstration of a Solid Fuel-Fired Gas Turbine System*, Proceedings of the Advanced Coal-Fired Power Systems 1995, Review Meetin, Morgantown, West Virginia, U.S.A., 1995.

- [49] SOMMERFELD, M.: *Theoretical and Experimental Modelling of Particulate Flow*, VKI Lecture Series, (2000)
- [50] SOMMERFELD, M.: *Numerical Method for Calculating Particle Dispersion in Turbulent Flow*, Sixth Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Erlangen, March 30 - April 2, 1992.
- [51] SPURK, J.H.: *Strömungslehre. Einführung in die Theorie der Strömungen*, 3. Auflage, Springer-Verlag, Heidelberg, 1993.
- [52] TASHIRO, H.; PENG, X.; TOMITA, Y.: *Numerical prediction of saltation velocity for gas-solid two-phase flow in a horizontal pipe*, Powder Technology 91 (1997), p 141-146.
- [53] TMEJ, C.: *Betriebsverhalten eines Brennstofffördersystem für direkt-holzstaubgefeuerte Gasturbinen*, Dissertation, Technische Universität Wien, 2001.
- [54] VOLLHEIM, R.: *Beiträge zur Theorie und Anwendung feststoffbeladener Gasströmungen*, Dt. Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1971.
- [55] WAGENKNECHT, U.: *Untersuchung der Strömungsverhältnisse und des Druckverlaufes in Gas/Feststoff-Injektoren*, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1981.
- [56] WEBER, M.: *Strömungsfördertechnik*, Otto Krausskopf-Verlag, Mainz, 1974.
- [57] WENDT, J.F.: *Computational Fluid Dynamics*, Springer Verlag, Berlin, 1996.
- [58] WERNINGER, C.Y.: *Modellierung und Messung der stationären und verzögerten Gas/Feststoffströmung*, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 1996.
- [59] YELLOTT, J.I.: *Development of pressurizing, combustion, and ash separation equipment for a direct-fired coal-burning gas turbine locomotive*, ASME Paper 54-A-201, American Society of Mechanical Engineers, Washington DC, 1954.
- [60] YILMAZ, A.; LEVI, E.K.: *Formation and dispersion of ropes in pneumatic conveying*, Powder Technology 114 (2001), p 168-185.
- [61] ZIVKOVIC, G.; SOMMERFELD, M.: *Numerical predictions of gas-particle flows including particle-particle and particle-wall collisions*, Sixth workshop on Two-Phase Flow Predictions, Erlangen 1992.
- [62] ZLOKARNIK, M.: *Dimensional Analysis and Scale-up in Chemical Engineering*, Springer Verlag, Berlin, 1991.

# Abbildungsverzeichnis

|      |  |    |
|------|--|----|
| 1.1  | Direkt holzstaubgefeuerte Gasturbine am ITE . . . . .  | 2  |
| 1.2  | Brennstoffsystem von JOPPICH [28] . . . . .  | 3  |
| 3.1  | Prinzipieller Aufbau eines Gutaufgabeinjektors und qualitativer Verlauf des statischen Drucks entlang der Injektorachse . . . . .  | 8  |
| 3.2  | Isentroper Zustandsverlauf in einer konvergenten Düse . . . . .  | 10 |
| 3.3  | Funktionen $\psi$ und $\nu$ von $\frac{p_1}{p_0}$ für Luft ( $\kappa=1,4$ ) . . . . .  | 12 |
| 3.4  | Kontrollvolumen über dem Austrittsquerschnitt des Treibstrahls . . . . .   | 13 |
| 3.5  | Ausbreitung des turbulenten Freistrahls bei Unterschallströmung . . . . .  | 14 |
| 3.6  | Anfang des turbulenten unterexpandierten Freistrahls bei Überschallströmung [41] (nicht maßstäbliche Prinzipskizze) . . . . .  | 16 |
| 3.7  | Injektorgeometrie . . . . .  | 17 |
| 3.8  | Abhängigkeit der Kernlänge $L_K$ von Düsendurchmesser $D_T$ und Mischrohrdurchmesser $D_M$ nach [45] . . . . .   | 17 |
| 3.9  | Verschiedene Zustände der Zweiphasenströmung, a) Instationäre Zweiphasenströmung, b) separierte Zweiphasenströmung, c) disperse Zweiphasenströmung; [49] . . . . .                               | 18 |
| 3.10 | Strömungszustände der dispersen Zweiphasenströmung als Funktion der Volumskonzentration $\alpha_P$ [49] . . . . .  | 19 |
| 3.11 | Widerstandsbeiwert als Funktion der Partikelreynoldszahl einer Kugel; Vergleich der Messwerte mit verschiedenen Korrelationen [14] . . . . .   | 21 |
| 3.12 | Einteilung der Förderzustände, die angeführten Beladungen $\mu$ gelten für eine Partikeldichte von $\rho_P = 2500 \text{ kg/m}^3$ [56] . . . . .   | 23 |
| 3.13 | Abgrenzung der Förderzustände abhängig von der Froude Zahl und der Beladung nach PAHL und SCHADE . . . . .   | 26 |
| 3.14 | Abgrenzung der Förderzustände abhängig von der Gasgeschwindigkeit und der Beladung nach PAHL und SCHADE für verschiedene Rohrdurchmesser, wobei gilt: $D_{FR,1} < D_{FR,2} < D_{FR,3}$ . . . . . | 26 |
| 3.15 | Pneumatische Förderstrecke mit den das System kennzeichnenden Drücken . . . . .  | 27 |
| 3.16 | Qualitativer Druckverlauf in der Förderstrecke: a) bei klassischer Förderung, b) im Übergangs-Bereich, c) bei erzwungener Förderung . . . . .  | 27 |
| 4.1  | Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades vom Flächenverhältnis $\beta$ und der Beladung $\mu$ mit dem Sekundärluftverhältnis $\zeta$ als Parameter . . . . .                                     | 41 |
| 4.2  | Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades vom Flächenverhältnis $\beta$ mit der Mischrohrreynoldszahl als Parameter; $\mu=0$ . . . . .  | 42 |
| 4.3  | Abhängigkeit des Mischungswirkungsgrades vom Sekundärluftverhältnis $\zeta$ mit der Mischrohrreynoldszahl als Parameter; $\mu=0$ . . . . .   | 43 |
| 4.4  | Abhängigkeit der Druckaufbauziffer $\psi_{Inj}$ vom Flächenverhältnis $\beta$ und der Beladung $\mu$ mit dem Sekundärluftverhältnis $\zeta$ als Parameter . . . . .                              | 44 |

|      |  |    |
|------|--|----|
| 6.1  | Geometrie des von HUTT verwendeten Injektors . . . . .   | 58 |
| 6.2  | Varianten A - C . . . . .  | 60 |
| 6.3  | Varianten D und E . . . . .  | 61 |
| 6.4  | Statischer Druck entlang der Injektorachse für $\mu=0,01$ . . . . .  | 66 |
| 6.5  | Statischer Druck entlang der Injektorachse für $\mu=0,1$ . . . . .   | 66 |
| 6.6  | Statischer Druck entlang der Injektorachse für $\mu=1$ . . . . .   | 66 |
| 6.7  | Anzahl der austretenden Trajektorien abhängig von der Lebensdauer mit dem Sekundärluftverhältnis als Parameter . . . . .                           | 67 |
| 6.8  | Zeichnung des Versuchsinjektors mit Treibdüse in vorderster Position . . . . .   | 68 |
| 6.9  | Dreidimensionales Modell des Versuchsinjektors mit Treibdüse in der hintersten Position . . . . .  | 69 |
| 6.10 | Konturen der Blöcke des dreidimensionalen Geometriemodells, Modell $\textcircled{A}$ . . . . .   | 71 |
| 6.11 | Schnitte durch das dreidimensionale Rechenetz, Modell $\textcircled{A}$ . . . . .  | 71 |
| 6.12 | Rechenetze für die Varianten A bis C (vgl. Seite 60) . . . . .   | 72 |
| 6.13 | Rechenetze für die Varianten D und E (vgl. Seite 60) . . . . .   | 72 |
| 6.14 | Rechenetz für den Scale-up Fall . . . . .  | 73 |
| 6.15 | Darstellung der Strömungsein- und -austrittsflächen . . . . .  | 74 |
| 6.16 | Ablauf der Berechnung der Zweiphasenströmung . . . . .   | 79 |
|      |  |    |
| 7.1  | Druckaufbau im Injektor für $D_M=100$ mm, $\zeta=0$ , $\mu=0$ . . . . .  | 81 |
| 7.2  | Druckaufbau im Injektor für $D_M=100$ mm, $\zeta=0$ , $\mu=1$ ; Glaskugeln grob . . . . .  | 82 |
| 7.3  | Druckaufbau im Injektor für $D_M=100$ mm, $\zeta=0$ , $\mu=1$ ; Maiskörner . . . . .   | 82 |
| 7.4  | Druckaufbau im Injektor für $D_M=100$ mm, $\zeta=0$ , $\mu=1$ ; Polystyrolkugeln . . . . .   | 83 |
| 7.5  | Druckaufbau im Injektor für $D_M=100$ mm, $\zeta=0$ , $\mu=1$ ; Glaskugeln fein . . . . .  | 83 |
| 7.6  | Druckverlauf im Injektor für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $v_T \approx 140$ m/s . . . . .  | 85 |
| 7.7  | Wanddruckverlauf im Injektor für $D_M=16$ mm, $\zeta=0$ ; $v_T \approx 240$ m/s . . . . .  | 86 |
| 7.8  | Wanddruckverlauf im Injektor für $D_M=20$ mm, $\zeta=0$ ; $v_T \approx 240$ m/s . . . . .  | 86 |
| 7.9  | Wanddruckverlauf im Injektor für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $\pi_B=1$ ; $v_T \approx 340$ m/s . . . . .  | 87 |
| 7.10 | Wanddruckverlauf im Injektor für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $\pi_B=2$ ; $v_T \approx 340$ m/s . . . . .  | 87 |
| 7.11 | Wanddruckverlauf im Injektor für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; mit Variation des Treibdüsenabstandes $L_T$ . . . . .                                  | 88 |
| 7.12 | Druckaufbau abhängig vom Treibdüsenabstand $L_T$ für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ . . . . .  | 88 |
| 7.13 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,4$ ; $v_T \approx 140$ m/s, Niederdruckinjektor, Berechnungsfall 1 . . . . . | 89 |
| 7.14 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=16$ mm; $\zeta=0$ ; Niederdruckinjektor . . . . .   | 90 |
| 7.15 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,4$ ; Niederdruckinjektor . . . . .   | 90 |
| 7.16 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M = 25$ mm; $\zeta = 0,4$ ; Niederdruckinjektor . . . . .                                       | 91 |
| 7.17 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M = 20$ mm; $\zeta = 0,8$ ; Niederdruckinjektor . . . . .                                       | 91 |
| 7.18 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,2$ ; Mitteldruckinjektor . . . . .   | 92 |
| 7.19 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=16$ mm; $\zeta=0,4$ ; Mitteldruckinjektor . . . . .   | 93 |
| 7.20 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,4$ ; $\pi_B=1$ ; Mitteldruckinjektor . . . . .                               | 93 |
| 7.21 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,4$ ; Mitteldruckinjektor; $\pi_B=2$ . . . . .                                | 94 |

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 7.22 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,6$ ; Mittel-<br>druckinjektor . . . . .      | 94  |
| 7.23 | Druckaufbau abhängig von der Beladung $\mu$ für $D_M=20$ mm; $\zeta=0,8$ ; Mittel-<br>druckinjektor . . . . .      | 95  |
| 7.24 | Fluidgeschwindigkeit für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=0$ ; Niederdruckinjektor                                | 96  |
| 7.25 | Partikelvolumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=1$ ; Niederdruck-<br>injektor . . . . .          | 96  |
| 7.26 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=1$ ; Niederdruckinjektor                                | 96  |
| 7.27 | Fluidgeschwindigkeit für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=1$ ; Niederdruckinjektor                                | 96  |
| 7.28 | Partikelvolumskonzentration für $D_M=16$ mm, $\zeta=0$ und $\mu=1$ ; Niederdruck-<br>injektor . . . . .            | 97  |
| 7.29 | Partikeltrajektorien für $D_M=16$ mm, $\zeta=0$ und $\mu=1$ ; Niederdruckinjektor .                                | 97  |
| 7.30 | Luftgeschwindigkeit für $D_M=16$ mm, $\zeta=0$ und $\mu=1$ ; Niederdruckinjektor .                                 | 97  |
| 7.31 | Partikelvolumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Niederdruck-<br>injektor . . . . .          | 98  |
| 7.32 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Niederdruckinjektor                                | 98  |
| 7.33 | Luftgeschwindigkeit für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Niederdruckinjektor                                 | 98  |
| 7.34 | Partikelvolumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,2$ und $\mu=1$ ; Mitteldruck-<br>injektor . . . . .          | 99  |
| 7.35 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,2$ und $\mu=1$ ; Mitteldruckinjektor .                              | 99  |
| 7.36 | Luftgeschwindigkeit für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,2$ und $\mu=1$ ; Mitteldruckinjektor                                 | 99  |
| 7.37 | Partikelvolumskonzentration für $D_M=16$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Mitteldruck-<br>injektor . . . . .          | 100 |
| 7.38 | Partikeltrajektorien für $D_M=16$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Mitteldruckinjektor .                              | 100 |
| 7.39 | Luftgeschwindigkeit für $D_M=16$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Mitteldruckinjektor                                 | 100 |
| 7.40 | Partikelvolumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Mitteldruck-<br>injektor . . . . .          | 101 |
| 7.41 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Mitteldruckinjektor .                              | 101 |
| 7.42 | Luftgeschwindigkeit für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ und $\mu=2$ ; Mitteldruckinjektor                                 | 101 |
| 7.43 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $L_T=50$ mm und $\mu=1$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . .    | 102 |
| 7.44 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $L_T=50$ mm und $\mu=1$ ; Mittel-<br>druckinjektor . . . . .   | 102 |
| 7.45 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $L_T=40$ mm und $\mu=1$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . .    | 102 |
| 7.46 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $L_T=40$ mm und $\mu=1$ ; Mittel-<br>druckinjektor . . . . .   | 102 |
| 7.47 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $L_T=30$ mm und $\mu=1$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . .    | 102 |
| 7.48 | Partikeltrajektorien für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $L_T=30$ mm und $\mu=1$ ; Mittel-<br>druckinjektor . . . . .   | 102 |
| 7.49 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $p_{Bk}=1$ bar und $\mu=1$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . . | 103 |
| 7.50 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $p_{Bk}=2$ bar und $\mu=1$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . . | 103 |
| 7.51 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $p_{Bk}=1$ bar und $\mu=4$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . . | 103 |
| 7.52 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,4$ ; $p_{Bk}=2$ bar und $\mu=4$ ; Mit-<br>teldruckinjektor . . . . . | 103 |
| 7.53 | Volumskonzentration für $D_M=20$ mm, $\zeta=0,8$ und $\mu=4$ ; Mitteldruckinjektor                                 | 104 |

---

|      |  |     |
|------|--|-----|
| 7.54 | Partikeltrajektorien für $D_M = 20$ mm, $\zeta = 0,8$ und $\mu = 4$ ; Mitteldruckinjektor .                                    | 104 |
| 7.55 | Luftgeschwindigkeit für $D_M = 20$ mm, $\zeta = 0,8$ und $\mu = 4$ ; Niederdruckinjektor                                       | 104 |
| 7.56 | Druckaufbau für die Einphasenströmung der Geometrievariationen . . . . .   | 105 |
| 7.57 | Anteil der aus dem Strömungsgebiet austretenden Trajektorien . . . . .   | 106 |
| 7.58 | Druckaufbau abhängig von der bezogenen Beladung $\mu^*/\mu$ für die untersuchten Varianten . . . . .                           | 107 |
| 7.59 | Druckaufbau abhängig von der bezogenen Beladung $\mu^*/\mu$ für die untersuchten Varianten, linearisierte Ergebnisse . . . . . | 107 |
| 7.60 | Partikelvolumskonzentration für Versuch 4 . . . . .  | 108 |
| 7.61 | Partikeltrajektorien für Versuch 4 . . . . .   | 108 |
| 7.62 | Fluidgeschwindigkeit für Versuch 4 . . . . .   | 108 |
| 7.63 | Partikelvolumskonzentration für Variante A . . . . .   | 109 |
| 7.64 | Partikeltrajektorien für Variante A . . . . .  | 109 |
| 7.65 | Fluidgeschwindigkeit für Variante A . . . . .  | 109 |
| 7.66 | Partikelvolumskonzentration für Variante B . . . . .   | 110 |
| 7.67 | Partikeltrajektorien für Variante B . . . . .  | 110 |
| 7.68 | Fluidgeschwindigkeit für Variante B . . . . .  | 110 |
| 7.69 | Partikelvolumskonzentration für Variante C . . . . .   | 111 |
| 7.70 | Partikeltrajektorien für Variante C . . . . .  | 111 |
| 7.71 | Fluidgeschwindigkeit für Variante C . . . . .  | 111 |
| 7.72 | Partikelvolumskonzentration für Variante D . . . . .   | 112 |
| 7.73 | Partikeltrajektorien für Variante D . . . . .  | 112 |
| 7.74 | Fluidgeschwindigkeit für Variante D . . . . .  | 112 |
| 7.75 | Partikelvolumskonzentration für Variante E . . . . .   | 113 |
| 7.76 | Partikeltrajektorien für Variante E . . . . .  | 113 |
| 7.77 | Fluidgeschwindigkeit für Variante E . . . . .  | 113 |
| 7.78 | Verlauf des statischen Drucks entlang der Injektorachse . . . . .  | 114 |
| 7.79 | Druckaufbau im Injektor abhängig von der Beladung . . . . .  | 115 |
| 7.80 | Partikelvolumskonzentration im Injektor für den Scale-up Fall, $\mu = 2,1$ . . . .   | 115 |
| 7.81 | Projektion der Partikeltrajektorien im Injektor für den Scale-up Fall, $\mu = 2,1$ .   | 116 |
| 7.82 | Luftgeschwindigkeit für den Scale-up Fall, $\mu = 2,1$ . . . . .   | 116 |

# Tabellenverzeichnis

|      |  |    |
|------|--|----|
| 3.1  | Überdruck pneumatischer Förderanlagen [56] . . . . .   | 8  |
| 3.2  | Unterscheidung der Gutaufgabeinjektoren nach Druckbereichen mit Anhaltswerten bei $p_{sys} = 1bar$ , $d_P = 100\mu m$ , $\rho_P = 2650kg/m^3$ , $L_M/D_M = 4$ , $\eta_D = 0,85$ [33] . . . . . | 9  |
| 3.3  | Ausbreitungswinkel $\alpha$ runder turbulenter Unterschall-Freistrahlen [55] . . . . .   | 15 |
| 4.1  | Relevanzliste der Injektorströmung . . . . .   | 36 |
| 4.2  | Beziehungen zwischen den Größen der Kennzahlen bei vollständiger Ähnlichkeit [54] . . . . .  | 45 |
| 4.3  | Beispiel einer Beziehung zwischen Großausführung und Modell . . . . .  | 45 |
| 4.4  | Bedingungen für teilweise Ähnlichkeit („Ersatzbedingungen“) . . . . .  | 46 |
| 4.5  | Beispiel für die Anwendung der „Ersatzbedingung“ nach BARTH [5] . . . . .  | 47 |
| 4.6  | Angaben für die mit Holzstaub gefeuerte Gasturbine [24] . . . . .  | 48 |
| 4.7  | Allgemeine Angaben für den Scale-up Fall . . . . .   | 48 |
| 4.8  | Werte für die Injektorauslegung . . . . .  | 49 |
| 6.1  | Förderguteigenschaften [27] . . . . .  | 58 |
| 6.2  | Injektorgeometrie und Betriebseinstellungen des Injektors [27] . . . . .   | 58 |
| 6.3  | Ausgewählte Versuche für Niederdruckinjektoren [28] . . . . .  | 59 |
| 6.4  | Ausgewählte Versuche für Mitteldruckinjektoren [28] . . . . .  | 59 |
| 6.5  | Variation der Geometrie im Bereich Mischkammer-Fangdüse . . . . .  | 60 |
| 6.6  | Injektorgeometrie und Betriebseinstellungen des Injektors . . . . .  | 65 |
| 6.7  | Trajektorienbilanz . . . . .   | 65 |
| 6.8  | Verwendete Geometriemodelle . . . . .  | 72 |
| 6.9  | Bei den Messungen ermittelte Größen . . . . .  | 74 |
| 6.10 | Erforderliche Vorgaben für die Randbedingungen am Treibdüseneintritt . . . . .   | 75 |
| 6.11 | Werte für $Ma = 1$ im engsten Querschnitt für kalorisch ideales Gas ( $\kappa = 1,4$ ) . . . . .   | 76 |
| 7.1  | Messungen [27] und Berechnungen der Feststoffgeschwindigkeit $c_{Inj}$ am Injektoraustritt bei $\zeta = 0$ und $\mu = 1,0$ . . . . .   | 84 |

# Lebenslauf

Name: Michael Othmar Posch  
geboren am: 13. März 1969  
geboren in: Pöllau  
als Sohn von: Maria und Othmar Posch  
Familienstand: Verheiratet, 3 Kinder

1975 – 1979 Volksschule in Lermoos

1979 – 1983 Unterstufe des BRG Reutte

1983 – 1988 BRG Reutte, metallurgischer Zweig

Juni 1988 Matura

1988 – 1989 Grundwehrdienst Imst

1989 – 1998 Diplomstudium Wirtschaftsingenieurwesen  
Maschinenbau an der  
Technischen Universität Graz  
Studienzweig: Energietechnik

1997 Diplomarbeit bei der  
Steyr Daimler Puch Spezialfahrzeug AG

1998 – 2001 Vertragsassistent am  
Institut für Thermische Turbomaschinen und Energieanlagen  
der Technischen Universität Wien

2001 – Angestellter beim ÖFPZ Arsenal Ges.m.b.H.  
als nichtamtlicher Sachverständiger für das  
Bundesministerium für Verkehr Innovation und Technologie