



Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg
Hamburg University of Applied Sciences

Masterarbeit

Magda-Lena Siemers

Numerische Simulation von Zweiphasenströmungen in dem Ansaugtrakt einer Gasturbine zur Optimierung des austretenden Strömungsbildes

*Fakultät Technik und Informatik
Department Maschinenbau und Produktion*

*Faculty of Engineering and Computer Science
Department of Mechanical Engineering and
Production Management*

Magda-Lena Siemers

**Numerische Simulation von
Zweiphasenströmungen in dem
Ansaugtrakt einer Gasturbine zur
Optimierung des austretenden
Strömungsbildes**

Masterarbeit eingereicht im Rahmen der Masterprüfung

im Studiengang Nachhaltige Energiesysteme im Maschinenbau
am Department Maschinenbau und Produktion
der Fakultät Technik und Informatik
der Hochschule für Angewandte Wissenschaften Hamburg

in Zusammenarbeit mit:
Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg
Abteilung Energietechnik
Holstenhofweg 85
22043 Hamburg

Erstprüfer/in: Prof. Dr.-Ing. Rainer Stank
Zweitprüfer/in : Univ.-Prof. Dr.-Ing. Franz Joos

Abgabedatum: 08.09.2015

Zusammenfassung

Magda-Lena Siemers

Thema der Masterthesis

Numerische Simulation von Zweiphasenströmungen in dem Ansaugtrakt einer Gasturbine zur Optimierung des austretenden Strömungsbildes

Stichworte

Euler-Euler Methode, Euler-Lagrange Methode, Gasturbinenprozess, High-Fogging, Homogenisieren, Inhomogenitäten, Inlet-Fogging, numerische Strömungssimulation, Overspray-Fogging, Strömungsbild, Zweiphasenströmungen

Kurzzusammenfassung

In dieser Masterarbeit sind die Ergebnisse von numerischen Zweiphasensimulationen des Ansaugtraktes einer Gasturbine dargestellt, welche der Optimierung des austretenden Strömungsbildes dienen. Strömungsinhomogenitäten können den angrenzenden Verdichter beschädigen. In den simulierten Ansaugtrakt wurde Wasser eingedüst, um den Luftstrom zu kühlen und somit die Leistung der Gasturbine zu steigern. Anhand der Simulationen wurden Inhomogenitäten des austretenden Strömungsbildes aufgezeigt. Um die auftretenden Unstetigkeiten zu minimieren wurden Optimierungsansätze erarbeitet. Inhomogenitäten der Temperatur und der Feuchtebelastung sind nicht stark ausgeprägt und könnten durch zusätzliches Eindüsen von Wassertropfen an definierter Stelle angeglichen werden. Unterschiede in der Geschwindigkeit und aufgezeigte Turbulenzen sind geometriebedingt. Diese können durch eine Anpassung der Geometrie und durch die Verwendung von Leitblechen minimiert werden.

Magda-Lena Siemers

Title of the paper

Numerical Simulation of Two-Phase Flow inside the Inlet Duct of a Gas Turbine for Optimisation of the Outgoing Flow Pattern

Keywords

Eulerian-Eulerian method, Eulerian-Lagrangian method, flow pattern, gas turbine process, high fogging, homogenise, inhomogeneities, inlet fogging, numerical simulation, overspray fogging, two phase flow

Abstract

This master thesis presents the results of numerical two-phase flow simulations of a gas turbine inlet duct for optimisation of the outgoing flow pattern. To raise the performance of the gas turbine, water was sprayed into the air stream inside the inlet duct to cool it down. Inhomogeneities of the outgoing air flow pattern are revealed, which can damage the compressor of the gas turbine. Approaches to minimise these inhomogeneities are elaborated upon. Discontinuities of the temperature and the mass fraction were found to be insignificant but can be adjusted by using an additional water spray system. Differences in flow velocities and turbulences are conditioned by the geometry of the inlet duct. These can be reduced by changing the geometry and through the use of guide plates.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit ergreifen und mich bei den Personen bedanken, die mich während der Erstellung meiner Masterarbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Rainer Stank, der stets für mich ansprechbar war und mir beratend zur Seite stand.

Zusätzlich möchte ich mich bei dem Herrn Prof. Dr.-Ing. Franz Joos, dem Leiter des Laboratoriums für Strömungsmaschinen der Helmut-Schmidt-Universität bedanken, der die Erstellung dieser Abschlussarbeit erst ermöglicht hat.

Des Weiteren möchte ich mich bei Niklas Neupert, einem wissenschaftlichen Mitarbeiter der Helmut-Schmidt-Universität, für die gewissenhafte Betreuung dieser Arbeit bedanken.

Außerdem bin ich meiner Familie und meinen Freunden unter anderem für die moralische Unterstützung zu tiefem Dank verpflichtet.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	I
Symbolverzeichnis.....	IV
Abkürzungsverzeichnis	VII
Abbildungsverzeichnis.....	VIII
Tabellenverzeichnis	X
1. Einleitung.....	1
2. Stand der Technik.....	3
2.1 Der Gasturbinenprozess.....	3
2.2 Literaturrecherche.....	7
3. Aufgabenstellung.....	10
4. Grundlagen	11
4.1 Physikalische Grundlagen feuchter Luft.....	11
4.1.1 Relative Luftfeuchtigkeit	12
4.1.2 Feuchtebelastung.....	13
4.1.3 Relative Wasserbelastung	13
4.2 Grundlagen der Partikeltechnologie	13
4.3 Grundlagen der numerischen Strömungssimulation	16
4.3.1 Navier-Stokes Gleichungen	17
4.3.2 Turbulenzmodelle.....	24
4.3.3 Zweiphasensimulation.....	27
5. Simulation.....	35
5.1 Geometrieerzeugung.....	36
5.2 Gittergenerierung.....	38
5.3 Wichtige Randbedingungen und Rechenmodelle	42
5.3.1 Inlet-Fogging-System	43
5.3.2 Wesentliche Modelle des Präprozessors	44
5.4 Simulationsvarianten.....	46

6.	Ergebnisse der Simulationen, Berechnungen und Betrachtungen	48
6.1	Simulation ohne Transfervorgänge	48
6.2	Einfluss der Evaporationsmodellierung.....	51
6.3	Einfluss der Wassermenge auf das Evaporationsverhalten im Ansaugtrakt.....	52
6.4	Analyse des Strömungsbildes	60
6.5	Einfluss der Evaporation auf das austretende Strömungsbild	65
6.6	Analyse des Verlaufes der Stromlinien.....	67
7.	Ansätze der Strömungsbilddoptimierung	70
7.1	Tropfenspektrum.....	70
7.2	Turbulenz.....	70
7.3	Geschwindigkeit, Temperatur und Feuchtebelastung.....	71
8.	Kritische Betrachtung der Ergebnisse	73
8.1	Mögliche Fehlerquellen im Rahmen der Versuchsplanung	73
8.2	Mögliche Fehlerquellen bedingt durch die Simulation	73
8.2.1	Simulation der Transfervorgänge	74
8.2.2	Tropfensimulation	76
9.	Schlussbetrachtung	78
10.	Ausblick und weiteres Vorgehen.....	80
11.	Anhang.....	82
12.	Quellenverzeichnis	98

Symbolverzeichnis

Arabische Zeichen	Einheit	Bezeichnung
a	Beschleunigung	$\frac{m}{s^2}$
c	Schallgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
c_D	Widerstandsbeiwert	—
c_p	Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\frac{J}{K}$
c_μ	empirische Konstante	—
d	Partikeldurchmesser	m
d_{32}	Sauterdurchmesser	μm
dx, dy, dz	Kantenlänge	m
e	spezifische innere Energie	$\frac{J}{kg}$
f	Strömungsgröße, wie ρ, u, v, w und e	abhängig von der Strömungsgröße
f'	Schwankungswert der Strömungsgröße	abhängig von der Strömungsgröße
\bar{f}	Mittelwert der Strömungsgröße	abhängig von der Strömungsgröße
\bar{f}_F	Mittelwert der Strömungsgröße, flüssige Phase	abhängig von der Strömungsgröße
\bar{f}_G	Mittelwert der Strömungsgröße, gasförmig	abhängig von der Strömungsgröße
g_x, g_y, g_z	Anteil der Erdbeschleunigung in jeweilige Raumrichtung	$\frac{m}{s^2}$
h	spezifische Enthalpie	$\frac{J}{kg}$
k	turbulente kinetische Energie	$\frac{m^2}{s^2}$
k	Phase (gasförmig, flüssig)	
m	Masse	kg
\dot{m}	Massenstrom	$\frac{kg^3}{s}$
\dot{m}_{H_2O}	Massenfluss, Wasser	$\frac{s}{kg}$
\dot{m}_L	Massenfluss, Luft	$\frac{s}{kg}$
$m_{L,t}$	Masse, trockene Luft	kg
m_p	Masse eines Partikels	kg
m_W	Masse, Wasserdampf	g
n	Streuungsparameter, RRSB Partikelgrößenverteilung	—
p	Druck	$\frac{N}{m^2}$
p_{scale}	Skalierungsdruck	bar
p_{stau}	Staudruck, gemittelt	bar
p_t	Totaldruck, gemittelt	bar
p_t'	Totaldruck, lokal	bar
p_v	Partialdruck, Wasserdampf	bar
p_{ver}	Druckverzerrung	—
$p_{v,s}$	Sättigungspartialdruck, Wasserdampf	bar
Q_0	Anzahlverteilungsdichte	$\frac{1}{\mu m}$

\dot{q}_L	spezifische Wärmeleitung	$\frac{J}{kg}$
q_r	Verteilungsdichte, allgemein	$\frac{1}{\mu m}$
\dot{q}_S	spezifische Wärmestrahlung	$\frac{J}{kg}$
r	Mengenart (Anzahl, Länge, Fläche, Volumen, Masse)	—
t	Zeit	s
u, v, w	Geschwindigkeitsanteil	$\frac{m}{s}$
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor	$\frac{s}{m}$
\vec{u}_p	Geschwindigkeitsvektor eines Partikels	$\frac{s}{m}$
v	Strömungsgeschwindigkeitskomponente, senkrecht auf durchströmter Fläche	$\frac{s}{m}$
v	Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
v_{rel}	Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel, auch Anströmgeschwindigkeit genannt	$\frac{s}{m}$
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten	m
x	Partikeldurchmesser	μm
x'	Lageparameter, RRSB Partikelverteilung	μm
x_f	Feuchtebelastung	$\frac{g}{kg}$
$x_{h,r}$	Modalwert	μm
x_{max}	maximaler Partikeldurchmesser	μm
x_{min}	minimaler Partikeldurchmesser	μm
Δx_{mol}	Molbeladungsdifferenz	—
\vec{x}_p	Ortsvektor eines Partikels	m
x_w	relative Wasserbelastung	%
A	durchströmte Fläche	m^2
A^*	stoffspezifischer Parameter	—
A_{trans}	Austauschfläche	m^2
B^*	stoffspezifischer Parameter	K
C^*	stoffspezifischer Parameter	K
D	Diffusionskoeffizient	$\frac{m^2}{s}$
E_{ges}	Gesamtenergie	J
E_{in}	innere Energie	J
E_{kin}	kinetische Energie	J
F	Kraft	N
F_D	Widerstandskraft	N
F_x	Kraft in x-Richtung	N
Ma	Machzahl	—
\vec{N}	Navier-Stokes Gleichungen	
\vec{N}_k	Navier-Stokes Gleichungen der Phase k	
Nu	Nusseltzahl	—
$P_{1 \rightarrow 2}$	Antriebsleistung	W
$P_{3 \rightarrow 4}$	abgegebenen Turbinenleistung	W
Pr	Prandtlzahl	—
\dot{Q}	Wärmestrom	W
Q_0	Anzahlverteilungssumme	—
Q_r	Verteilungssumme, allgemein	—
Re_p	Partikel-Reynoldszahl	—

RH	relative Feuchtigkeit	%
RH_{ein}	Luftfeuchtigkeit der einströmenden Luft	%
S	Entropie	$\frac{J}{K}$
Sh	Sherwoodzahl	—
S_V	spezifische Oberfläche	$\frac{1}{\mu m}$
T	Temperatur	K
ΔT	Temperaturdifferenz	K
T_{ein}	Temperatur der einströmenden Luft	K
$\Delta T_{ein \rightarrow IG\dot{V}}$	Temperaturdifferenz (Lufttritt bis Verdichtereintritt)	K
$T_{IG\dot{V}}$	Temperatur auf Höhe der IG\dot{V}	K
T_p	Partikeltemperatur	K
V	Volumen	m^3
\dot{V}	Volumenstrom	$\frac{m^3}{s}$
$\dot{V}_{H_2O, Düse}$	Volumenstrom je Düse	$\frac{l}{min}$
\dot{W}	Leistung	W
We	Weberzahl	—

Griechische Zeichen	Einheit	Bezeichnung
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2 K}$
α	halber Spraywinkel	$^\circ$
β	Stoffübergangskoeffizient	$\frac{m}{s}$
γ	Oberflächenspannung	$\frac{N}{m}$
ε	turbulente Dissipationsrate	$\frac{m^2}{s^3}$
ε_k	Phasenfunktion der Phase k	—
η_c	dynamische Viskosität der kontinuierlichen Phase	$Pa \cdot s$
λ	Wärmeleitkoeffizient	$\frac{W}{m K}$
λ_c	Wärmeleitkoeffizient der kontinuierlichen Phase	$\frac{W}{m K}$
μ_T	Wirbelviskosität	$\frac{Ns}{m^2}$
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
ρ_c	Dichte der kontinuierlichen Phase	$\frac{kg}{m^3}$
$\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$	Normalspannungen	$\frac{N}{m^2}$
$\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yx}, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{zy}$	Schubspannungen	$\frac{N}{m^2}$
ω	turbulente Frequenz	$\frac{1}{s}$

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
1D	1 dimensional
3D	3 dimensional
bspw.	beispielsweise
bzw.	beziehungsweise
exp	experimentell
incl.	inklusive
k.A.	keine Angabe
vgl.	vergleiche
CAD	Computer Aided Design, rechnergestütztes Konstruieren
CFD	Computational Fluid Dynamics, numerische Strömungsmechanik
EE	Euler-Euler
EL	Euler-Lagrange
EU	Europäische Union
EU ETS	EU Emissions Trade System, europäischer Emissionsrechtehandel
GT	Gasturbine
IAPWS	International Association for the Properties of Water and Steam, internationaler Verband für die Erforschung der Eigenschaften von Wasser und Wasserdampf
IGV	Inlet-Guide-Vanes
Mio.	Million
RRSB	Rosin Rammler Sperling Bennert
SST-Modell	Shear-Stress-Transport-Modell, Schubspannungsmodell

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2-1: Schnittbild einer stationären Gasturbine [5]	4
Abbildung 2-2: T-S-Diagramm des Joule-Prozesses, in Anlehnung an [10].....	4
Abbildung 2-3: Temperaturabhängigkeit des Gasturbinenprozesses, in Anlehnung an [20]	6
Abbildung 2-4: Leistungssteigerung in Abhängigkeit der eintretenden Luftbedingungen [20].....	7
Abbildung 4-1: Darstellung der Verteilungssumme und der Verteilungsdichte, in Anlehnung an [30]	14
Abbildung 4-2: Verteilungsdichte, stetig und als Histogramm, in Anlehnung an [30].....	15
Abbildung 4-3: Massenströme an infinitesimal kleinem Volumenteil [19].....	18
Abbildung 4-4: Übersicht der auf Fluidelemente wirkenden Kräfte [19].....	20
Abbildung 4-5: Auf infinitesimal kleines Volumenelement wirkenden Kräfte in x-Richtung [19]	20
Abbildung 4-6: Leistungs- und Wärmeflüsse an infinitesimal kleinem Volumenelement (x-Richtung) [19].....	23
Abbildung 4-7: Turbulenter Verlauf von Strömungsgrößen, in Anlehnung an [18].....	24
Abbildung 4-8: Zeitlicher Verlauf einer Strömungsgröße, in Anlehnung an [18].....	28
Abbildung 4-9: Lagrange Beschreibung, Partikel auf einer Partikelbahn, in Anlehnung an [18]	30
Abbildung 5-1: 3D-Modell des Ansaugtraktes.....	36
Abbildung 5-2: Innenansicht des Ansaugtraktes.....	37
Abbildung 5-3: Besondere Gitterformen [18]	38
Abbildung 5-4: Gitteranpassung an Strömungshindernissen.....	39
Abbildung 5-5: Rechengitter	40
Abbildung 5-6: Netzunabhängigkeitsanalyse incl. Vergleich zum geteilten Modell	42
Abbildung 6-1: Druckverzerrung auf Höhe der IGV; links: Modellversuch; rechts: Simulation	49
Abbildung 6-2: Geschwindigkeitsverläufe Simulation und [34]	50
Abbildung 6-3: Austrittstemperatur in Abhängigkeit der relativen Wasserbeladung	53
Abbildung 6-4: Evaporation und Kondensation in Abhängigkeit der eingedüsten Wassermenge	54
Abbildung 6-5: Lage der Auswerteebenen.....	55
Abbildung 6-6: Unterteilung des Ansaugtraktes für die weitere Analyse.....	55
Abbildung 6-7: Normierter Flächen- und Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit des normierten Abstandes	56
Abbildung 6-8: Angepasster, normierter Flächen- und Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit des normierten Abstandes.....	57
Abbildung 6-9: Verlauf der relativen Luftfeuchtigkeit in Abhängigkeit der eingedüsten Wassermenge.....	58
Abbildung 6-10: Feuchtebeladung über der Normierten Zeit.....	59
Abbildung 6-11: Tropfenverteilung (links) und Volumenanteil (rechts) auf Höhe der IGV	61
Abbildung 6-12: Verteilung der kinetischen Turbulenzenergie auf Höhe der IGV.....	62
Abbildung 6-13: Darstellung der Geschwindigkeit (links), der Temperatur (mittig) und der relativen Luftfeuchtigkeit (rechts).....	62

Abbildung 6-14: Feuchtebelastung auf Höhe der IGV	64
Abbildung 6-15: Temperaturreduzierung auf Höhe der IGV.....	65
Abbildung 6-16: Änderung der Feuchtebelastung auf Höhe der IGV	66
Abbildung 6-17: Stromlinienverlauf in Abhängigkeit von x.....	67
Abbildung 6-18: Stromlinienverlauf nahe des Randes.....	68
Abbildung 6-19: Stromlinienverlauf in Abhängigkeit von y.....	68
Abbildung 6-20: Stromlinien aus oberen Bereich	69
Abbildung 7-1: Zusätzliches Spraysystem incl. Feuchtebelastung in der Schnittebene Interface1 Side 2	72
Abbildung 7-2: Stromlinien eines zusätzlichen Spraysystems.....	72
Abbildung 11-1: RRSB Diagramm	82
Abbildung 11-2: Aufbau des Strömungskanals [24]	83
Abbildung 11-3: Austrittstemperaturen der neun Messpunkte	84
Abbildung 11-4: Temperaturverteilung auf der Symmetrieebene des Strömungskanals	85
Abbildung 11-5: Verteilung der relativen Luftfeuchtigkeit auf der Symmetrieebene des Strömungskanals	85
Abbildung 11-6: Verteilungssumme der Tropfenverteilung am Einlass und am Auslass.....	86
Abbildung 11-7: Datenblatt der PJ Nebeldüsen	87
Abbildung 11-8: Tropfenverteilungen der PJ6 Nebeldüse	88
Abbildung 11-9: Bereiche, in denen gilt: $Ma > 1$	89
Abbildung 11-10: Temperaturverteilung auf der Symmetrieebene	90
Abbildung 11-11: Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH60-1,0)	94
Abbildung 11-12: Temperaturverläufe in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH60-1,0)	95
Abbildung 11-13: Temperaturverläufe in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH10-0,0 und T290-RH10-1,0)	96
Abbildung 11-14: Verläufe der Feuchtebelastung in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH10-1,0).....	97

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2-1: Nachrüstmaßnahmen zur Leistungssteigerung und Erhöhung des Wirkungsgrades nach [20]	5
Tabelle 4-1: Antoine-Koeffizienten [29]	12
Tabelle 4-2: Übersicht der Mengenarten	14
Tabelle 4-3: Beispiele für Zweiphasenströmungen	27
Tabelle 4-4: Ansätze für die Simulation von Zweiphasenströmungen.....	27
Tabelle 5-1: Charakteristische Größen des Rechengitters	41
Tabelle 5-2: Kenndaten, Inlet-Fogging-System	44
Tabelle 5-3: Simulationsvarianten.....	47
Tabelle 6-1: Übersicht der eingedüsten und austretenden Wassermassenströme und der Temperaturdifferenzen	54
Tabelle 8-1: Zusätzliche Simulationsvarianten	74
Tabelle 8-2: Temperaturdifferenzen bei geänderten Randbedingungen	75
Tabelle 8-3: Abschätzung der Leistungssteigerungen.....	75
Tabelle 11-1: Präprozessoreinstellungen - Inlet und Straysystem	92
Tabelle 11-2: Präprozessoreinstellungen –Solver Control, Histogram, Wall und Interfaces	93

1. Einleitung

Aufgrund des weltweit steigenden Energiebedarfs und der dadurch zunehmenden Belastung für Mensch und Umwelt wird eine Energiewende angestrebt. Diese wird durch gesetzliche Vorgaben gelenkt. So beschreibt beispielsweise das Kyoto-Protokoll-Folgeabkommen EU-ETS III, die so genannten 20-20-20 Ziele der EU. Hiernach sollen die Treibhausgasemissionen im Vergleich zum Jahr 1990 bis 2020 um 20 % reduziert werden. Zusätzlich soll die Energieeffizienz im Vergleich zu einer Entwicklung ohne weitere Effizienzanstrengungen um 20 % gesteigert werden und die Nutzung der erneuerbaren Energien soll bis 2020 20 % des gesamten Energieverbrauchs ausmachen. [36]

Eine Steigerung des Anteils der regenerativen Energien an dem so genannten Energiemix wird verstärkt zu wetterbedingten Fluktuationen der Energieproduktion führen. Für eine Stabilisation der Netzfrequenz wird es daher immer wichtiger, diese Schwankungen auszugleichen. Stationäre Gasturbinen mit evaporationsgekühlter Ansaugluft eignen sich, um kurzfristig das Energieangebot auszugleichen und somit die Netzfrequenz zu stabilisieren.

Gasturbinen zeichnen sich durch gewisse Vorteile aus, welche ihre Bedeutung in der aktuellen Energiewende begründen. Sie sind universell einsetzbar, daher können sie sowohl als Grundlast-, als auch als Mittellastkraftwerke genutzt werden. Durch ihre relativ kurzen Anfahrzeiten können sie auch als Spitzenlastkraftwerk eingesetzt werden. Bei geringen Investitionskosten zeichnen sie sich durch kurze Errichtungs- und Amortisationszeiten aus. Im Betrieb emittieren sie vergleichsweise wenig Treibhausgase und andere Schadstoffe. [20]

Die Leistung einer Gasturbine kann zur Deckung von Lastspitzen zusätzlich durch den Gebrauch von Wasserspraysystemen gesteigert werden. Das Potenzial der Verdunstungskühlung bei Gasturbinen liegt in der Temperaturabsenkung der in den Verdichter einströmenden Luft. Aufgrund dieser Reduktion kommt es zu einer Steigerung der Dichte und folglich zu einer Massenstromerhöhung. Schlussendlich wird hierdurch die Leistung der Gasturbine gesteigert. Durch die direkte Proportionalität der Verdichterleistung von der Eintrittstemperatur lässt sich bei einer Temperaturreduzierung je Kelvin laut [7] eine Leistungssteigerung um 0,5-0,9 % erzielen.

Laut [5] können die Stickoxidemissionen durch das Einspritzen von Wasser in den Gasturbinenprozess sogar noch weiter reduziert werden.

In dem Ansaugtrakt einer Gasturbine werden neben möglichen Spraysystemen auch Einbauten, wie Filter und Schalldämpfer verwendet. Diese dienen dem Schutz des angrenzenden Verdichters und

der Schallminimierung. Das austretende Strömungsbild muss zum Schutz des Verdichters möglichst homogen sein. Unstetigkeiten können den Verdichter beschädigen und somit hohe Kosten verursachen. Bei der Verdunstungskühlung sind Informationen über das Strömungsverhalten in dem Ansaugtrakt von besonderer Bedeutung, da sich aufgrund der Evaporation das Strömungsbild verändern kann. Zusätzlich besteht die Gefahr des abrasiven Verschleißes. Gelangen Wassertropfen bis in den Verdichter, können diese die Verdichterschaufeln beschädigen.

In dieser Ausarbeitung wird das Strömungsverhalten in dem Ansaugtrakt einer Gasturbine mit Hilfe von numerischen Strömungssimulationen analysiert. Zunächst wird das austretende Strömungsbild ohne den Einfluss der Wassereindüsung untersucht. In diesem Zusammenhang werden Unstetigkeiten aufgezeigt. Anschließend wird der Einfluss der Wassertropfeneindüsung auf das Strömungsverhalten analysiert. Auf Basis dieser Untersuchungen werden Optimierungsansätze formuliert, um das austretende Strömungsbild möglichst homogen zu gestalten.

Nachfolgend wird in Kapitel 2 zunächst der Stand der Technik dargestellt. In diesem Zusammenhang werden Grundlagen des Gasturbinenprozesses erklärt. Zusätzlich sind die Ergebnisse einer Literaturrecherche zusammengetragen, aus welcher die in Kapitel 3 ausführlich beschriebene Aufgabenstellung dieser Ausarbeitung hervorgeht. In Kapitel 4 sind die für diese Arbeit wichtigsten Grundlagen dargelegt, welche sich mit der Thematik der feuchten Luft, der Partikeltechnologie und der numerischen Strömungssimulation befassen. Anschließend wird in Kapitel 5 explizit auf die Simulation des Ansaugtraktes einer Gasturbine eingegangen. Nach der Darstellung der Geometrieerzeugung und der Gittergenerierung, werden die wichtigsten Randbedingungen und Rechenmodelle aufgezeigt. Anschließend sind die durchgeführten Simulationsvarianten zusammengefasst. Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen sind in Kapitel 6 zusammengetragen. Zunächst ist eine Validierung der Strömungssimulation anhand einer Rechnung ohne Wärme- und Stoffaustausch dargestellt, danach wird der Einfluss der Transfermodellierung untersucht. Anschließend wird der Einfluss der eingedüsten Wassermenge analysiert. Aufgrund dieser Analyse wird ein Referenzfall bestimmt, anhand dessen das Strömungsbild untersucht wird. In diesem Zusammenhang werden Unstetigkeiten des austretenden Strömungsbildes aufgezeigt. Im Anschluss wird der Einfluss des Wärme- und Stoffaustausches auf das Strömungsbild untersucht. Das Kapitel 6 endet mit einer Analyse des Strömungsverlaufes innerhalb des Ansaugtraktes. Diese dient den in Kapitel 7 dargestellten Ansätzen der Strömungsbildoptimierung. Nachdem die erzielten Ergebnisse in Kapitel 8 kritisch hinterfragt werden, ist schließlich in Kapitel 9 eine Schlussbetrachtung dargestellt. In Kapitel 10 sind Ansätze aufgezeigt, die weiterführend betrachtet werden sollten.

2. Stand der Technik

Das Eindüsen von Wassertropfen in Gasturbinen ist heutzutage ein gewöhnliches Verfahren, um dessen Leistungen zu steigern oder um diese zu regulieren [12]. In Abhängigkeit des Ortes, in dem die Verdunstung stattfindet, werden zwei Eindüsenmethoden unterschieden:

- 1) Inlet-Fogging
- 2) High-Fogging

Beim Inlet-Fogging verdunstet das eingebrachte Wasser nahezu vollständig noch vor dem Eintritt in den Verdichter. Verdunsten die eingedüsten Tropfen erst in dem Verdichter, so wird diese Methode High- oder auch Overspray-Fogging genannt. [23] Verdampft das Wasser während der Kompressionsphase, wird der Kompressionsvorgang auch als Wet Compression bezeichnet [20].

Um den Nutzen des EindüSENS zu verdeutlichen, folgt in der Sektion 2.1 eine kurze Erklärung des Gasturbinenprozesses. Anschließend sind in Sektion 2.2 die Ergebnisse der Literaturrecherche zu dem Thema des Strömungsverhaltens in einem Gasturbinenansaugtrakt zusammengetragen.

2.1 Der Gasturbinenprozess

Das Prinzip des Gasturbinenprozesses kann durch drei Hauptkomponenten beschrieben werden: Den Verdichter, die Brennkammer und die Turbine, die wiederum den Verdichter antreibt.

Diese drei Komponenten sind in der Abbildung 2-1 in einem Schnittbild durch eine stationäre Gasturbine dargestellt.

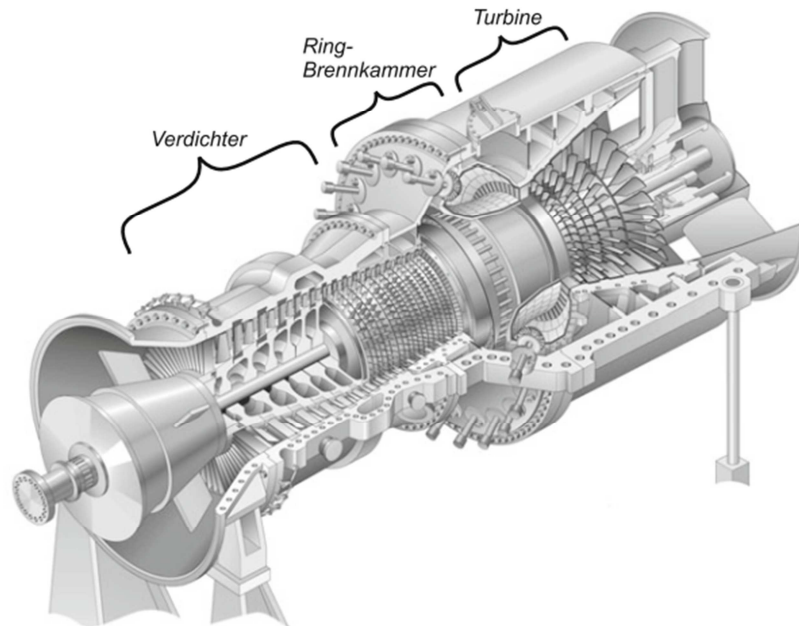


Abbildung 2-1: Schnittbild einer stationären Gasturbine [5]

Der in dieser Anlage stattfindende Gasturbinenprozess lässt sich idealisiert durch den Joule-Prozess darstellen. Der Joule-Prozess stellt in der Thermodynamik einen rechtsdrehenden Kreisprozess dar, der die folgenden Schritte umfasst:

- 1 → 2 isentrope Kompression (Verdichter)
- 2 → 3 isobare Wärmezufuhr (Brennkammer)
- 3 → 4 isentrope Expansion (Gasturbine)
- 4 → 1 isobare Wärmeabfuhr (an Umgebung)

Abbildung 2-2 veranschaulicht die Schritte 1 – 4 des Joule-Prozesses in einem Temperatur-Entropie-Diagramm (T-S-Diagramm).

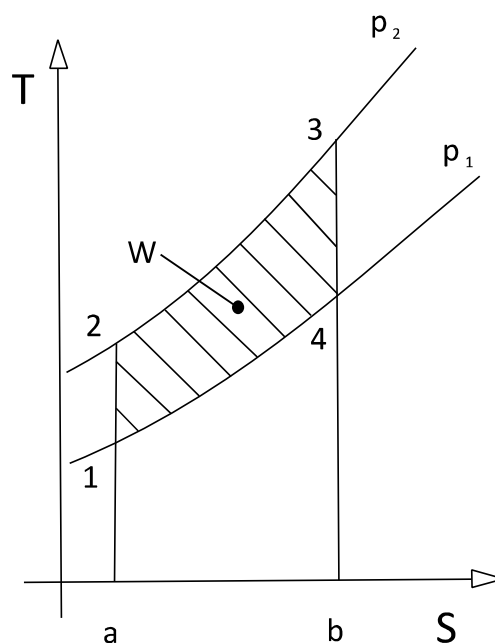


Abbildung 2-2: T-S-Diagramm des Joule-Prozesses, in Anlehnung an [10]

Die nutzbare Energie der Gasturbine ist im realen Prozess durch Wärme- und Dissipationsverluste kleiner, als bei dem idealisierten Joule-Prozess.

Die von der Turbine abgegebene Nutzleistung entspricht der vom Kreisprozess eingeschlossenen Fläche im T-s-Diagramm [8]. Sie dient teilweise dem Antrieb des Verdichters. Reale Leistungsverhältnisse der Antriebsleistung ($P_{1\rightarrow 2}$) zur abgegebenen Leistung ($P_{3\rightarrow 4}$) betragen laut [5] etwa 50 %.

Zur Steigerung der Turbinenleistung und des Wirkungsgrades gibt es verschiedene technisch bewährte Nachrüstungsmaßnahmen. Diese werden mit ihren Auswirkungen auf den Gasturbinenprozess (GT-Prozess) und dessen Wirkungsgrad in [20] dargestellt. Tabelle 2-1 fasst die für diese Arbeit wichtigsten zwei Maßnahmen und deren Auswirkungen zusammen.

Tabelle 2-1: Nachrüstmaßnahmen zur Leistungssteigerung und Erhöhung des Wirkungsgrades nach [20]

Option	GT-Prozess Leistung	Wirkungsgrad
Erhöhung des Verdichtereintrittsmassenstroms	↑	=
Verdunstungskühlung im Ansaugtrakt	↑	↑
Mit:		
↑	Steigerung	
=	nicht oder nur leicht beeinflusst	

Die Verdunstungskühlung im Ansaugtrakt wirkt sich positiv auf den Gasturbinenprozess und dessen Wirkungsgrad aus. Gelangen die in den Ansaugtrakt eingespritzten Wassertropfen in den Verdichter, verändert sich die Gaszusammensetzung des Massenstroms. Die Evaporationsvorgänge im Verdichter und die geänderte Wärmekapazität des Massenstroms beeinflussen den gesamten Gasturbinenprozess.

Der Gasturbinenprozess ist unter anderem Temperaturabhängig. Abbildung 2-3 zeigt diesen Einfluss anhand von zwei verschiedenen Eintrittstemperaturen.

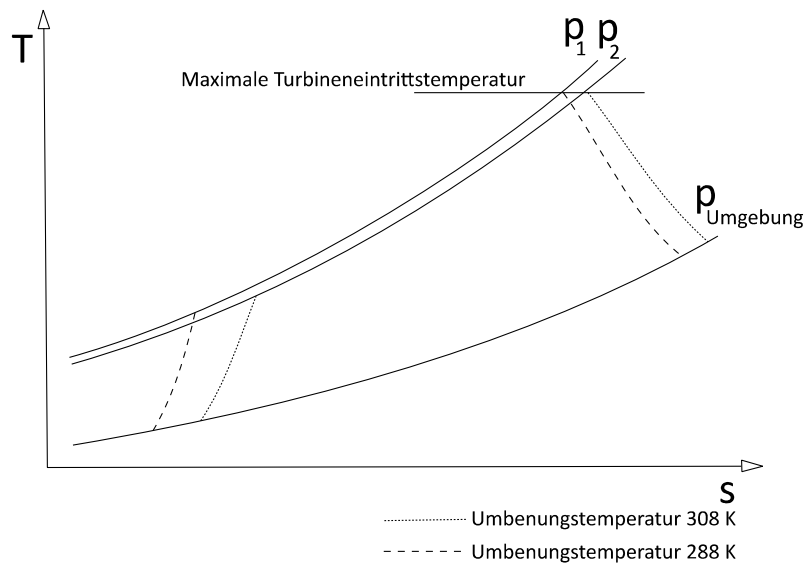


Abbildung 2-3: Temperaturabhängigkeit des Gasturbinenprozesses, in Anlehnung an [20]

Durch die Abhängigkeit des Gasturbinenprozesses von der Umgebungstemperatur, ist auch die Turbinenleistung temperaturabhängig. Allgemein lässt sich zusammenfassen, dass sich die Turbinenleistung durch eine Absenkung der Eintrittstemperatur je Kelvin um 0,5 – 0,9 % steigern lässt [7].

Durch das Eindüsen von Wasser in den Ansaugtrakt erhöht sich der Massenstrom einerseits aufgrund der temperaturbedingten Dichteerhöhung und andererseits um die Masse des eingedüsten Wassers. Wie der Tabelle 2-1 zu entnehmen ist, bewirkt eine Erhöhung des Verdichtereintrittsmassenstromes eine Steigerung der Gasturbinenleistung.

Der positive Einfluss der Verdunstungskühlung im Ansaughaus lässt sich somit direkt auf die Temperaturabsenkung und die Massenstromerhöhung zurückführen.

In der nachfolgenden Abbildung 2-4 ist die elektrische Leistungssteigerung einer Gasturbine des Typs W501-D5A, in Abhängigkeit der Temperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit der Ansaugluft dargestellt.

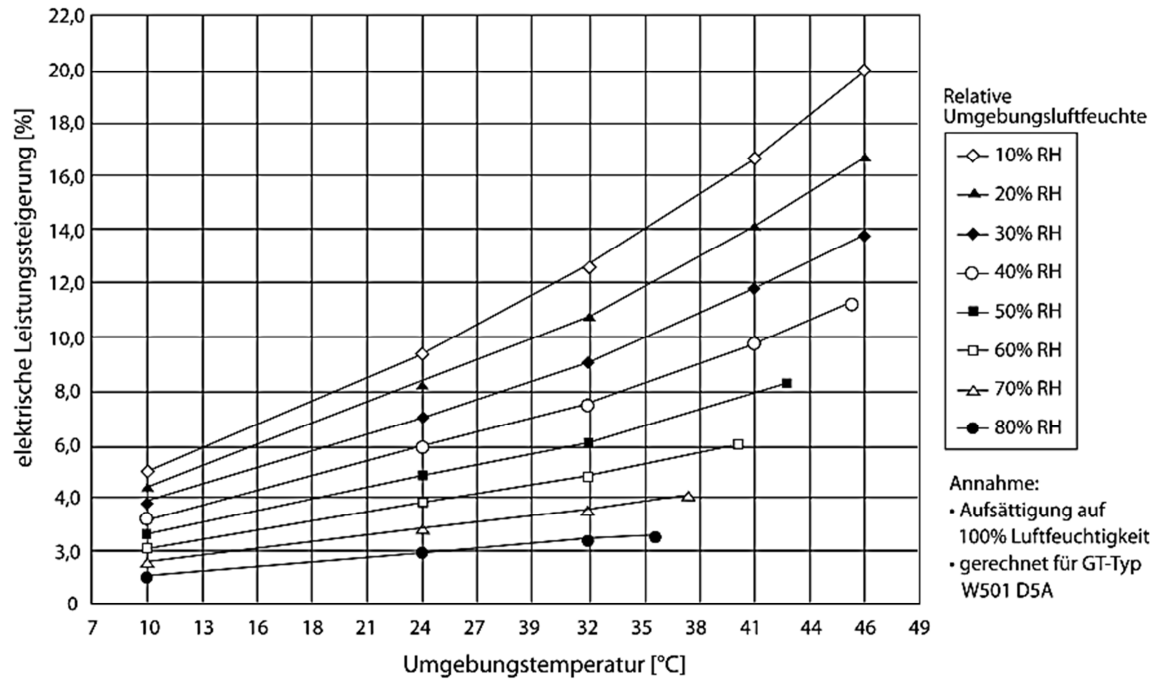


Abbildung 2-4: Leistungssteigerung in Abhängigkeit der eintretenden Luftbedingungen [20]

In relativ trockenen und heißen Umgebungen ist das Eindüsen somit effektiver, als bei geringen Umgebungstemperaturen oder hohen Luftfeuchtigkeiten.

2.2 Literaturrecherche

Es gibt zahlreiche Veröffentlichungen, die sich mit dem Wassereintrag in den Gasturbinenprozess befassen. Nachfolgend sind die Publikationen zusammengestellt, die für diese Ausarbeitung die größte Bedeutung haben.

Der positive Effekt des Wassereintrags in Gasturbinen ist schon lange bekannt, 1963 wurde in [14] die Thermodynamik der Wet Compression analysiert. So wie diese Veröffentlichung konzentrieren sich die meisten Publikationen, welche sich mit der Verdunstung von Wassertropfen in Gasturbinen befassen, auf die Analyse der Phänomene innerhalb der Verdichter. Beispielsweise wurden in [9] die Ergebnisse von experimentellen Felduntersuchungen verschiedener GT24/26 Gasturbinen mit Overspray-Fogging zusammengestellt. Darüber hinaus befassen sich numerische Studien mit ganzen Verdichtern [22], Kompressorkaskaden oder Schaufelreihen, siehe hierfür [28] und [31].

Des Weiteren gibt es Veröffentlichungen, die die Strömungen in dem Ansaugtrakt einer Gasturbine thematisieren. Beispielsweise werden in [34] verschiedene Ansaugtraktgeometrien hinsichtlich des Druckverlustes und der Homogenität des austretenden Strömungsbildes analysiert. Für diese Analysen wurden Messungen an einem maßstabsgetreuen Modell und an einem realen Ansaugtrakt vorgenommen. Anhand der hier dargestellten, optimalen Geometrie wurde an der Helmut-Schmidt-Universität mit der 3D-CAD-Konstruktionssoftware SolidWorks ein Modell erstellt. Dieses dient der vorliegenden Arbeit als Grundlage für die Strömungssimulation.

Die Geometrie des in [34] dargestellten, optimalen Ansaugtraktes wurde in [11] untersucht. Hier wurden auf einer idealen Strömungslinie verschiedene Ebenen in dem Ansaugtrakt definiert. Diese Ebenen wurden genutzt, um ein gerades Strömungsrohr zu modellieren, welches den Flächenverlauf des Ansaugtraktes repräsentiert. Eine solche Betrachtung des Ansaugtraktes wurde auch in [12] aufgegriffen. In diesem Artikel wurde der Einfluss von der Verdunstung auf die Eintrittsbedingungen an einem Verdichter anhand eines repräsentativen Flächenverlaufs mit Hilfe einer eindimensionalen (1D) Modellbetrachtung dargestellt. Ein Schwerpunkt lag hier auf der Analyse des bestehenden Vereisungsrisikos, welches durch die Wassereindüsung zur Netzstabilisierung entstehen kann.

Neben der in [12] dargestellten 1D-Betrachtung gibt es auch Publikationen, die sich mit der Analyse von Tropfen und Evaporationsprozessen in 3D befassen. [26] und [27] beschreiben das Tropfenverhalten innerhalb eines Ansaugtraktes, ohne Wärme- und Stoffaustauschtransfervorgänge zu berücksichtigen.

In [27] werden unter anderem die Tropfenbahnen von zwei verschiedenen Tropfenklassen des Overspray-Foggings analysiert. Bei dieser Analyse wird die Annahme getroffen, dass die strömende Luft bereits gesättigt ist und somit kein Wasser evaporiert. Anhand der Tropfenpositionen am Verdichtereintritt war ersichtlich, dass die Tropfen dazu neigen, nahe dem Zentrum in den Verdichter zu gelangen. Es konnte geschlussfolgert werden, dass größere Tropfen zu dieser Tendenz stärker neigen als kleine.

Um bei Bedarf Verschmutzungen von den Verdichterschaufeln zu lösen, gibt es so genannte Compressor Washing Systeme. Diese befinden sich meist direkt vor dem Verdichtereintritt. Für das Waschen der Verdichterschaufeln werden größere Wassertropfen eingespritzt, als beispielsweise bei dem Inletfogging, bei dem die Wassertropfen schnell verdampfen sollen und somit eine größere Oberfläche benötigen. In [26] wird das Tropfenverhalten von einem Compressor-Washing System untersucht. Aufgrund der kurzen Verweilzeit und der relativ großen Tropfen wurde auch hier die Evaporation vernachlässigt.

Die Position des Inlet-Fogging-Systems ist nicht fest vorgeschrieben. Dieses kann zum Beispiel vor oder nach den Schalldämpfern in einem Ansaugtrakt eingebaut sein. Untersuchungen der Sprayposition in Relation zu den Schalldämpfern sind in [16] dargestellt. Hier wurde der Einfluss der Position auf das Evaporationsverhalten dargestellt. Die Ergebnisse basieren auf Strömungssimulationen, welche mit der Software FLUENT durchgeführt wurden. Es wird in [16] geschlossen, dass das Spray vor den Schalldämpfern lediglich zu einer geringen Verbesserung der Kühlleistung führt und somit auch hinter diesen platziert werden kann. Diese Analyse basierte auf einer vereinfachten Geometrie eines Ansaugtraktes. Die durchströmte Fläche war annähernd konstant und Einbauten, die ein Strömungshindernis darstellen wurden nicht berücksichtigt.

In der vorliegenden Arbeit sollen die aufgezeigten Ansätze aus der Literatur weitergeführt werden. Anhand der in [34] und [11] aufgeführten Geometrie, soll das austretende Strömungsbild ähnlich wie in [26] und [27] analysiert werden. Hierbei sind jedoch wie in [12] und [16] Evaporations- und Kondensationsphänomene zu berücksichtigen.

3. Aufgabenstellung

Gegenstand der vorliegenden Masterarbeit ist die numerische Strömungssimulation des Ansaugtraktes einer Gasturbine.

Zunächst soll in diesem Zusammenhang ein bestehendes 3D Modell eines Ansaugtraktes angepasst werden, sodass dieses zur Netzgenerierung der nachfolgenden Strömungssimulationen genutzt werden kann.

Anschließende Simulationen von Zweiphasenströmungen sind mit der Simulationssoftware ANSYS CFX durchzuführen.

In dem Ansaugtrakt sind mögliche Evaporations- und Kondensationsvorgänge darzustellen.

Zusätzlich ist das austretende Strömungsbild zu analysieren. In diesem Zusammenhang sind bestehende Inhomogenitäten aufzuzeigen.

Aufgrund dieser Analysen sollen Ansätze erarbeitet werden, die es ermöglichen, das austretende Strömungsbild möglichst homogen zu gestalten.

4. Grundlagen

In diesem Kapitel werden sowohl physikalische Zusammenhänge erklärt, als auch relevante Begriffe beschrieben, um den Kontext der vorliegenden Arbeit verständlich zu machen. Nachdem in Sektion 4.1 physikalische Grundlagen der feuchten Luft erläutert werden, sind in Sektion 4.2 die wichtigsten Grundlagen der Partikeltechnologie zusammengefasst. Sektion 4.3 stellt die Grundlagen der numerischen Strömungssimulation zusammen.

4.1 Physikalische Grundlagen feuchter Luft

In diesem Abschnitt werden die nachfolgend aufgezählten Begriffe erläutert, welche zur Beschreibung feuchter Luft oder zur Charakterisierung der in dem Ansaugtrakt eingedüsten Wassermenge genutzt werden:

- relative Luftfeuchtigkeit
- Feuchtebeladung
- relative Wasserbeladung
- absolute Wasserbeladung

4.1.1 Relative Luftfeuchtigkeit

Die relative Luftfeuchtigkeit RH beschreibt bei einer gegebenen Temperatur das Verhältnis des partiellen Druckes des Wasserdampfes p_v zum maximal möglichen Sättigungspartialdruck des Wasserdampfes $p_{v,s}$ [33]. Dieser Zusammenhang kann durch die nachfolgende Gleichung (4.1) beschrieben werden.

$$RH = \frac{p_v}{p_{v,s}} \cdot 100\% \quad (4.1)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
RH	relative Feuchtigkeit	%
p_v	Partialdruck, Wasserdampf	bar
$p_{v,s}$	Sättigungspartialdruck, Wasserdampf	bar

Zur Modellierung der relativen Feuchtigkeit kann der Sättigungspartialdruck des Wasserdampfes $p_{v,s}$ über die nachfolgende, empirische Gleichung berechnet werden. Diese wird auch als Antoine-Gleichung bezeichnet und ist in Gleichung (4.2) dargestellt. [2] [29]

$$p_{v,s} = p_{scale} \cdot 10^{A^* - \frac{B^*}{T+C^*}} \quad (4.2)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
$p_{v,s}$	Sättigungspartialdruck, Wasserdampf	bar
p_{scale}	Skalierungsdruck	bar
A^*	stoffspezifischer Parameter	–
B^*	stoffspezifischer Parameter	K
C^*	stoffspezifischer Parameter	K
T	Temperatur	K

Der Skalierungsdruck p_{scale} beträgt für die in Tabelle 4-1 angegebenen stoffspezifischen Parameter, die in der Literatur auch als Antoine-Koeffizienten bezeichnet werden, 1 bar.

Tabelle 4-1: Antoine-Koeffizienten [29]

Parameter	Wert	Einheit
A^*	10,11564	–
B^*	1687,537	K
C^*	–42,98	K

4.1.2 Feuchtebelastung

Mit der Feuchtebelastung, wird das Massenverhältnis des Wasserdampfes zur Masse der trockenen Luft bezeichnet [1]. Dieses wird in der nächsten Gleichung (4.3) dargestellt.

$$x_f = \frac{m_W}{m_{L,t}} \quad (4.3)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
x_f	Feuchtebelastung	$\frac{g}{kg}$
m_W	Masse, Wasserdampf	g
$m_{L,t}$	Masse, trockene Luft	kg

4.1.3 Relative Wasserbelastung

Im Gegensatz zu der Feuchtebelastung, die der Beschreibung der feuchten Luft dient, charakterisiert die relative Wasserbelastung in dieser Arbeit die in den Ansaugtrakt eingedüste Wassermenge. Wie Gleichung (4.4) zeigt, ist sie über das Verhältnis des Wassermassenstromes zu dem einströmenden Luftmassenstrom definiert.

$$x_w = \frac{\dot{m}_{H_2O}}{\dot{m}_L} \cdot 100 \% \quad (4.4)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
x_w	relative Wasserbelastung	%
\dot{m}_{H_2O}	Massenfluss, Wasser	$\frac{kg}{s}$
\dot{m}_L	Massenfluss, Luft	$\frac{kg}{s}$

4.2 Grundlagen der Partikeltechnologie

Die Partikeltechnologie wird auch als Verfahrenstechnik disperser Stoffe bezeichnet. Der Begriff Partikel wird als Oberbegriff für Körner, Tropfen, Blasen und Mikroorganismen verwendet. Die Bezeichnung „dispers“ bedeutet so viel wie „(fein) verteilt“. [30]

Um das Spraysystem des Inlet-Foggings zu beschreiben, werden in diesem Abschnitt spezielle Kenngrößen und Funktionen erklärt, die den Feinheitsgrad von dispersen Partikeln beschreiben können.

Die in einen Ansaugtrakt eingedüsten Wassertropfen können auf verschiedene Weise charakterisiert werden. Zur Beschreibung dienen unter anderem die Verteilungsdichte $q_r(x)$ und die Verteilungssumme $Q_r(x)$ [30].

Der Index r ist ein Hinweis auf die Mengenart. Eine Übersicht über die verschiedenen Mengenarten gibt Tabelle 4-2 wieder.

Tabelle 4-2: Übersicht der Mengenarten

Index	Mengenart
$r = 0$	Anzahl
$r = 1$	Länge
$r = 2$	Fläche
$r = 3$	Volumen
$r = 3^*$	Masse

Beispielsweise kann anhand der Anzahlverteilungsdichte $q_0(x)$ die prozentuale Häufigkeit einer Partikelgröße bestimmt werden und die Anzahlverteilungssumme $Q_0(x)$ spiegelt wider, wie viele Partikel einen Durchmesser kleiner x haben.

In der nachfolgenden Abbildung 4-1 ist eine Verteilungsdichte und eine Verteilungssumme beispielhaft dargestellt.

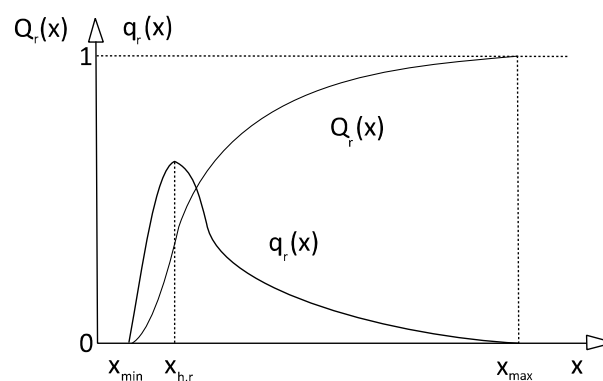


Abbildung 4-1: Darstellung der Verteilungssumme und der Verteilungsdichte, in Anlehnung an [30]

Ist die Verteilungsdichte nicht stetig, sondern besteht sie aus verschiedenen Größenintervallen, wird die Darstellung auch als Histogramm bezeichnet [30]. Ein solches Histogramm ist in Abbildung 4-2 dargestellt.

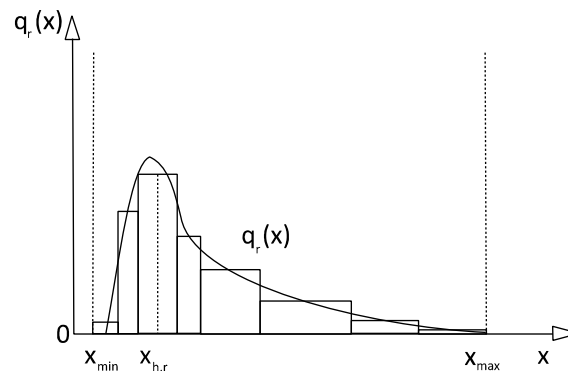


Abbildung 4-2: Verteilungsdichte, stetig und als Histogramm, in Anlehnung an [30]

Für die Darstellung der Verteilungssumme und die Charakterisierung dieser gibt es verschiedene Approximationsfunktionen. Eine der wichtigsten Funktionen ist die Rosin Rammler Sperling Bennert Funktion (RRSB-Funktion) [30]. Die RRSB-Funktion wird durch die zwei Parameter x' (Lageparameter) und n (Streuungsparameter) charakterisiert. Diese Werte können mit Hilfe von speziellen RRSB-Diagrammen bestimmt werden. Ein solches RRSB-Diagramm ist dem Anhang 1 zu entnehmen.

Partikelgrößenverteilungen können auch anhand einzelner Werte charakterisiert werden. Hierfür können beispielsweise der Modalwert $x_{h,r}$, die spezifische Oberfläche S_V und der Sauterdurchmesser d_{32} genutzt werden.

Der Durchmesser der mengenreichsten Partikelgröße, bzw. Partikelklasse wird als Modalwert bezeichnet. Er kann an dem Maximum der Verteilungsdichte, bzw. in der Mitte der höchsten Säule des Histogramms abgelesen werden, vgl. Abbildung 4-1 und Abbildung 4-2.

Für die Beschreibung von Vorgängen an Partikeloberflächen (bspw. Wärme- und Stoffaustausch), ist die spezifische Oberfläche eine relevante Größe. Sie berechnet sich aus dem Verhältnis der Partikeloberfläche zum Partikelvolumen und ist demzufolge umgekehrt proportional zur Partikelgröße. Kleine Partikelkollektive haben somit eine große spezifische Oberfläche und umgekehrt. [25]

Rechnerisch kann ein polydisperses System in ein monodisperses System überführt werden. Ein polydisperses System beschreibt ein disperses System unterschiedlicher Partikelgröße, ein monodisperses System eines mit einheitlicher Partikelgröße. Sind die Oberflächen der beiden Systeme gleich groß, so entspricht der Durchmesser des monodispersen Systems dem Sauterdurchmesser des polydispersen Partikelkollektivs.

Gleichung (4.5) beschreibt den Sauterdurchmesser d_{32} für kugelförmige Partikel [30].

$$d_{32} = \frac{6}{S_V} \quad (4.5)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
d_{32}	Sauterdurchmesser	μm
S_V	spezifische Oberfläche	$\frac{1}{\mu m}$

4.3 Grundlagen der numerischen Strömungssimulation

Vereinfacht ausgedrückt wird bei der numerischen Strömungssimulation ein Modell erstellt, in welchem Strömungen und deren Charakteristika computergestützt ermittelt werden. Hierfür werden in dem Modell Volumenzellen platziert. Die Eckpunkte dieser Volumenzellen formen ein Rechengitter.

Die Strömungssimulation basiert auf Erhaltungsgleichungen der Masse, des Impulses der drei Raumrichtungen und der Energie. Differentialgleichungen können diese Erhaltungsgleichungen allumfassend wiedergeben. Für die Lösung einer konkreten Problemstellung werden diese Differentialgleichungen diskretisiert, also in endliche Differenzgleichungen umgewandelt. Sie können für festgelegte Randbedingungen an den Gitterpunkten mit Hilfe spezieller Modelle gelöst werden. Die Rechnungen sind meist sehr aufwendig und können, abhängig von der Anzahl der verwendeten Volumenzellen, mehrere Tage dauern.

In den nachfolgenden Abschnitten wird die Theorie der numerischen Strömungssimulation näher erläutert. In diesem Zusammenhang werden die Erhaltungsgleichungen der numerischen Strömungssimulation im Abschnitt 4.3.1 dargestellt. Anschließend werden im Abschnitt 4.3.2 verschiedene Turbulenzmodelle vorgestellt, die für die Berechnung der turbulenten Strömung verwendet werden können. Im Abschnitt 4.3.3 wird die Theorie der Zweiphasensimulation dargestellt.

4.3.1 Navier-Stokes Gleichungen

CFD Simulationsprogramme (CFD = Computational Fluid Dynamics = numerische Strömungsberechnung) basieren auf Berechnungen verschiedener Erhaltungsgleichungen. Die fünf Erhaltungsgleichungen der Strömungsmechanik, welche auch als Navier-Stokes Gleichungen bezeichnet werden, beschreiben: [19]

1. Massenerhaltung
2. Impulserhaltung in x-Richtung
3. Impulserhaltung in y-Richtung
4. Impulserhaltung in z-Richtung
5. Energieerhaltung

Massenerhaltungsgleichung

Zur Herleitung der Massenerhaltungsgleichung wird nun ein infinitesimal kleines Volumenelement im kartesischen Koordinatensystem mit den eintretenden und austretenden Massenströmen betrachtet. Dieses ist in Abbildung 4-3 dargestellt.

Das dabei zu betrachtende Volumen kann durch die Gleichung (4.6) beschrieben werden.

$$V = dx \cdot dy \cdot dz \quad (4.6)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
V	Volumen	m^3
dx, dy, dz	Kantenlänge	m

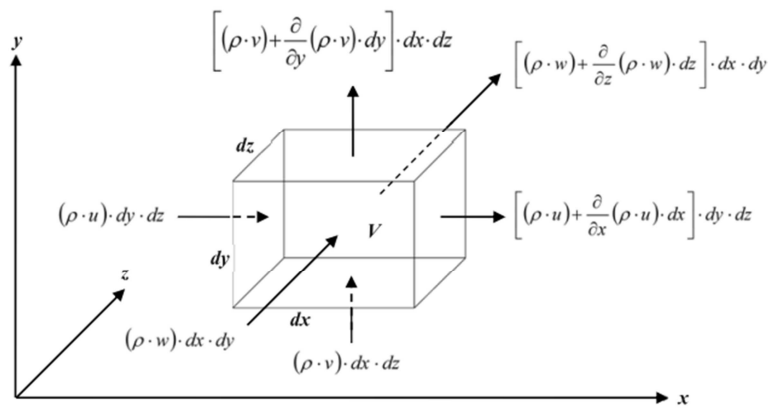


Abbildung 4-3: Massenströme an infinitesimal kleinem Volumenteil [19]

Sowohl die Dichte ρ , als auch die Strömungsgeschwindigkeiten u , v und w sind dabei Funktionen der Raumkoordinaten und der Zeit.

Durch das Aufstellen der Massenbilanz an diesem Volumenelement und der anschließenden Division durch $dx \cdot dy \cdot dz$ ergibt sich die Massenerhaltungsgleichung, welche in Gleichung (4.7) in der Differentialform dargestellt ist.

$$\frac{\delta}{\delta t}(\rho) + \frac{\delta}{\delta x}(\rho \cdot u) + \frac{\delta}{\delta y}(\rho \cdot v) + \frac{\delta}{\delta z}(\rho \cdot w) = 0 \quad (4.7)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
t	Zeit	s
ρ	Dichte	$\frac{kg^3}{m^3}$
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten	m
u, v, w	Geschwindigkeitsanteil	$\frac{m}{s}$

Impulserhaltungsgleichung

Die Impulserhaltungsgleichungen der drei Raumrichtungen basieren auf dem zweiten Newtonschen Gesetz, siehe Gleichung (4.8) [19].

$$F = m \cdot a = m \cdot \frac{dv}{dt} \quad (4.8)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
F	Kraft	N
m	Masse	kg
a	Beschleunigung	$\frac{m}{s^2}$
v	Geschwindigkeit in y-Richtung	$\frac{m}{s}$
t	Zeit	s

Der rechte Teil der Gleichung (4.8) beschreibt repräsentativ für alle Raumrichtungen den so genannten Impulsstrom in y-Richtung [19].

Die Masse eines Volumenteils wird durch Gleichung (4.9) beschrieben:

$$m = \rho \cdot V = \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (4.9)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
m	Masse	kg
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
V	Volumen	m^3
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten	m

Die auf ein Volumenteil wirkenden Kräfte sind sowohl Körper-, als auch Oberflächenkräfte. Als Körperkräfte werden Schwer- und elektromagnetische Kräfte bezeichnet. Unter dem Begriff der Oberflächenkräfte werden Druck- und Reibungskräfte zusammengefasst. Die Reibungskräfte teilen sich wiederum auf in Normalspannungs- und Schubspannungskräfte. Dieser Zusammenhang wird von Abbildung 4-4 wiedergegeben.

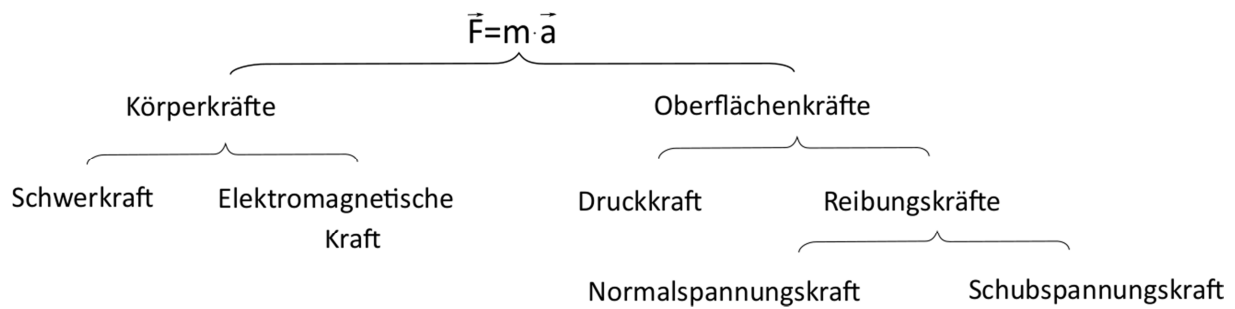


Abbildung 4-4: Übersicht der auf Fluidelemente wirkenden Kräfte [19]

Nachfolgend werden die auf ein infinitesimal kleines Volumenelement wirkenden Kräfte in x-Richtung in Abbildung 4-5 dargestellt.

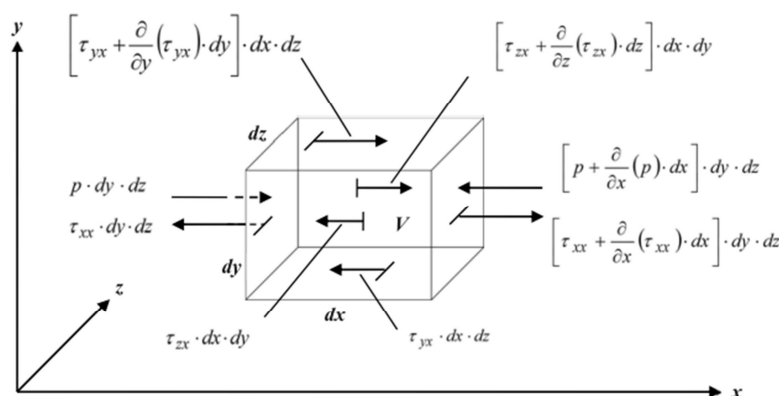


Abbildung 4-5: Auf infinitesimal kleines Volumenelement wirkenden Kräfte in x-Richtung [19]

Für die Kraft in x-Richtung ergibt sich somit die nachfolgende Gleichung (4.10).

$$F_x = \left[\frac{\delta}{\delta x} (\tau_{xx}) + \frac{\delta}{\delta y} (\tau_{yx}) + \frac{\delta}{\delta z} (\tau_{zx}) - \frac{\delta p}{\delta x} + \rho \cdot g_x \right] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \quad (4.10)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
F_x	Kraft in x-Richtung	N
τ_{xx}	Normalspannung in x-Richtung, normal zur Fläche $dy \cdot dz$	$\frac{N}{m^2}$
τ_{yx}	Schubspannung in x-Richtung, normal zur Fläche $dx \cdot dz$	$\frac{N}{m^2}$
τ_{zx}	Schubspannung in x-Richtung, normal zur Fläche $dx \cdot dy$	$\frac{N}{m^2}$
p	Druck	$\frac{N}{m^2}$
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
g_x	Erdbeschleunigung in x-Richtung	$\frac{m}{s^2}$
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten	m

Für alle drei Raumrichtungen ergeben sich schließlich durch Kombination der Gleichungen (4.8), (4.9) und (4.10), sowie anschließender Umformung die Impulserhaltungsgleichungen in der Differentialform, welche in den Gleichungen (4.11)-(4.13) dargestellt sind.

x-Richtung:

$$\frac{\delta}{\delta t}(\rho u) + \frac{\delta}{\delta x}(\rho u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\delta}{\delta y}(\rho uv - \tau_{yx}) + \frac{\delta}{\delta z}(\rho uw - \tau_{zx}) - \rho g_x = 0 \quad (4.11)$$

y-Richtung:

$$\frac{\delta}{\delta t}(\rho v) + \frac{\delta}{\delta x}(\rho vu - \tau_{xy}) + \frac{\delta}{\delta y}(\rho v^2 + p - \tau_{yy}) + \frac{\delta}{\delta z}(\rho vw - \tau_{zy}) - \rho g_y = 0 \quad (4.12)$$

z-Richtung:

$$\frac{\delta}{\delta t}(\rho w) + \frac{\delta}{\delta x}(\rho wu - \tau_{xz}) + \frac{\delta}{\delta y}(\rho wv - \tau_{yz}) + \frac{\delta}{\delta z}(\rho w^2 + p - \tau_{zz}) - \rho g_z = 0 \quad (4.13)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
t	Zeit	s
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
u, v, w	Geschwindigkeitsanteil	$\frac{m}{s}$
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten	m
$\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$	Normalspannungen	$\frac{N}{m^2}$
$\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yx}, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{zy}$	Schubspannungen	$\frac{N}{m^2}$
p	Druck	$\frac{N}{m^2}$
g_x, g_y, g_z	Anteil der Erdbeschleunigung in jeweilige Raumrichtung	$\frac{m}{s^2}$

Energieerhaltungsgleichung

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik beschreibt die in Gleichung (4.14) dargestellte Energieerhaltung. Der erste Hauptsatz besagt, dass die Änderung der Gesamtenergie E_{ges} in einem betrachteten Volumenelement gleich der Summe der Leistung \dot{W} am Volumenelement und des Wärmestromes \dot{Q} ist. [19]

$$\frac{dE_{ges}}{dt} = \dot{W} + \dot{Q} \quad (4.14)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
E_{ges}	Gesamtenergie	J
\dot{W}	Leistung	W
\dot{Q}	Wärmestrom	W

Durch die Multiplikation der wirkenden Kräfte mit der Geschwindigkeitskomponente in Krafrichtung ergibt sich die jeweilige Leistung.

Die wichtigsten Komponenten des Wärmestroms sind die spezifische Wärmeleitung \dot{q}_L und die spezifische Wärmestrahlung \dot{q}_S [19].

Da die potentielle Energie für Gase vernachlässigt werden kann, setzt sich die Gesamtenergie aus der inneren und der kinetischen Energie zusammen. Dieser Zusammenhang wird durch Gleichung (4.15) wiedergegeben.

$$\begin{aligned} E_{ges} &= E_{in} + E_{kin} = m \cdot e + 0,5 \cdot m \cdot \vec{u}^2 \\ &= \rho \cdot (e + 0,5 \cdot \vec{u}^2) \cdot dx \cdot dy \cdot dz \end{aligned} \quad (4.15)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
E_{ges}	Gesamtenergie	J
E_{in}	innere Energie	J
E_{kin}	kinetische Energie	J
m	Masse	kg
e	spezifische innere Energie	$\frac{J}{kg}$
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor	$\frac{m}{s}$

Abbildung 4-6 zeigt die Leistungs- und Wärmeflüsse an einem infinitesimal kleinen Volumenelement in x-Richtung.

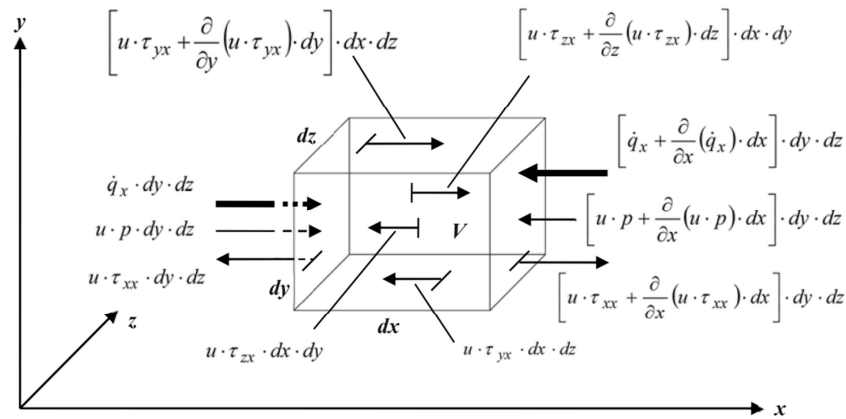


Abbildung 4-6: Leistungs- und Wärmeflüsse an infinitesimal kleinem Volumenelement (x-Richtung) [19]

Nach dem Aufstellen der Leistungs- und Wärmeflüsse in allen drei Raumrichtungen, ergibt sich schlussendlich die Energieerhaltungsgleichung, welche in Gleichung (4.16) in der Differentialform dargestellt ist.

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{\delta t} [\rho(e + 0,5 \cdot \vec{u}^2)] + \frac{\delta}{\delta x} \left[\rho \cdot u(h + 0,5 \cdot \vec{u}^2) - (u \cdot \tau_{xx} + v \cdot \tau_{xy} + w \cdot \tau_{xz}) - \lambda \frac{\delta T}{\delta x} \right] & (4.16) \\ + \frac{\delta}{\delta y} \left[\rho \cdot v(h + 0,5 \cdot \vec{u}^2) - (u \cdot \tau_{yx} + v \cdot \tau_{yy} + w \cdot \tau_{yz}) - \lambda \frac{\delta T}{\delta y} \right] & \\ + \frac{\delta}{\delta z} \left[\rho \cdot w(h + 0,5 \cdot \vec{u}^2) - (u \cdot \tau_{zx} + v \cdot \tau_{zy} + w \cdot \tau_{zz}) - \lambda \frac{\delta T}{\delta z} \right] & \\ - \rho \cdot (u \cdot g_x + v \cdot g_y + w \cdot g_z) = 0 & \end{aligned}$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
t	Zeit	s
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
e	spezifische innere Energie	$\frac{J}{kg}$
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor	$\frac{m}{s}$
x, y, z	kartesische Raumkoordinaten	m
u, v, w	Geschwindigkeitsanteil	$\frac{m}{s}$
h	spezifische Enthalpie	$\frac{J}{kg}$
$\tau_{xx}, \tau_{yy}, \tau_{zz}$	Normalspannungen	$\frac{N}{m^2}$
$\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yx}, \tau_{yz}, \tau_{zx}, \tau_{zy}$	Schubspannungen	$\frac{N}{m^2}$
λ	Wärmeleitkoeffizient	$\frac{W}{m \cdot K}$
T	Temperatur	K
g_x, g_y, g_z	Anteil der Erdbeschleunigung in jeweilige Raumrichtung	$\frac{m}{s^2}$

Eine weiterführende Herleitung der einzelnen Erhaltungsgleichungen (4.7), (4.11)-(4.13) und (4.16) ist in [19] dargestellt.

4.3.2 Turbulenzmodelle

Die im vorigen Abschnitt dargestellten Navier-Stokes Gleichungen (4.7), (4.11) - (4.13) und (4.16) können als vollständige Navier-Stokes Gleichungen bezeichnet werden. Von ihnen unterscheiden sich die reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen.

In den vollständigen Gleichungen müssen in turbulenten Strömungen alle Turbulenzen aufgelöst werden, was zu einem immensen Rechenaufwand führt. Heutzutage basieren CFD-Programme, wie auch die genutzte ANSYS CFX Software, auf den reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen, welche bei hinreichender Genauigkeit der Ergebnisse einen kleineren Rechenaufwand benötigen. [19]

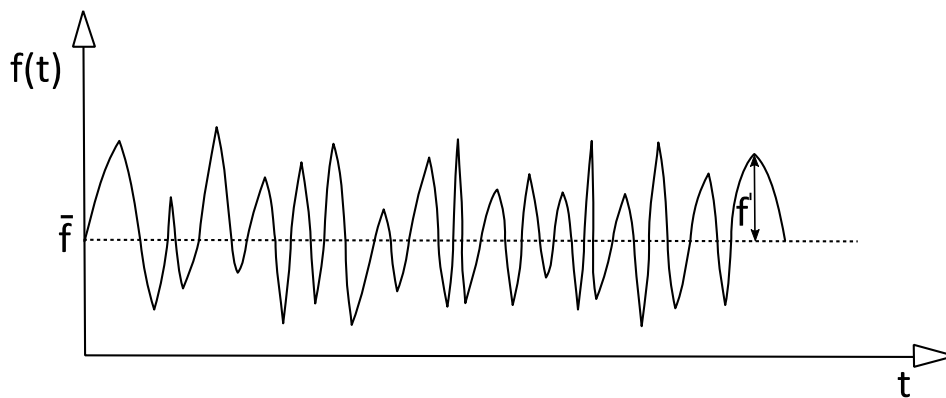


Abbildung 4-7: Turbulenter Verlauf von Strömungsgrößen, in Anlehnung an [18]

Die Idee der reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen basiert darauf, die Strömungsgrößen f in einen zeitlichen Mittelwert \bar{f} und in eine hochfrequente Schwankungsgröße f' zu zerlegen. Dieser Zusammenhang wird in Abbildung 4-7 veranschaulicht und von der Gleichung (4.17) wiedergegeben. [19]

$$f = \bar{f} + f' \quad (4.17)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
f	Strömungsgröße, wie ρ , u , v , w und e	abhängig von der Strömungsgröße
\bar{f}	Mittelwert der Strömungsgröße	abhängig von der Strömungsgröße
f'	Schwankungswert der Strömungsgröße	abhängig von der Strömungsgröße

Für den Mittelwert der Strömungsgrößen gilt Gleichung (4.18) [18].

$$\bar{f} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} f dt \quad (4.18)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
\bar{f}	Mittelwert der Strömungsgröße	abhängig von der Strömungsgröße
t	Zeit	s

In den vollständigen Navier-Stokes Gleichungen können die Strömungsgrößen durch den jeweiligen Mittel- und Schwankungswert ersetzt werden. Die Navier-Stokes Gleichungen beziehen sich anschließend nur noch auf die Mittelwerte der Strömungsgrößen. Im gleichen Zuge sind durch die Nichtlinearität einiger Terme der Navier-Stokes Gleichung 12 neue Terme entstanden. Durch die Impulsgleichungen entsteht ein Spannungstensor mit neun Termen, von denen sind sechs Terme voneinander unabhängig. Durch die Energieerhaltungsgleichung entstehen drei neue Terme. Bei den Impulserhaltungsgleichungen werden die Terme als turbulente Spannungen und bei der Energieerhaltungsgleichung als turbulente Wärmeströme bezeichnet. Mit Hilfe der Turbulenzmodellierung werden diese turbulenten Spannungen und Wärmeströme in Abhängigkeit der mittleren Strömung modelliert. [18]

Es gibt verschiedene Herangehensweisen, um diese Terme zu ermitteln. Eine Herangehensweise basiert in Analogie zu dem Newtonschen Reibungsgesetz auf der Definition einer so genannten Wirbelviskosität μ_T , welche auch als Eddy Viscosity bezeichnet wird. Sie stellt keine Fluideigenschaft dar, sondern beschreibt eine Eigenschaft der Turbulenz. [18]

Eine Auswahl an praxisrelevanten Wirbelviskositätsmodellen ist nachfolgend zusammengefasst.

$k - \varepsilon$ -Modell

Für die Turbulenzauflösung der Simulation des Ansaugstutzens wurde das $k - \varepsilon$ -Modell gewählt. Es definiert die Wirbelviskosität über die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Dissipationsrate ε , siehe Gleichung (4.19) [18].

$$\mu_T = \rho \cdot c_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.19)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
μ_T	Wirbelviskosität	$\frac{Ns}{m^2}$
ρ	Dichte	$\frac{kg}{m^3}$
c_μ	empirische Konstante	—
k	turbulente kinetische Energie	$\frac{m^2}{s^2}$
ε	turbulente Dissipationsrate	$\frac{m^2}{s^3}$

Das $k - \varepsilon$ -Modell stellte lange Zeit den Industriestandard dar und besticht durch stabile Rechenverläufe und relativ kurze Rechenzeiten. Es weist jedoch Defizite in der Berechnung von wandnahen Strömungen auf. [19]

 $k - \omega$ -Modell

Im Gegensatz zum $k - \varepsilon$ -Modell, liefert das $k - \omega$ -Modell in wandnaher Strömung präzisere Ergebnisse. Die Berechnung der wandfernen Strömung ist jedoch nicht so genau, im Vergleich zu einer Berechnung mit dem $k - \varepsilon$ -Modell. Anstatt auf der turbulenten Dissipation ε beruht dieses Modell auf der turbulenten Frequenz ω und der turbulenten kinetischen Energie k . [19]

SST-Modell

Das Shear-Stress-Transport-Modell (SST-Modell bzw. Schubspannungsmodell) kombiniert die jeweiligen Vorteile des $k - \varepsilon$ - und des $k - \omega$ -Modells. Wandnahe Strömungen werden mit dem $k - \omega$ -, wandferne Strömungen hingegen mit dem $k - \varepsilon$ -Modell berechnet. Es stellt derzeit den industriellen Standard dar. [19]

4.3.3 Zweiphasensimulation

Sind die Strömungseigenschaften zweier nicht miteinander mischbarer Fluide unterschiedlicher Phase zu berechnen, wird ihre Simulation als Zweiphasensimulation bezeichnet. Hierbei werden sowohl Gase und Flüssigkeiten, als auch Ansammlungen von Partikeln als Fluide bezeichnet. [18]

In der nachfolgenden Tabelle 4-3 sind Beispiele für Zweiphasensimulationen mit den jeweiligen Aggregatzuständen der beteiligten Phasen zusammengefasst. Als Fluid 1 wird die kontinuierliche Phase und als Fluid 2 die verteilte/disperse Phase bezeichnet.

Tabelle 4-3: Beispiele für Zweiphasenströmungen

Art der Zweiphasenströmung	Aggregatzustand – Fluid 1 (kontinuierlich)	Aggregatzustand – Fluid 2 (dispers)
Staubströmung	gasförmig	fest
Sedimentation	flüssig	fest
Blasenströmung	flüssig	gasförmig
Tropfenströmung	gasförmig	flüssig

Zweiphasensimulationen bezeichnen neben Strömungen von Fluiden unterschiedlicher Aggregatzustände auch die Strömung nicht mischbarer Flüssigkeiten, wie beispielsweise Öltröpfchen in Wasser.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Eindüsen von Wassertropfen in strömende Luft analysiert. Hierfür werden in der Strömungssimulation die in Tabelle 4-4 zusammengefassten, zwei grundsätzlichen Ansätze unterschieden:

Tabelle 4-4: Ansätze für die Simulation von Zweiphasenströmungen

Zweiphasenmodell	Kontinuierliche Phase	Disperse Phase
Euler-Euler	Euler	Euler
Euler-Lagrange	Euler	Lagrange

Diese Zweiphasenmodelle unterscheiden sich in der Beschreibungsweise der dispersen Phase. Nachfolgend wird auf diese beiden Modellansätze näher eingegangen.

Euler-Euler Ansatz

Die obigen Grundgleichungen (4.7), (4.11) - (4.13) und (4.16), die mit Hilfe von durchströmten, ortsfesten Kontrollvolumen abgeleitet wurden, beschreiben die Euler-Methode, vgl. Abschnitt 4.3.1.

Nach dieser Methode werden zu einem bestimmten Zeitpunkt t die Zustandsgrößen wie die Geschwindigkeit u oder der Druck p jeweils an einem festen Ort beschrieben [18]. Wird die Eulersche Betrachtungsweise sowohl zur Beschreibung der kontinuierlichen, als auch für die disperse Phase genutzt, wird das Zweiphasenmodell als Euler-Euler-Modell bezeichnet. Hier können wiederum zwei Modelle unterschieden werden, ein homogenes und ein inhomogenes Modell.

Bei dem homogenen Modell wird das Gemisch aus den beteiligten Phasen als ein homogenes Fluid (Kontinuum) betrachtet. Zwischen den Phasen gibt es keine Relativgeschwindigkeit. Dieses Ersatzfluid repräsentiert durch seine Stoffeigenschaften das gesamte Zweiphasengemisch.

Im Gegensatz zum homogenen Modell, sind im inhomogenen Modell Relativbewegungen der Phasen zulässig. Jede Phase wird als ein eigenständiges, kontinuierliches Fluid betrachtet, für welches jeweils ein Satz an Erhaltungsgleichungen gilt. Auch disperse Phasen werden als kontinuierliche Fluide berechnet. Die einzelnen Gleichungssysteme sind über Phasenwechselwirkungsterme miteinander gekoppelt. Die Transfervorgänge sind abhängig von der Phasenaustauschfläche. Repräsentativ für diese kann auf verschiedene Weisen eine Flächendichte als Austauschfläche pro Volumen definiert werden. Unter der Annahme, dass eine Phase ein disperses Fluid widerspiegelt, ist diese Flächendichte abhängig von dem mittleren Partikeldurchmesser und dem Volumenanteil der dispersen Phase. [3]

Aus den Eigenschaften der jeweiligen Phase wird mit Hilfe der Phasenfunktionen ε_k ein Mittelwert gebildet. Die Phasenfunktion spiegelt lediglich die Art der Phase k wider und kann somit nur Werte von null (außerhalb der Phase) oder eins (innerhalb der Phase) annehmen. In Abbildung 4-8 sind die ortsfesten Verläufe einer Strömungsgröße f und der beiden Phasenverläufe für die gasförmige (G) und flüssige (F) Phase dargestellt.

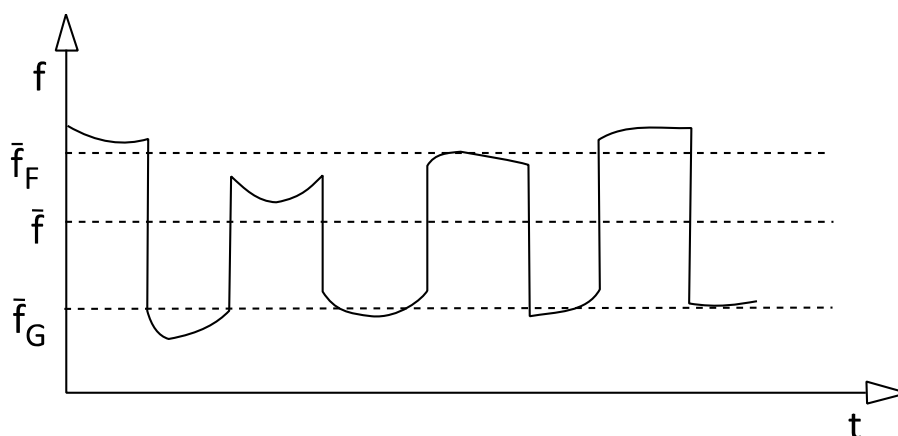


Abbildung 4-8: Zeitlicher Verlauf einer Strömungsgröße, in Anlehnung an [18]

Die Mittelwertbildung der Phasenfunktionen kann auf verschiedene Weise erfolgen. Beispielsweise kann, wie bei der Berechnung der mittleren turbulenten Strömungsgröße, welche in Gleichung (4.18) dargestellt ist, eine zeitliche Mittelung erfolgen. Der Mittelwert der Phasenfunktionen ist unabhängig von der Art der Mittelung und entspricht dem lokalen volumetrischen Phasengehalt. [18]

Wie Gleichung (4.20) zeigt, können die Navier-Stokes Gleichungen wie folgt zusammengefasst werden [18].

$$\vec{N} = \vec{0} \quad (4.20)$$

Jede Strömungsgröße der beiden Phasen lässt sich wie bei der Herleitung der Turbulenzmodelle als die Summe eines Mittelwertes und einer Schwankungsgröße betrachten. In Abbildung 4-8 ist neben dem zeitlichen Verlauf der Strömungsgröße f auch der jeweilige Phasenmittelwert zu sehen (\bar{f}_F und \bar{f}_G).

Über die mittleren Phasenfunktionen $\bar{\varepsilon}_k$ können die Navier-Stokes Gleichungen der einzelnen Phasen gemittelt werden, siehe Gleichung (4.21) [18].

$$\overline{(\vec{N}_k)} = \frac{1}{\bar{\varepsilon}_k \Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \varepsilon_k \cdot \vec{N} dt = \vec{0} \quad (4.21)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
\vec{N}_k	Navier-Stokes Gleichungen der Phase k	—
ε_k	Phasenfunktion der Phase k	—
t	Zeit	s

Für die Ermittlung der repräsentativen Strömungsgrößen der gesamten Zweiphasenströmung werden einerseits Zweiphasen-Turbulenzmodelle zur Auflösung der Turbulenzen und andererseits Phasenwechselwirkungsmodelle zur Modellierung der Transfervorgänge benötigt. [18]

Euler-Lagrange Ansatz

Dem Euler Ansatz gegenüber steht die Lagrange Betrachtungsweise. Die Beschreibung von Lagrange basiert auf Kontrollvolumen, welche sich mit der Strömung mitbewegen und daher nicht durchströmt werden.

In Abbildung 4-9 ist ein Partikel auf dessen Partikelbahn in einem kartesischen Koordinatensystem dargestellt. Die Strömung dieses Partikels kann mit dem Lagrange Ansatz erfasst werden. Dieses

Partikel (Index p) wird durch seinen Ortsvektor \vec{x}_p , einen Geschwindigkeitsvektor \vec{u}_p und weitere mechanische Größen, wie die Masse m_p und auch thermodynamische Größen, wie die Temperatur T_p charakterisiert. Diese Größen sind meistens zeitabhängig. Für den Anfangszustand ($t = 0$) werden dem betrachteten Partikel Anfangswerte der charakterisierenden Größen zugeordnet.

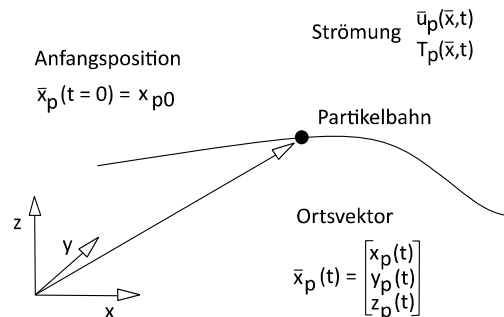


Abbildung 4-9: Lagrange Beschreibung, Partikel auf einer Partikelbahn, in Anlehnung an [18]

Das Euler-Lagrange Modell beschreibt die kontinuierliche Phase nach Euler und die disperse Phase nach Lagrange. Es eignet sich laut [18] besonders für Zweiphasensimulationen, bei denen Partikel inhomogen verteilt sind und eine Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Phasen zu beachten ist. Häufig wird es für Blasen- oder Tropfenströmungen verwendet. Hierbei wird die disperse Phase nicht direkt berechnet, sondern von einem so genannten Partikelkollektiv repräsentiert.

Transfermodellierungen in der Zweiphasensimulation

In der Zweiphasensimulation müssen für die Kopplungen der Phasen untereinander Transfervorgänge für den Massen-, Impuls- und Energietransfer berücksichtigt werden. Beispielsweise müssen auftretende Oberflächenkräfte, wie die Widerstandskraft oder der Wärme- und Stoffaustausch, über geeignete Modelle berechnet werden. Nachfolgend werden dafür die wichtigsten Modelle beschrieben.

Widerstandskraft

Treten Relativgeschwindigkeiten zwischen einem Fluid und den darin strömenden Partikeln auf, kann die wirkende Widerstandskraft mit Hilfe verschiedener Modelle berechnet werden. Die Widerstandskraft ist abhängig von der Form des betrachteten Objektes.

Allgemein ist die Widerstandskraft bei einer Kugel laut [18] und [30] wie folgt definiert, siehe Gleichung (4.22).

$$F_D = c_D \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot \frac{\rho_c}{2} \cdot |w| \cdot \vec{w} \quad (4.22)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
F_D	Widerstandskraft	N
c_D	Widerstandsbeiwert	—
d	Partikeldurchmesser	m
ρ_c	Dichte der kontinuierlichen Phase	$\frac{kg}{m^3}$
w	Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel, auch Anströmgeschwindigkeit genannt	$\frac{m}{s}$

Unter der Annahme, dass sich nicht verformbare, kugelförmige Partikel in einer Strömung befinden, kann der Widerstandsbeiwert mit der Schiller-Naumann-Gleichung approximiert werden. Diese ist in Gleichung (4.23) dargestellt. [18]

$$c_D = \frac{24}{Re_p} \cdot (1 + 0,15 \cdot Re_p^{0,687}) \quad (4.23)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
c_D	Widerstandsbeiwert	—
Re_p	Partikel-Reynoldszahl	—

Der Widerstandsbeiwert ist somit von der Partikel-Reynoldszahl abhängig. Diese spiegelt die Umströmungsbedingungen wider und entspricht dem Verhältnis der Trägheitskraft zur Reibungskraft. Die Partikel-Reynoldszahl kann nach [30] mit der Gleichung (4.24) berechnet werden:

$$Re_p = \frac{v_{rel} \cdot d \cdot \rho_c}{\eta_c} \quad (4.24)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
Re_p	Partikel-Reynoldszahl	—
v_{rel}	Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel, auch Anströmgeschwindigkeit genannt	$\frac{m}{s}$
d	Partikeldurchmesser	m
ρ_c	Dichte der kontinuierlichen Phase	$\frac{kg}{m^3}$
η_c	dynamische Viskosität der kontinuierlichen Phase	$Pa \cdot s$

Wärmeübergang

Der zwischen strömenden Fluiden ausgetauschte konvektive Wärmestrom kann über das Abkühlungsgesetz berechnet werden. Auf Basis von [17] gilt somit für den Wärmestrom die Gleichung (4.25).

$$\dot{Q} = \alpha \cdot A_{trans} \cdot \Delta T \quad (4.25)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
\dot{Q}	Wärmestrom	W
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2K}$
A_{trans}	Austauschfläche	m^2
ΔT	Temperaturdifferenz	K

Wie Gleichung (4.26) zeigt, ist der Wärmeübergangskoeffizient α wiederum eine Funktion der Nusseltzahl [17].

$$\alpha = \frac{\lambda_c}{d} \cdot Nu \quad (4.26)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{W}{m^2K}$
λ_c	Wärmeleitkoeffizient der kontinuierlichen Phase	$\frac{W}{mK}$
d	Partikeldurchmesser	m
Nu	Nusseltzahl	—

Die Nusseltzahl entspricht dem dimensionslosen Wärmeübergangskoeffizienten. Sie kann als das Verhältnis des tatsächlichen Wärmeübergangs zu dem Wärmeübergang bei reiner Wärmeleitung verstanden werden. Bei reiner Wärmeleitung gilt: $Nu = 1$. [18]

Unter der Annahme kugelförmiger Partikel kann die Nusseltzahl mit Hilfe des Ranz-Marshall Gesetzes berechnet werden, siehe Gleichung (4.27) [18].

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re_p^{0,5} \cdot Pr^{0,3} \quad (4.27)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
Nu	Nusseltzahl	—
Re_p	Partikel-Reynoldszahl	—
Pr	Prandtlzahl	—

Wie Gleichung (4.27) zeigt, ist die Nusseltzahl abhängig von der Partikel-Reynoldszahl und der Prandtlzahl, wobei die Partikel-Reynoldszahl bereits in Gleichung (4.24) definiert ist.

Die Prandtlzahl ist ein Stoffwert-Verhältnis. Sie entspricht dem Verhältnis der Zähigkeit zur Wärmeleitfähigkeit und kann über Gleichung (4.28) berechnet werden. [30]

$$Pr = \frac{\eta_c \cdot c_p}{\lambda_c} \quad (4.28)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
Pr	Prandtlzahl	—
η_c	dynamische Viskosität der kontinuierlichen Phase	$Pa \cdot s$
c_p	Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\frac{J}{K}$
λ_c	Wärmeleitkoeffizient der kontinuierlichen Phase	$\frac{W}{mK}$

Stoffübergang

Der Stoffübergang kann über folgenden Zusammenhang berechnet werden, siehe Gleichung (4.29).

$$\dot{m} = \beta \cdot A_{trans} \cdot \rho_c \cdot \Delta x_{mol} \quad (4.29)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
\dot{m}	Massenstrom	$\frac{kg}{s}$
β	Stoffübergangskoeffizient	$\frac{s}{m}$
A_{trans}	Austauschfläche	m^2
ρ_c	Dichte der kontinuierlichen Phase	$\frac{kg}{m^3}$
Δx_{mol}	Molbeladungsdifferenz	—

Gleichung (4.30) zeigt, dass der Stoffübergangskoeffizient β in Analogie zum Wärmeübergang, über die Sherwoodzahl, anstatt über die Nusseltzahl berechnet werden kann, welche wiederum abhängig von der Partikel-Reynoldszahl ist [6].

$$\beta = \frac{D}{d} \cdot Sh \quad (4.30)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
β	Wärmeübergangskoeffizient	$\frac{m}{s}$
D	Diffusionskoeffizient	$\frac{m^2}{s}$
d	Partikeldurchmesser	m
Sh	Sherwoodzahl	—

Die Sherwoodzahl wird auch als dimensionsloser Stoffübergangskoeffizient bezeichnet [33]. Sie kann über die Partikel-Reynoldszahl berechnet werden. Der Zusammenhang zwischen der Sherwood- und der Partikel-Reynoldszahl lässt sich laut [4] mit Hilfe von Gleichung (4.31) darstellen:

$$Sh = 2 + 0,0187 \cdot Re_p^{0,77924} \quad (4.31)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
Sh	Sherwoodzahl	—
Re_p	Partikel-Reynoldszahl	—

5. Simulation

Die in dieser Arbeit dargestellten Ergebnisse basieren auf numerischen Strömungssimulationen der Simulationssoftware ANSYS CFX.

Allgemein lässt sich der Ablauf einer numerischen Strömungssimulation in Anlehnung an [19] in sechs Schritten zusammenfassen:

1. Erzeugung der Geometrie
2. Gittergenerierung
3. Vorbereitung der Strömungsberechnung (Präprozessoreinstellungen)
4. Strömungsberechnung
5. Validierung
6. Auswertung

In Kapitel 5 wird das Vorgehen der numerischen Simulation beschrieben. Hierbei werden die Geometrieerzeugung in Sektion 5.1 und die Gittergenerierung in Sektion 5.2 dargestellt. Anschließend werden die wichtigsten Präprozessoreinstellungen (Randbedingungen und Rechenmodelle) in Sektion 5.3 zusammengefasst.

5.1 Geometrieerzeugung

In Abbildung 5-1 ist die Geometrie des Ansaugtraktes zu sehen. Diese wurde mit Hilfe der 3D-CAD-Konstruktionssoftware SolidWorks in Anlehnung an den in [34] dargestellten Ansaugstutzen erstellt.

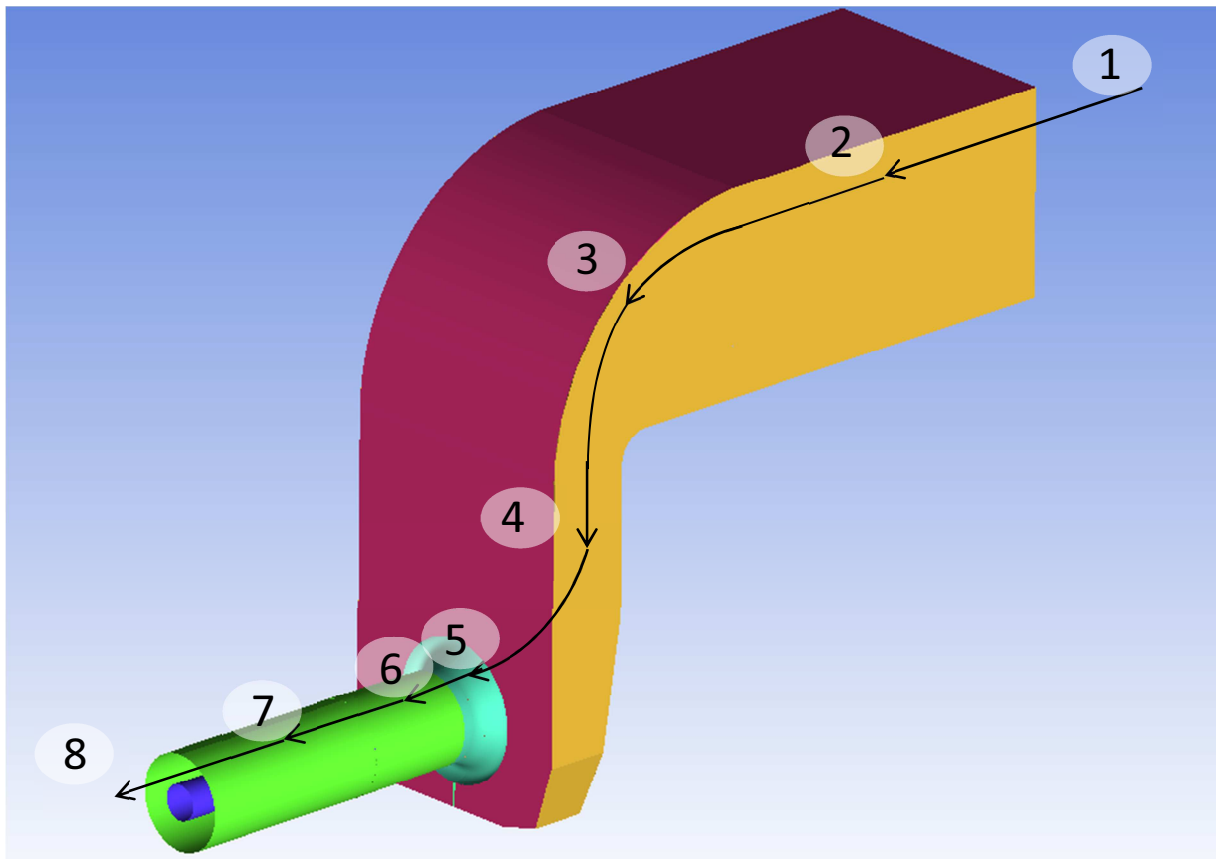


Abbildung 5-1: 3D-Modell des Ansaugtraktes

Die Kennzeichnungen 1 bis 8 stellen verschiedene Positionen im Strömungsverlauf dar und sind nachfolgend genauer beschrieben.

1. Lufteintritt
2. Kammer mit Inlet-Fogging-System
3. 90° Krümmer
4. Bereich für Obersprayfogging
5. Bellmouth
6. Eintritt in den Verdichter, Höhe der Inlet-Guide-Vanes (IGV)
7. Verlängerung des Austritts zur Strömungsberuhigung
8. Auslass

Luft tritt am oberen Ende in den rechteckigen Teil des Ansaugstutzens ein (1). In etwa der Mitte der quaderförmigen Kammer, befindet sich bei der Nummer 2 das Inlet-Fogging-System. In der Realität befinden sich in diesem Bereich des Modells weitere Einbauten, wie zum Beispiel Schalldämpfer. Diese Einbauten wurden in der Simulation des Ansaugtraktes vernachlässigt. Die Strömung erfährt anschließend eine Querschnittsverengung und wird um 90 Grad abgelenkt (3). In dem Teil Nummer 4 können Wassertropfen für das Overspray-Fogging eingedüst werden. Nach einer weiteren Krümmung um 90 Grad (5) ist der Querschnitt rund und die Strömung passiert den engsten Querschnitt. Dieser befindet sich in der trichterförmigen Einströmdüse, dem so genannten Bellmouth. Er ist in der Abbildung 5-1 hellblau dargestellt. Die Inlet-Guide-Vanes (IGV) am Eintritt des Verdichters befinden sich in etwa auf der Höhe der Nummer 6. Die IGV wurden ebenfalls nicht modelliert und werden dementsprechend auch nicht in der Simulation berücksichtigt. Der Ansaugstutzen wurde zur Strömungsberuhigung um den Teil Nummer 7 verlängert. Schlussendlich erreicht die Strömung die Nummer 8, welche den Auslass aus dem Ansaugtrakt darstellt.

Bereits in Abbildung 5-1 ist zu erkennen, dass sich innerhalb des Ansaugstutzens weitere Einbauten befinden. Diese werden in Abbildung 5-2 dargestellt und anschließend erklärt.

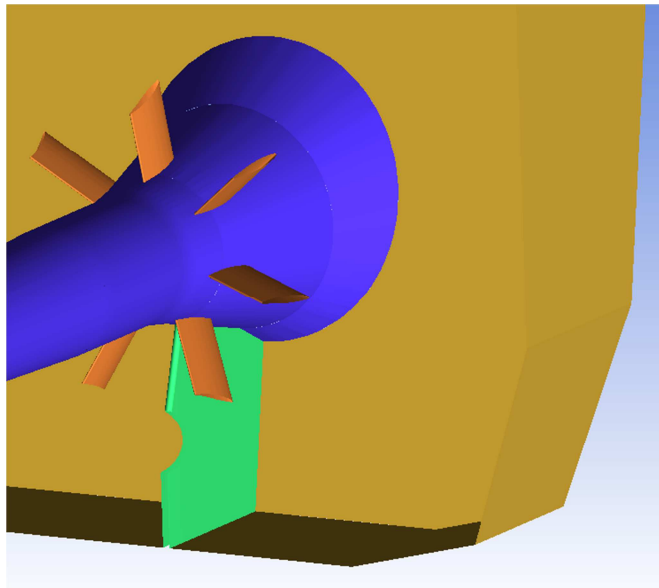


Abbildung 5-2: Innenansicht des Ansaugtraktes

Der dunkelblau eingefärbte Konus ist ebenfalls in Abbildung 5-1 zu sehen. Er beginnt an der gelben Rückwand und führt bis zu dem Auslass des Ansaugstutzens. Durch diesen führt die Antriebswelle des Verdichters. Zur Stabilisation sind sieben Struts zwischen dem Konus und dem Bellmouth eingebaut. Sie sind in der Abbildung 5-2 orange dargestellt. Die Form dieser Struts entspricht einem Profil der NACA63 Serie. Zusätzlich wurde ein Leitblech modelliert. Dieses ist in der Abbildung 5-2 grün dargestellt. Es dient der Strömungsberuhigung und leitet die Strömung in den Bellmouth.

5.2 Gittergenerierung

Um die in Sektion 4.3 dargestellten Differentialgleichungen (4.7), (4.11) - (4.13) und (4.16) für konkrete Problemstellungen lösen zu können, werden die partiellen Ableitungen dieser Differentiale in endliche Differenzen umgewandelt. Dieses Vorgehen wird auch als Diskretisierung bezeichnet. Die so entstandenen Differenzgleichungen können anschließend auf einem Rechengitter numerisch gelöst werden. Dabei werden die Strömungsgrößen für die jeweiligen Netzpunkte eines Gitters berechnet. [19]

Nach der in Sektion 5.1 dargestellten Rechengebietserstellung, muss ein Gitter generiert werden. Generell besteht die Option, die Gittergenerierung automatisch durchzuführen. Hierfür steht beispielsweise das Programm ANSYS TurboGrid zur Verfügung. Aufgrund der Komplexität des Ansaugtraktes ist die automatische Vernetzung jedoch nicht möglich gewesen.

Grundsätzlich können verschiedene Arten von Netzen unterschieden werden:

- 1) Strukturierte Gitter
- 2) Unstrukturierte Gitter

Strukturierten Gitterpunkten können eindeutige Koordinaten zugeordnet werden. Somit ist der Informationstransfer eines Knotenpunktes zu dem Nächsten einfacher, als bei einem unstrukturierten Gitter, in welchem die Gitterpunkte nicht direkt adressierbar sind. Der Vorteil unstrukturierter Gitter gegenüber strukturierten liegt darin, dass sich das Gitter den gegebenen Konturen besser anpassen lässt. In strukturierten Gittern erfolgt diese Anpassung beispielsweise mit Hilfe von H-, C- und O-Gittern, wie in Abbildung 5-3.

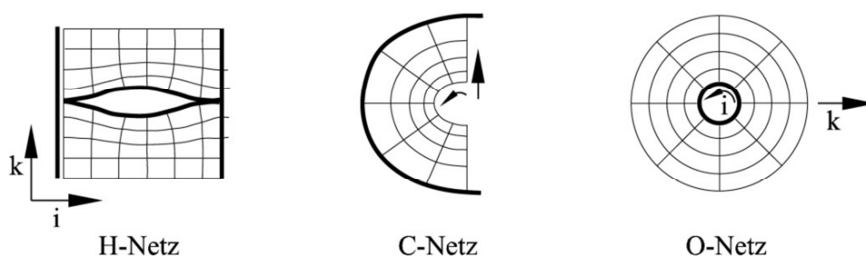


Abbildung 5-3: Besondere Gitterformen [18]

Es ist üblich, ein strukturiertes Gitter in Blöcke zu unterteilen, welche wiederum aus H-, C- oder O-Netzen bestehen können. Diese werden auch als blockstrukturierte Gitter bezeichnet.

Nach der in Sektion 5.1 beschriebenen Geometrieerstellung, wurde mit der Mesh-Generation Software ANSYS ICEM CFD ein blockstrukturiertes Rechengitter in der Geometrie des Ansaugstutzens modelliert.

Es besteht die Möglichkeit, Symmetrieebenen bei Simulationsrechnungen zu nutzen, um die Gesamtzahl der Knotenpunkte und somit die Rechenzeit möglichst gering zu halten. Aufgrund der Symmetrie des Ansaugtraktes musste somit lediglich in der Hälfte der Geometrie ein Gitter erzeugt werden.

Wie Abbildung 5-4 zeigt, entspricht die Gitterform um die Struts herum einem O-Netz, wobei das Leitblech von einem halben C-Netz umgeben wird.

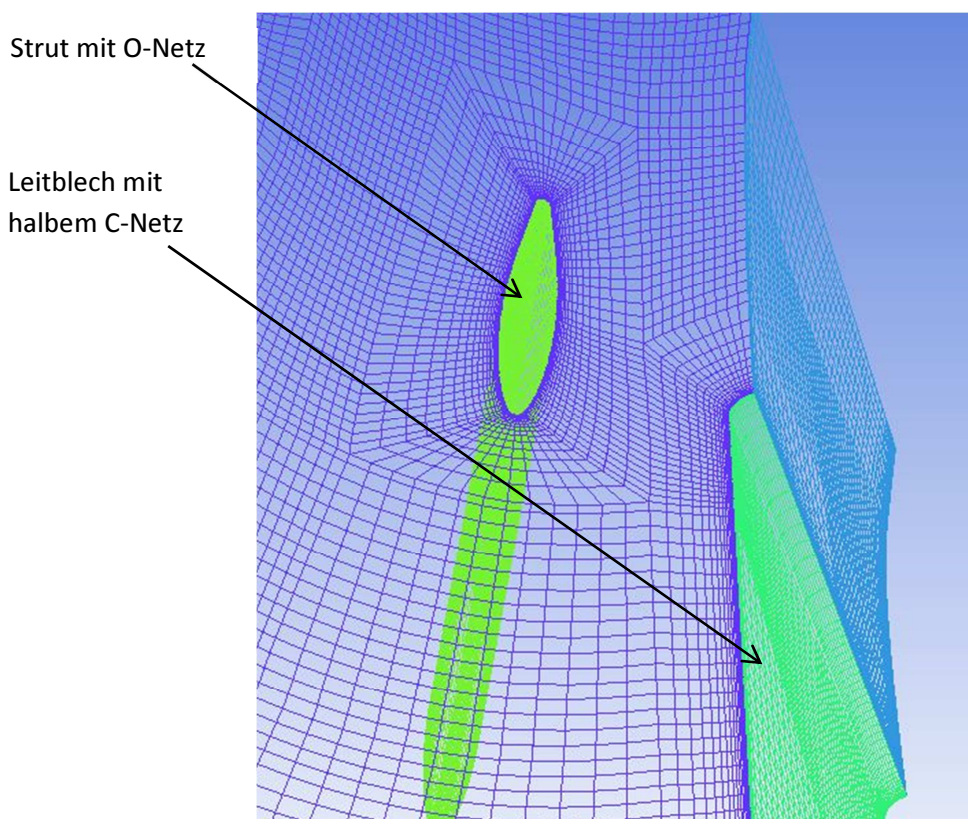


Abbildung 5-4: Gitteranpassung an Strömungshindernissen

In den Bereichen mit größeren Gradienten ist das Netz verfeinert, um beispielsweise die Grenzschicht nahe der Strutwände oder den Bereich der Wassereindüsung besser darstellen zu können. Die Verfeinerung des Gitters zur Grenzschichtauflösung ist in Abbildung 5-4 und Abbildung 5-5 zu sehen.

Für die Auswertung an bestimmten Schnittebenen ist das Gitter in 5 Teile geteilt. Diese Teile werden in Abbildung 5-5 mit A - E gekennzeichnet.

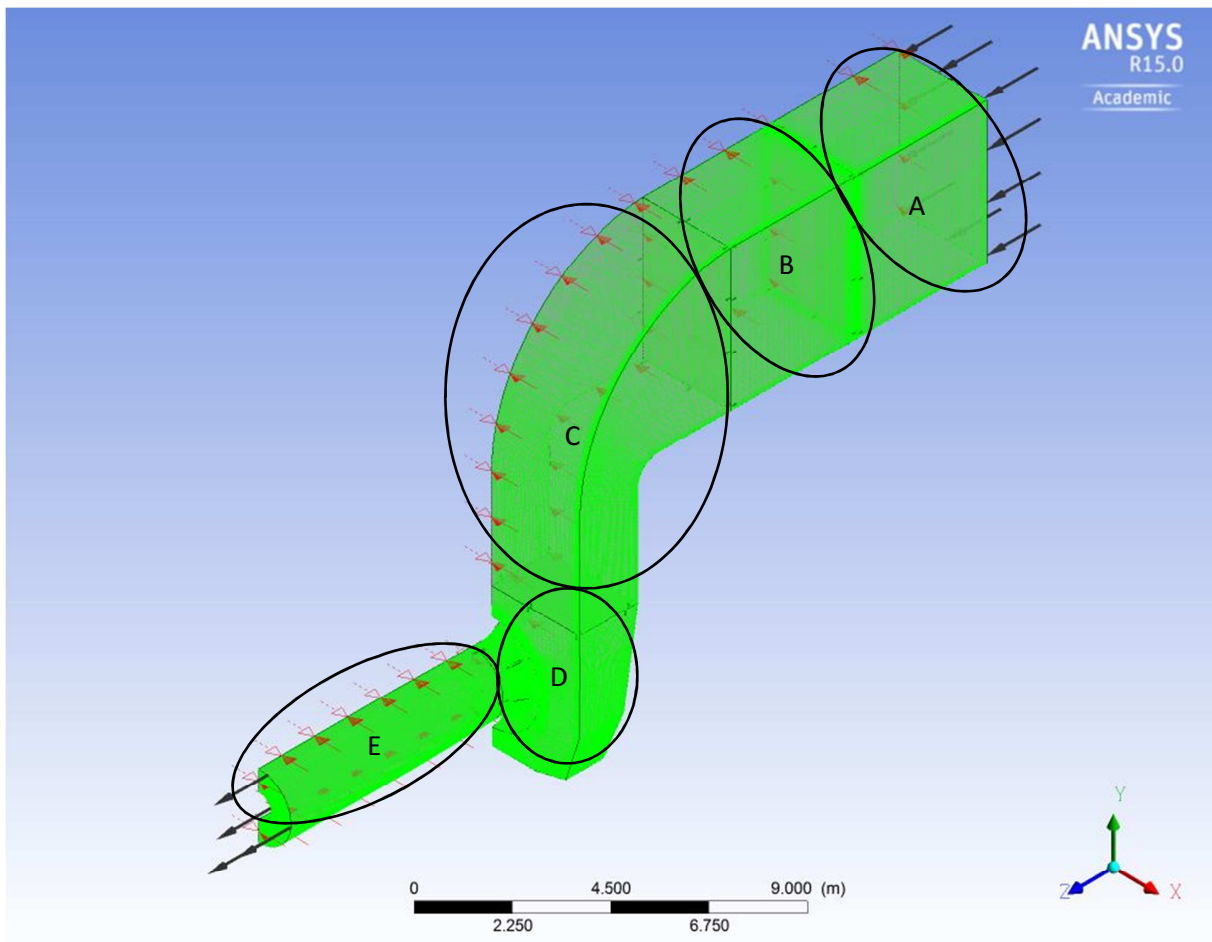


Abbildung 5-5: Rechengitter

Das Konvergenzverhalten und die Genauigkeit der numerischen Rechnungen hängen entscheidend von der Gitterqualität und der Feinheit des Rechnetzes ab [19]. Parameter, die die Qualität eines Rechengitters widerspiegeln sind unter anderem der Minimalwinkel, das maximale Seitenverhältnis, die maximale Volumenänderung und die minimale Determinante. Der Minimalwinkel sollte möglichst groß ($>18^\circ$) und das maximale Seitenverhältnis möglichst klein sein. Die maximale Volumenänderung sollte einen Wert kleiner zehn haben und die minimale Determinante größer 0,3 sein.

In der nachfolgenden Tabelle 5-1 sind die wichtigsten charakteristischen Größen der einzelnen Gitterteile und zusätzlich Informationen über die jeweiligen Grenzwerte zusammengetragen.

Tabelle 5-1: Charakteristische Größen des Rechengitters

	TEIL A	TEIL B	TEIL C	TEIL D	TEIL E	Grenzwert
Anzahl der Knotenpunkte [MIO]	0,16	0,24	0,2	1,2	0,4	-
Volumen [m ³]	54,5	52,9	67,9	17,8	9,7	-
Minimalwinkel [°]	87	88	30	27	61	>18
maximales Seitenverhältnis [-]	315	248	539	225	425	möglichst klein
maximale Volumenänderung [-]	3,49	3,48	3,49	7,63	4,26	<10
minimale Determinante [-]	0,997	0,999	0,843	0,610	0,888	>0,3

Anhand der Daten aus Tabelle 5-1 ist ersichtlich, dass die Grenzwerte eingehalten wurden und das Rechengitter somit von guter Qualität ist.

Die Feinheit eines Rechnetzes bestimmt die Genauigkeit der Simulation und deren Rechenaufwand [19]. Das Gitter muss somit so fein wie möglich sein, der Rechenaufwand darf dabei jedoch nicht zu groß werden. Zur Abschätzung der erforderlichen Feinheit kann eine so genannte Netzunabhängigkeitsanalyse durchgeführt werden. Bei einer Netzunabhängigkeitsanalyse wird eine Simulation mit verschiedenen feinen Rechengittern durchgeführt. Anschließend wird der Einfluss dieser Feinheit auf einen repräsentativen Strömungswert analysiert. In Abbildung 5-6 ist das Ergebnis der Netzunabhängigkeitsanalyse des Ansaugtraktes dargestellt.

Die Netzunabhängigkeitsanalyse wurde mit ungeteilten Rechengittern durchgeführt.

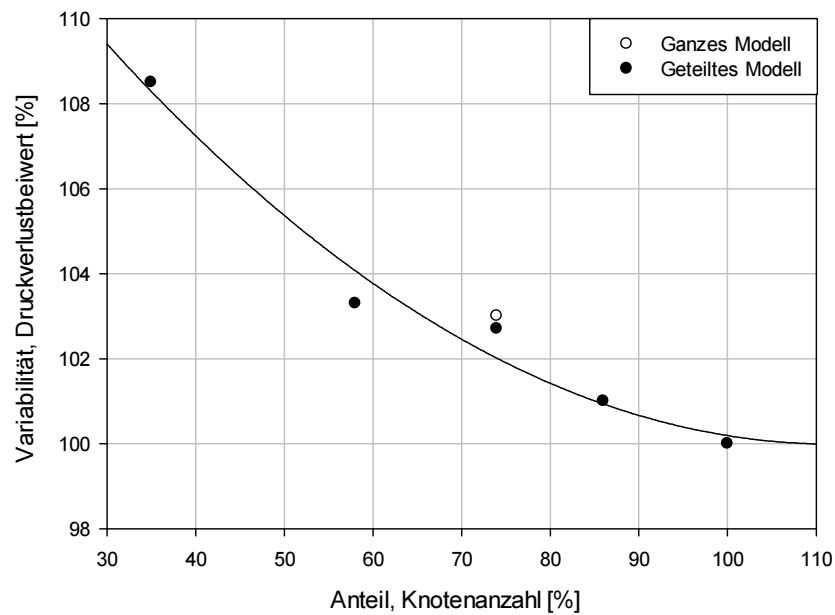


Abbildung 5-6: Netzunabhängigkeitsanalyse incl. Vergleich zum geteilten Modell

Für die weiteren Simulationen wird um etwa 25 % reduzierte Rechengitter gewählt, weil die Abweichung des Druckverlustbeiwertes zum feinsten Gitter mit ungefähr 3 % relativ klein ist und der Rechenaufwand durch diese Auswahl geringer ist, als bei dem feinsten Netz.

Insgesamt besteht das Rechengitter aus 2,2 Mio. Knoten, das für die Auswertung in 5 Teile geteilt ist. Der Einfluss des Teilens auf die Rechenergebnisse wurde ebenfalls analysiert. In der Abbildung 5-6 ist der Druckverlustbeiwertes des geteilten Modells dargestellt. Die Abweichung des Druckverlustbeiwertes vom geteilten Gitter zum ganzen Gitter beträgt bei gleicher Knotenanzahl 0,3 % und ist somit marginal. Nachfolgende Rechnungen können daher mit Hilfe des geteilten Modells durchgeführt werden.

5.3 Wichtige Randbedingungen und Rechenmodelle

Nach der Erstellung des Rechnetzes müssen die Randbedingungen für die Strömungsberechnung bestimmt und geeignete Modelle im Präprozessor festgelegt werden. In den nachfolgenden Abschnitten werden die wichtigsten Randbedingungen und Einstellungen beschrieben.

Da ein direkter Vergleich der Simulationsrechnungen des Ansaugtraktes mit reellen, experimentellen Analysen nicht möglich ist, wurde vorab eine weitere Simulation durchgeführt. Diese wurde den in [24] beschriebenen Randbedingungen nachempfunden. Sie dient der Gegenüberstellung mit den aufgeführten Vergleichswerten und somit der Validierung möglicher Rechenmodelle. Die Tropfenevaporation konnte berechnet werden, dies zeigte sich in der Reduktion der Tropfengröße, der Temperaturabsenkung und der Erhöhung der relativen Feuchtigkeit. Anhand des Vergleichs der berechneten Temperaturverteilung mit den in [24] dargestellten Vergleichswerten, konnten die Ergebnisse validiert werden. Das Vorgehen dieser Vorabsimulation wird im Anhang 2 ausführlicher beschrieben.

5.3.1 Inlet-Fogging-System

Die Vielfalt an Gasturbinen und den dazugehörigen Ansaugtrakten bedingen die Variationsmöglichkeiten der Inlet-Fogging-Systeme. In diesem Abschnitt sind die wesentlichen Parameter des simulierten Sprays zusammengetragen, welche für die Einstellungen im Präprozessor benötigt werden.

Für das Inlet-Fogging werden möglichst kleine Tropfen demineralisierten Wassers in den Ansaugtrakt eingespritzt. Gebräuchliche Düsen sind beispielsweise die PJ6 Nebeldüsen der Firma BETE. Ein Datenblatt der PJ Düsen ist dem Anhang 3 zu entnehmen. Durch die Inkompressibilität der Tropfen entspricht die in Anhang 4 dargestellte Volumenverteilung der Wassertropfen der PJ6 Nebeldüsen auch deren Massenverteilung.

Topfenverteilungen können unter anderem durch die in Abschnitt 4.2 vorgestellte RRSB-Funktion approximiert werden. Zur Bestimmung der charakteristischen Größen (Lageparameter und Streuungsparameter) wurde die Massenverteilung der PJ6 Düsen in dem RRSB-Diagramm eingetragen, welches in Anhang 1 dargestellt ist.

Basierend auf den Informationen der Datenblätter und der approximierten RRSB-Verteilung fasst die nachfolgende Tabelle 5-2 die wichtigsten Kenndaten des Spraysystems der PJ6 Düsen bei einem Betriebsdruck von 200 bar zusammen.

Tabelle 5-2: Kenndaten, Inlet-Fogging-System

Kenngroße	Kürzel	Einheit	Wert
halber Spraywinkel	α	°	45
Volumenstrom je Düse	$\dot{V}_{H_2O,Düse}$	$\frac{l}{min}$	0,194
Sauterdurchmesser	d_{32}	μm	13
Lageparameter (Rosin-Rammler Partikelverteilung)	x'	μm	19,5
Streuungsparameter (Rosin-Rammler Partikelverteilung)	n	–	2,5

5.3.2 Wesentliche Modelle des Präprozessors

Generell handelt es sich bei den durchgeführten Rechnungen um stationäre Simulationen, bei der die Turbulenz mit Hilfe des in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen $k - \varepsilon$ -Modells berechnet wurde.

Lediglich eine Simulation wurde erfolgreich mit dem Euler-Lagrange Ansatz durchgeführt. Die anderen Rechnungen basieren auf dem Euler-Euler Ansatz. Bei der Euler-Lagrange Rechnung wurde keine Evaporation berücksichtigt, da diese mit der Transfermodellierung nicht konvergierte. Dieses Konvergenzproblem konnte auf die Partikelgröße zurückgeführt werden. Innerhalb eines Zeitschrittes sind zu viele Tropfen evaporiert und verursachten unrealistische Temperaturabsenkungen. Um die Evaporation berechnen zu können, müsste der Zeitschritt reduziert werden. Diese Reduktion ist unter den gegebenen Randbedingungen nicht sinnvoll, da die Rechenzeit einer Simulation sonst mehr als 30 Tage betragen würde. Im Anhang 5 wird auf diese Problematik näher eingegangen.

Die Euler-Lagrange Rechnung dient der Berechnung der Partikelbahnen und die Euler-Euler Rechnungen der Analyse des Evaporationseinflusses. Das im obigen Abschnitt 5.3.1 beschriebene polydisperse Tropfenspektrum entspricht dem Spektrum der Euler-Lagrange Rechnung. Bei den Euler-Euler Rechnungen wurden hingegen nur Tropfen des für die Transfervorgänge wichtigen und der Verteilung entsprechenden Sauterdurchmessers berücksichtigt. Die Tropfen wurden über die gesamte durchströmte Fläche, etwa mittig in der ersten quaderförmigen Kammer, in das Modell eingedüst.

Für beide Simulationsarten wurden jeweils zwei Fluide definiert (Luft und Wasser). Die Stoffeigenschaften des Wassers und des Wasserdampfes entsprechen den Werten der IAPWS (International Association for the Properties of Water and Steam) und stellen den aktuellen Industriestandard dar.

Zwischen den Phasen gibt es lediglich bei den Euler-Euler Rechnungen einen Wärme- und Stoffaustausch, welcher auf den in Abschnitt 4.3.3 beschriebenen Modellen basiert. Somit wurde der Widerstandsbeiwert, zur Berechnung der Widerstandskraft, über die in Gleichung (4.23) dargestellte Schiller-Naumann-Gleichung bestimmt. Der Wärmeübergang ist wie beschrieben abhängig von der Nusseltzahl, welche mit Hilfe des Ranz-Marschall Gesetzes über Gleichung (4.27) berechnet wurde. Der für den Stoffübergang charakteristische Stoffübergangskoeffizient ist Abhängig von der Sherwoodzahl, welche mit Gleichung (4.31) bestimmt wurde.

Die Gültigkeit der genutzten Modelle wurde anhand der Simulationsrechnungen des Ansaugtraktes analysiert. Für die Gültigkeitsanalyse der beschriebenen Schiller-Naumann-Gleichung sind die Weberzahlen zu bestimmen. Die Weberzahl entspricht dem Verhältnis der Trägheits- zur Oberflächenkraft und kann über Gleichung (5.1) berechnet werden [17].

$$We = \frac{\rho_c \cdot w^2 \cdot d}{\gamma} \quad (5.1)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
We	Weberzahl	—
ρ_c	Dichte der kontinuierlichen Phase	$\frac{kg}{m^3}$
w	Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel, auch Anströmgeschwindigkeit genannt	$\frac{m}{s}$
d	Partikeldurchmesser	m
γ	Oberflächenspannung	$\frac{N}{m}$

Nimmt die Weberzahl einen Wert größer als 12 an, ist laut [32] eine starke Deformation und somit das Aufteilen der Tropfen in kleinere Tropfen wahrscheinlich.

Eine Analyse der Weberzahl hat ergeben, dass bei dem Eindüsen der Wassertropfen in den Ansaugtrakt angenommen werden kann, dass es sich um formfeste Kugeln handelt. Es gilt $We < 12$.

Die Berechnung der Nusseltzahl über den in Gleichung (4.27) dargestellten Zusammenhang gilt laut [2] für einen Bereich der Partikel-Reynoldszahl von 0-200 und bei Prandtlzahlen zwischen 0 und 250.

Die Berechnungen der besagten dimensionslosen Kenngrößen für die Strömung in dem Ansaugstutzen ergaben, dass diese die Grenzen nicht überschreiten und die gewählten Modelle somit gültig sind.

Eine detaillierte Übersicht der Präprozessoreinstellungen ist dem Anhang 6 zu entnehmen.

5.4 Simulationsvarianten

Die Simulationsvarianten basieren auf den in [12] dargestellten Randbedingungen. Hier wurde unter anderem der Einfluss der eingedüsten Wassermenge analysiert, wobei die Eintrittstemperatur 290 K und die Luftfeuchtigkeit 60 % betrug. Diese Werte entsprechen in etwa der international genormten Standardatmosphäre (288,15 K, 60 % relative Luftfeuchtigkeit, Umgebungsdruck: 1,013 bar) [20].

Für die Bezeichnung der einzelnen Simulationsvarianten der Euler-Euler Rechnungen wird im Rahmen dieser Arbeit ein Kennzeichnungsschlüssel verwendet, der sich wie folgt definiert:

X - Y - Z

Position X (T290) und Y (RH60) spiegeln die Temperatur und die relative Luftfeuchtigkeit wider. Z kennzeichnet die relative Wasserbeladung und somit das Massenverhältnis des eingedüsten Wassermassenstroms zum Luftmassenstrom:

$Z_1=0,0$	Massenverhältnis Wasser / Luft: 0,0 %
$Z_2=0,5$	Massenverhältnis Wasser / Luft: 0,5 %
$Z_3=1,0$	Massenverhältnis Wasser / Luft: 1,0 %
$Z_4=1,5$	Massenverhältnis Wasser / Luft: 1,5 %
$Z_5=2,5$	Massenverhältnis Wasser / Luft: 2,5 %

Bei der Simulation mit einer relativen Wasserbeladung von 0,0 % betrug diese 0,001 %. Es wurde nicht komplett auf die Eindüsung verzichtet, damit Wasser und somit die für Kondensationsvorgänge wichtigen Kondensationskeime in der Strömung vorhanden sind.

Die Varianten unterscheiden sich maßgeblich in der eingedüsten Wassermenge. In Tabelle 5-3 ist eine Übersicht der wichtigsten Simulationsvarianten dargestellt. Dabei kommt zwei Versuchen eine besondere Bedeutung zu:

- T290-RH60-0,0 Diese Simulation repräsentiert eine trockene Strömungsrechnung
- T290-RH60-1,0 Diese Simulation stellt den Basisversuch dar, anhand dessen der Einfluss der Evaporation analysiert wurde

Tabelle 5-3: Simulationsvarianten

Simulationsvariante	T_{ein} [K]	RH_{ein} [%]	relative Wasserbeladung [%]
T290-RH60-0,0	290	60	0,0
T290-RH60-0,5	290	60	0,5
T290-RH60-1,0	290	60	1,0
T290-RH60-1,5	290	60	1,5

Mit dem Euler-Lagrange Ansatz wurde nur eine Simulation durchgeführt. Hier betrug die Temperatur ebenfalls 290 K und die relative Luftfeuchtigkeit 60 %. Da lediglich Partikelbahnen mit dieser Simulation analysiert werden sollten, bei der keine Transfervorgänge berücksichtigt wurden, wurde eine relative Wasserbeladung von 0,02 % gewählt.

6. Ergebnisse der Simulationen, Berechnungen und Betrachtungen

In diesem Kapitel werden die ermittelten Ergebnisse mit einer ähnlichen Untersuchung verglichen, die sich ebenfalls mit dem Strömungsverhalten in dem Ansaugtrakt befasst hat und dient somit der weiteren Validierung. In Sektion 6.1 erfolgt zunächst eine Gegenüberstellung der Euler-Lagrange Rechnung mit den in [34] dargestellten Analysen ohne Evaporation, anschließend wird in Sektion 6.2 die Möglichkeit der Kombination der Euler-Lagrange mit Euler-Euler Rechnungen dargestellt. Diese Kombination erfolgt, um umfangreiche Informationen über das Strömungsbild des Ansaugtraktes zu erhalten. Nach der Darstellung des Evaporationsverhaltens bei variierender Wassermenge in Sektion 6.3 und einer grundsätzlichen Analyse des austretenden Strömungsbildes in Sektion 6.4, wird in Sektion 6.5 der Einfluss der Evaporation auf das Strömungsbild untersucht. Abschließend wird in Sektion 6.6 der Strömungsverlauf innerhalb des Ansaugtraktes analysiert, um die Ursachen der aufgefundenen Inhomogenitäten zu untersuchen.

6.1 Simulation ohne Transfervorgänge

In [34] wird der Einfluss verschiedener Ansaugtraktgeometrien, bezogen auf den Druckverlust und die Homogenität des austretenden Strömungsbildes, analysiert. Hierzu wurden sowohl Maßstabsgetreue Modelle untersucht, als auch Simulationsrechnungen und Messungen an realen Gasturbinen durchgeführt. Die Homogenität wurde anhand der so genannten Druckverzerrung p_{ver} analysiert, welche in Gleichung (6.1) dargestellt ist. Sie stellt die Differenz des lokalen p_t' zum durchschnittlichen Totaldruck p_t bezogen auf den Staudruck p_{stau} dar [34].

$$p_{ver} = \frac{p_t' - p_t}{p_{stau}} \quad (6.1)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
p_{ver}	Druckverzerrung	–
p_t'	Totaldruck, lokal	<i>bar</i>
p_t	Totaldruck, gemittelt	<i>bar</i>
p_{stau}	Staudruck, gemittelt	<i>bar</i>

In Abbildung 6-1 ist rechts die Druckverzerrung der Euler-Lagrange Simulationsrechnung ohne Evaporation dargestellt. Die links dargestellte Druckverzerrung auf Höhe der IGV wurde anhand von Messungen an einem Modell ähnlicher Geometrie mit dem Maßstab von 1:7 bestimmt. Die Darstellung wurde aus einer Messpunktmatrix generiert, welche sieben Messpunkte in radialer und 108 Messpunkte in Umfangsrichtung aufwies. In beiden Fällen betrug die Machzahl auf Höhe der IGV in etwa 0,4. In Gleichung (6.2) ist die Definition der Machzahl dargestellt. Sie spiegelt das Verhältnis der lokalen Geschwindigkeit zu der temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit wider.

$$Ma = \frac{v}{c} \quad (6.2)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
Ma	Machzahl	—
v	Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$
c	Schallgeschwindigkeit	$\frac{m}{s}$

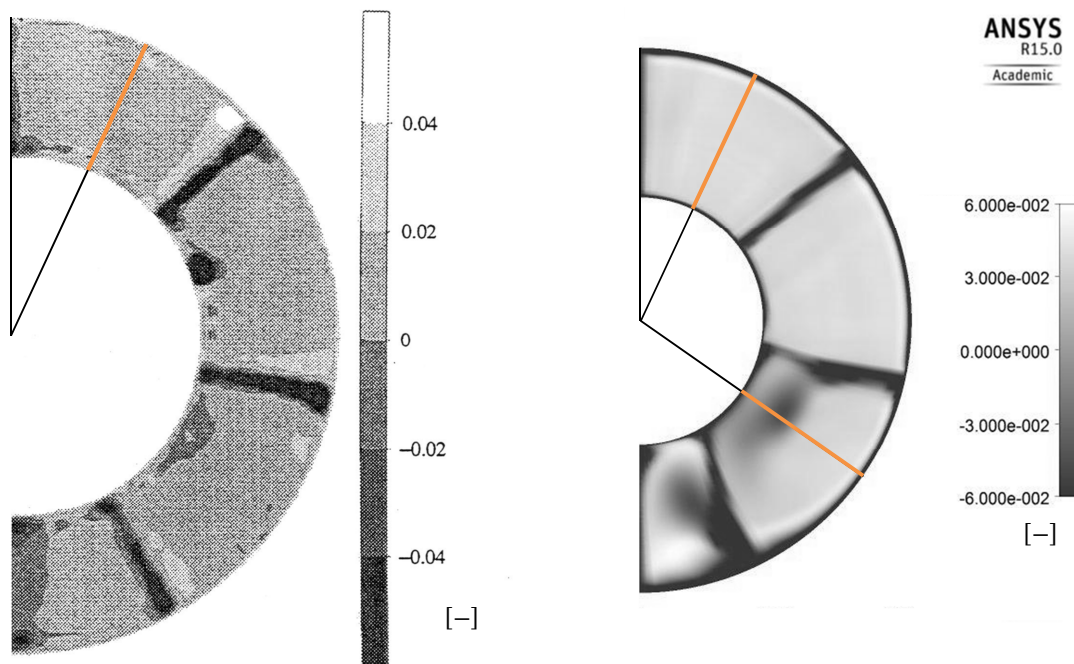


Abbildung 6-1: Druckverzerrung auf Höhe der IGV; links: Modellversuch; rechts: Simulation

In der Abbildung 6-1 sind in beiden Fällen die Nachläufe der Struts und des Leitbleches deutlich zu erkennen. Ausgeprägte Druckverzerrungen sind in der Darstellung der Simulationsrechnung im unteren Bereich zu erkennen und deuten sich auch in dem Modellversuch an. In dem Modellversuch können die Auffälligkeiten nahe des inneren Konus durch die Anordnung der Messsonden verstärkt sein. Zwischen den einzelnen Messpunkten wurden die gemessenen Werte interpoliert. Der Einfluss der wandnahen Strömung kann daher rein optisch einen größeren Bereich einnehmen.

Eine weitreichende Validierung ist aufgrund dieser graphischen Darstellungen nicht möglich, sodass im Folgenden zusätzlich normierte, radiale Geschwindigkeitsprofile analysiert werden.

Auf der Fläche der IGV sind in Umfangsrichtung in verschiedenen Winkeln Linien zu Auswertungszwecken definiert worden, auf welchen Strömungsgrößen ausgewertet werden konnten. Diese Linien sind ebenfalls in der obigen Abbildung 6-1 zu sehen. Die Geschwindigkeitsverteilung definiert sich über das Verhältnis der lokalen Geschwindigkeit zur Durchschnittsgeschwindigkeit auf Höhe der IGV.

In Abbildung 6-2 sind die Geschwindigkeitsverläufe bei einem Auswertewinkel von 25° präsentiert, welche sowohl an dem skalierten Modell des Ansaugtraktes gemessen, als auch mit Hilfe des Euler-Lagrange Ansatzes ermittelt wurden. Zusätzlich ist ein Geschwindigkeitsverlauf der Simulationsrechnung bei einem Auswertewinkel von 125° dargestellt.

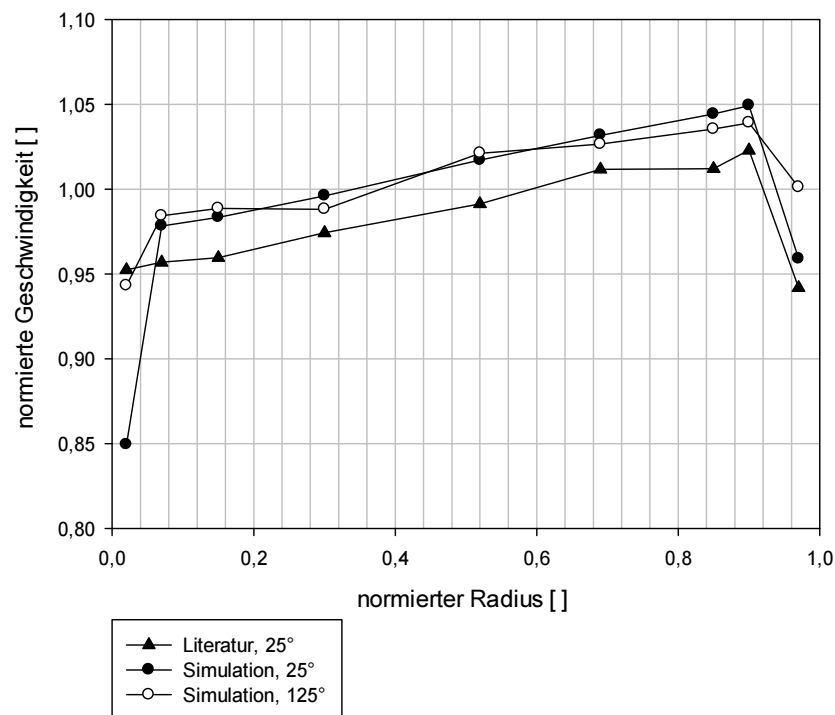


Abbildung 6-2: Geschwindigkeitsverläufe Simulation und [34]

Es ist ersichtlich, dass die Geschwindigkeit zum äußeren Rand hin zunimmt. Bei den beiden dargestellten 25° Verläufen ist diese Erhöhung mit ähnlicher Steigung quasi linear, lediglich am äußersten Rand sind Abweichungen von dieser Linearität zu erkennen. Der Einfluss der Strömungsreduzierung nahe dem inneren Konus ist in den Simulationsrechnungen stärker ausgeprägt, als bei der in [34] dargestellten Messung an einem skalierten Ansaugtraktmodell. Dieser Unterschied ist auf die Genauigkeiten der Messauflösung und Unterschiede in der Datenermittlung

zurückzuführen. Die geringeren lokalen Geschwindigkeiten bedingen eine geringere Durchschnittsgeschwindigkeit der Simulationsrechnung. Die normierte Geschwindigkeit, welche aus dem Verhältnis der lokalen zur durchschnittlichen Geschwindigkeit gebildet wird, ist somit bei der Simulationsrechnung höher, als bei dem Modellversuch.

Die Ergebnisse der Simulation weisen in Abhängigkeit des Auswertewinkels Unterschiede auf. Im oberen Bereich (25°) ist ein linearer Zusammenhang ersichtlich, wohingegen im unteren Bereich (125°) eine Variabilität in dieser Abhängigkeit zu erkennen ist. Diese Variabilität deutet auf Unstetigkeiten der Strömung im unteren Bereich hin.

Die vorherigen Ergebnisse zeigen somit insgesamt, dass das simulierte Strömungsbild dem der Realität weites gehend entspricht. Diese Aussage basiert auf der Analyse der Euler-Lagrange Rechnung ohne Evaporation. Anschließend soll der Einfluss der Transfermodellierung untersucht werden. Hierfür wird die Euler-Lagrange Rechnung bei sonst gleichen Randbedingungen einer Euler-Euler Rechnung gegenübergestellt.

6.2 Einfluss der Evaporationsmodellierung

Wie in Abschnitt 5.3.2 erwähnt, konnte aufgrund von Konvergenzproblemen keine Euler-Lagrange Simulation mit Berücksichtigung des Wärme- und Stoffaustausches durchgeführt werden. Um den Einfluss der Transfermodelle der Euler-Euler Rechnungen gegenüber der Euler-Lagrange Rechnung zu prüfen, erfolgt nun ein Vergleich von zwei Rechnungen:

1. Euler-Lagrange ohne Transfervorgänge
2. Euler-Euler mit Wärme- und Stoffaustausch

Bei der Euler-Euler Rechnung handelt es sich um die Simulationsvariante T290-RH60-0,0, bei der der relative Wasseranteil 0,001 % betrug.

Lokal treten vernachlässigbar kleine Abweichungen in den flächengemittelten Werten der Strömungsgrößen auf. Bei der Temperatur beträgt diese Abweichung 0,00 % – 0,04 % und bei der relativen Luftfeuchtigkeit -0,20 % – 0,02 %.

Durch diese Erkenntnis ist ersichtlich, dass die Transfervorgänge der Euler-Euler Rechnung vernachlässigbar klein sind und die Ergebnisse der Euler-Lagrange Rechnung denen der Euler-Euler Simulation entsprechen, solange kein Wasser eingedüst wird.

Die nachfolgende Betrachtung soll Aufschluss über das Evaporationsverhalten im Ansaugtrakt geben. Für diesen Zweck werden Simulationen ausgewertet, bei denen unterschiedlich viel Wasser in den Ansaugtrakt eingespritzt wurde.

6.3 Einfluss der Wassermenge auf das Evaporationsverhalten im Ansaugtrakt

Für den positiven Effekt der Evaporationskühlung soll so viel Wasser in den Ansaugtrakt gegeben werden, dass dieser maximal heruntergekühlt wird, aber möglichst wenig Wassertropfen den Verdichtereintritt erreichen, da diese zu abrasiven Verschleiß der Verdichterschaufeln führen können.

Die Menge des eingedüsten Wassers definiert sich über die in Gleichung (4.4) dargestellten relative Wasserbeladung. Nachfolgend ist in Abbildung 6-3 die Verdichtereintrittstemperatur bei verschiedenen relativen Wasserbeladungen dargestellt. Die einströmende Luft hatte hierbei eine Temperatur von 290 K und eine relative Luftfeuchtigkeit von 60 %.

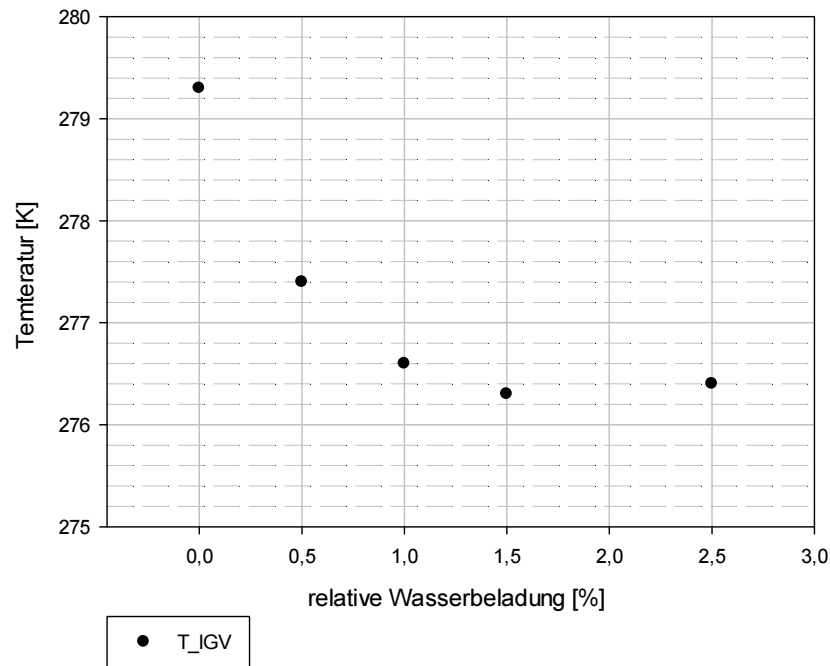


Abbildung 6-3: Austrittstemperatur in Abhängigkeit der relativen Wasserbeladung

Der Abbildung 6-3 ist zu entnehmen, dass die Temperatur auch ohne eingedüstes Wasser vom Einlass bis zum Auslass geometriebedingt abnimmt, da die durchströmte Fläche verringert wird. Durch diese Flächenreduktion steigt die Geschwindigkeit, wodurch die statische Temperatur sinkt.

Die Temperaturreduktion beträgt ohne Wassereindüsung 10,7 K. Werden Wassertropfen in den Ansaugtrakt gedüst, sinkt die Temperatur auf Höhe der IGV zunächst mit steigender Wassermenge. Die Verdichtereintrittstemperatur ist bei einer relativen Wasserbeladung von 2,5 % (276,4 K) höher, als bei 1,5 % (276,3 K). Diese Beobachtung ist einerseits auf die Genauigkeit der Ergebnisse zurückzuführen und andererseits kann die erhöhte Tropfenanzahl bei einer relativen Wasserbeladung von 2,5 % und somit einer größeren Anzahl an Kondensationskeimen zu einer verstärkten Kondensation und somit zu einer höheren Temperatur führen. Wie Abbildung 6-4 zeigt, steigt sowohl die Evaporations-, als auch die Kondensationsrate mit der Erhöhung der eingebrachten Wassermenge. Die Zunahme der Kondensation ist dabei ausgeprägter, als die der Evaporation. Bei einer relativen Wasserbeladung von 0,0 % verdunstet kein Wasser. Die stattfindende Kondensation ist zu gering, um in Abbildung 6-4 dargestellt werden zu können. Es wurde keine Simulation mit einer relativen Massenbeladung von 2,0 % durchgeführt, daher ist hier in Abbildung 6-4 eine Lücke.

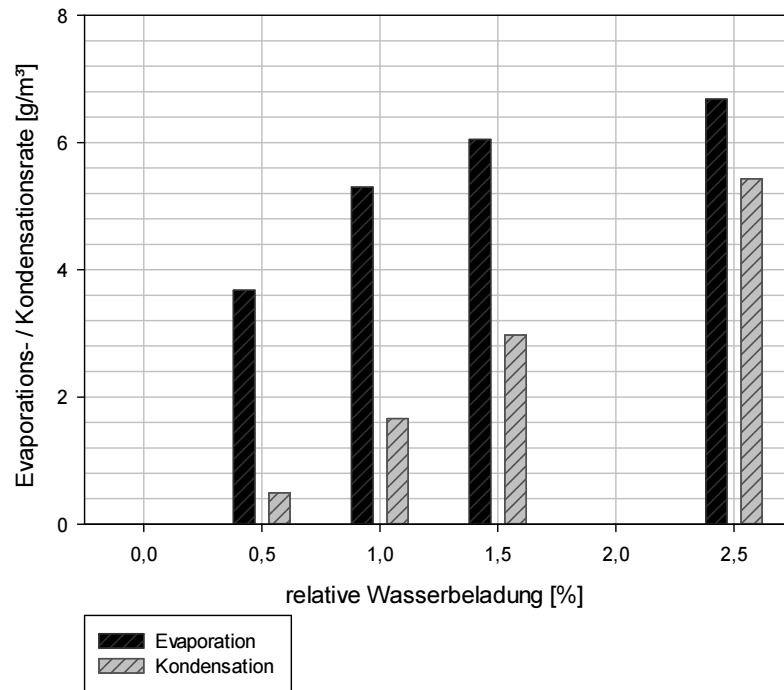


Abbildung 6-4: Evaporation und Kondensation in Abhängigkeit der eingedüsten Wassermenge

Bei den gegebenen Randbedingungen der eintretenden Luft können durch die Wassereindüsung die in Tabelle 6-1 dargestellten Temperaturdifferenzen $\Delta T_{ein \rightarrow IGV}$ erzielt werden. In Tabelle 6-1 sind zusätzlich die Werte des eingedüsten, des verdunsteten und des restlichen Wassermassenstromes dargestellt. Zudem kann der relative Anteil des auf Höhe der IGV evaporierten Wassers abgelesen werden.

Tabelle 6-1: Übersicht der eingedüsten und austretenden Wassermassenströme und der Temperaturdifferenzen

relative Wasserbeladung [%]	$\Delta T_{ein \rightarrow IGV}$ [K]	Eingedüster Wasserstrom [$\frac{kg}{s}$]	Verdunsteter Wasserstrom [$\frac{kg}{s}$]	Restwasser Massenstrom [$\frac{kg}{s}$]	Anteil des evaporierten Wassers [%]
0,0	10,7	0,00	0,00	0,00	0,0
0,5	12,6	1,00	0,18	0,82	18,5
1,0	13,4	2,00	0,27	1,73	13,7
1,5	13,7	3,00	0,32	2,68	10,6
2,5	13,6	5,00	0,35	4,65	7,0

Es ist auffallend, dass der Anteil des evaporierten zum eingedüsten Wasser mit 7,0 – 18,5 % sehr gering ist. Für eine detaillierte Analyse des Evaporationsverhaltens wurden 89 Auswerteebenen in dem Ansaugtrakt definiert, welche in Abbildung 6-5 dargestellt sind. Die Ebenen sind auf einer

idealen Stromlinie in einem Abstand von etwa 0,25 m zueinander angeordnet. Diese Positionen wurden in Anlehnung an den in [11] genutzten Ebenen der Strömungsanalyse innerhalb eines Ansaugtraktes gewählt.

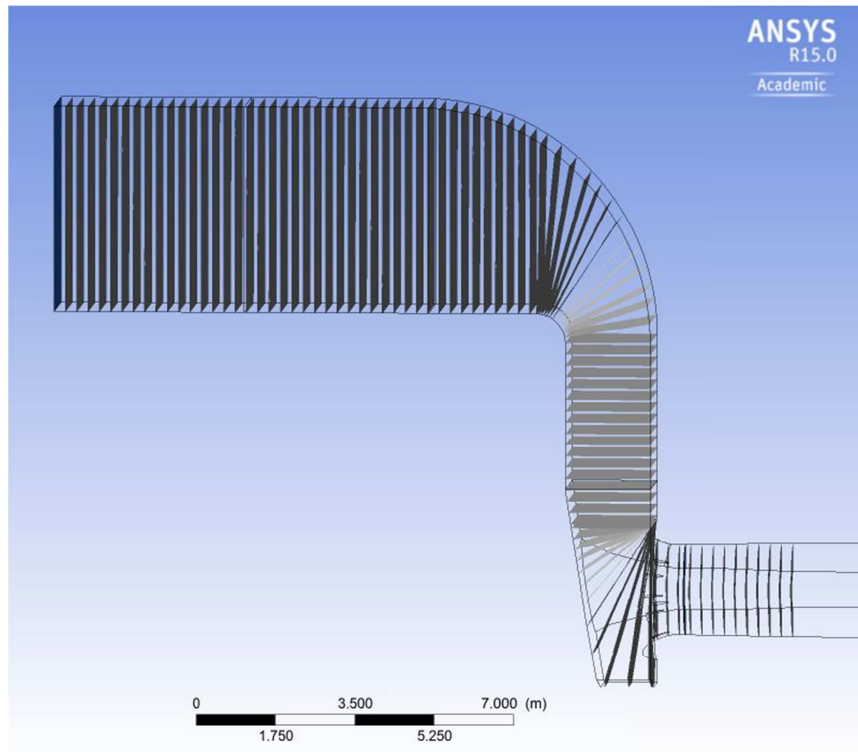


Abbildung 6-5: Lage der Auswerteebenen

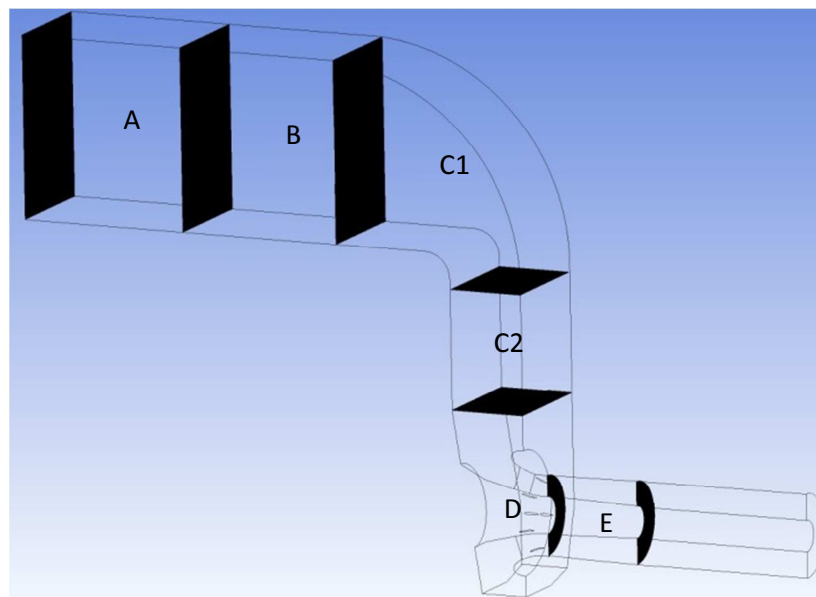


Abbildung 6-6: Unterteilung des Ansaugtraktes für die weitere Analyse

In Anlehnung an die in Abbildung 5-5 dargestellten Gitterteile, sind die Strömungsbereiche A, B, C1, C2, D und E in der obigen Abbildung 6-6 dargestellt. A entspricht dem ersten quaderförmigen Teil des Kanals, vor der Eindüsung und B demselben, nach der Wassereindüsung. In C1 wird die Strömung um

90° abgelenkt und die durchströmte Fläche verkleinert, welche in C2 wieder konstant ist. D entspricht dem Teil der zweiten Strömungsumlenkung um 90°, bis hin zum Erreichen der IGV und E repräsentiert den Bereich nach dem Verdichtereintritt.

Die Geometrie des Ansaugtraktes bedingt eine Beschleunigung der Strömung und beeinflusst somit die ablaufenden thermodynamischen Prozesse. In Abbildung 6-7 ist der Verlauf der auf die Eintrittsfläche normierten durchströmten Flächen über der normierten Länge des idealisierten Stromfadens dargestellt. Zusätzlich ist die auf die Eintrittsgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeit in Abbildung 6-7 dargestellt. Die Luft tritt bei einer Lauflänge von null in den Ansaugtrakt ein, bei etwa 20 % der Lauflänge befindet sich das Inlet-Fogging-System und bei 100 % ist der Verdichtereingang mit den IGV.

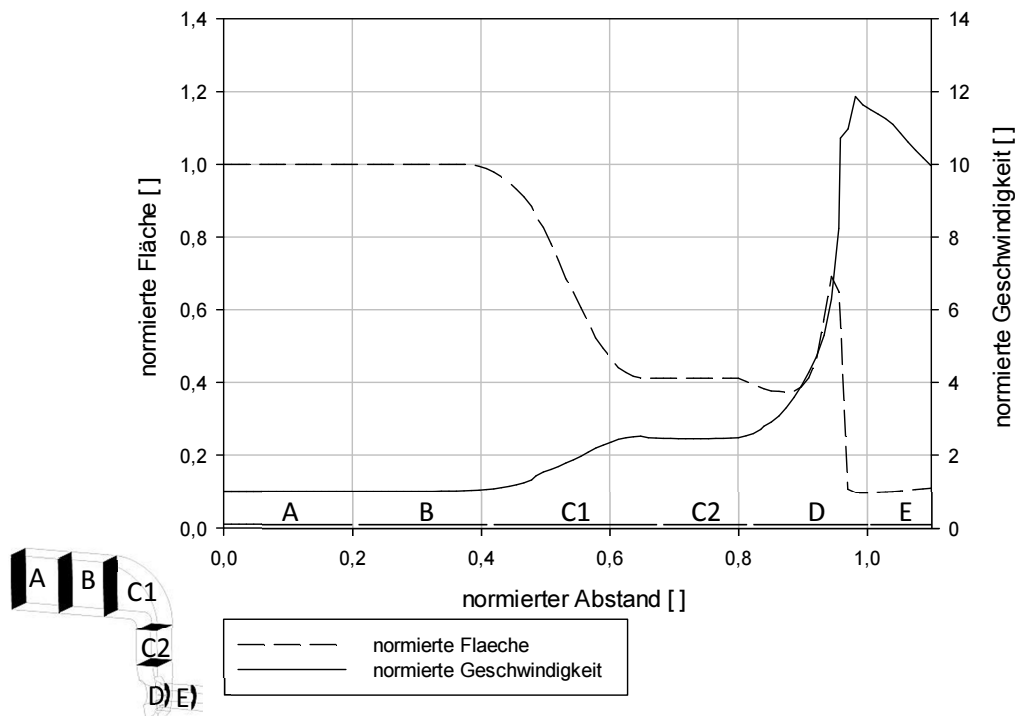


Abbildung 6-7: Normierter Flächen- und Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit des normierten Abstandes

Es ist zu erkennen, dass die Strömung bis zum Erreichen des engsten Querschnitts beschleunigt wird. Der engste Querschnitt befindet sich bei etwa 99 % der Strömungslänge. Die Geschwindigkeit auf Höhe der IGV ist um einen Faktor von 11,5 größer, als die Eintrittsgeschwindigkeit. In dem Bereich von ca. 90 % bis 95 % des normierten Abstandes weist der Flächenverlauf eine Aufweitung auf. Diese Aufweitung resultiert aus der Lage der Auswerteebenen, entspricht jedoch keiner realen Aufweitung des Ansaugtraktes.

Anhand der Dichte ρ , der Strömungsgeschwindigkeit v und dem lokalen Massenfluss \dot{m} konnte mit Hilfe der dargestellten Gleichung (6.3) ein repräsentativer Flächenverlauf berechnet werden [13]. Dieser ist in der nachfolgenden Abbildung 6-8, normiert auf die Eintrittsfläche, dargestellt.

$$\dot{m} = \rho \cdot A \cdot v \quad (6.3)$$

mit:

Symbol	Bezeichnung	Einheit
\dot{m}	Massenstrom	$\frac{kg^3}{s}$
ρ	Dichte	$\frac{kg^3}{m^3}$
A	durchströmte Fläche	m^2
v	Strömungsgeschwindigkeitskomponente, senkrecht auf durchströmter Fläche	$\frac{m}{s}$

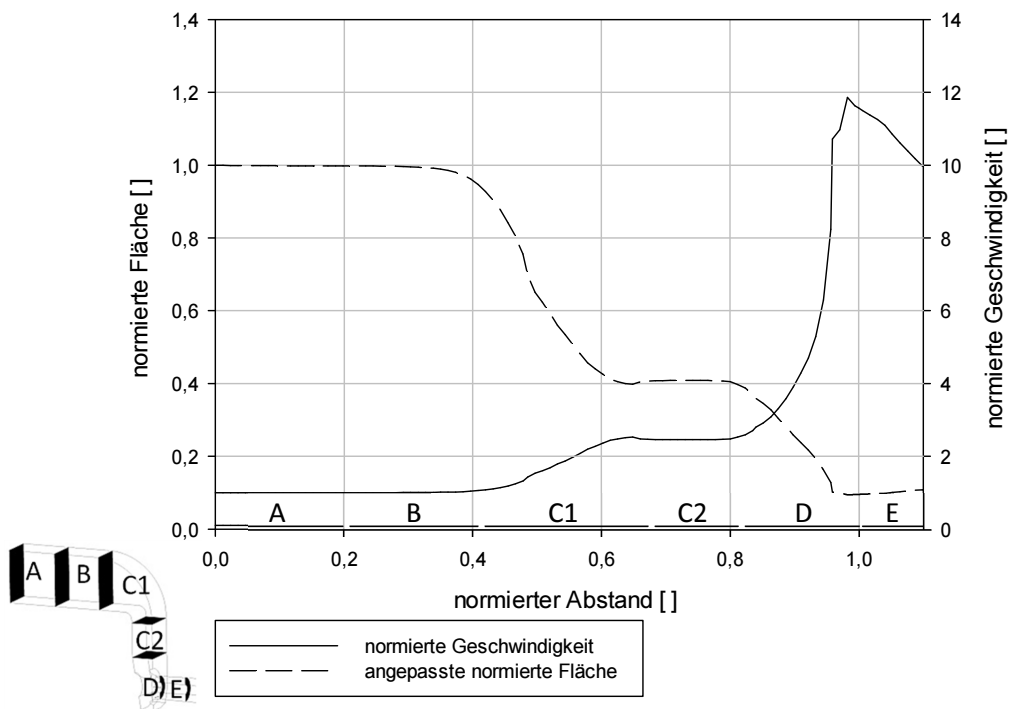


Abbildung 6-8: Angepasster, normierter Flächen- und Geschwindigkeitsverlauf in Abhängigkeit des normierten Abstandes

Für die Analyse des Evaporationsverhaltens innerhalb des Ansaugtraktes wurde der Verlauf der Luftfeuchtigkeit innerhalb des Ansaugtraktes, mit Hilfe der Auswerteebenen, untersucht. Der Verlauf der relativen Luftfeuchtigkeit über der normierten Lauflänge ist nachfolgend dargestellt.

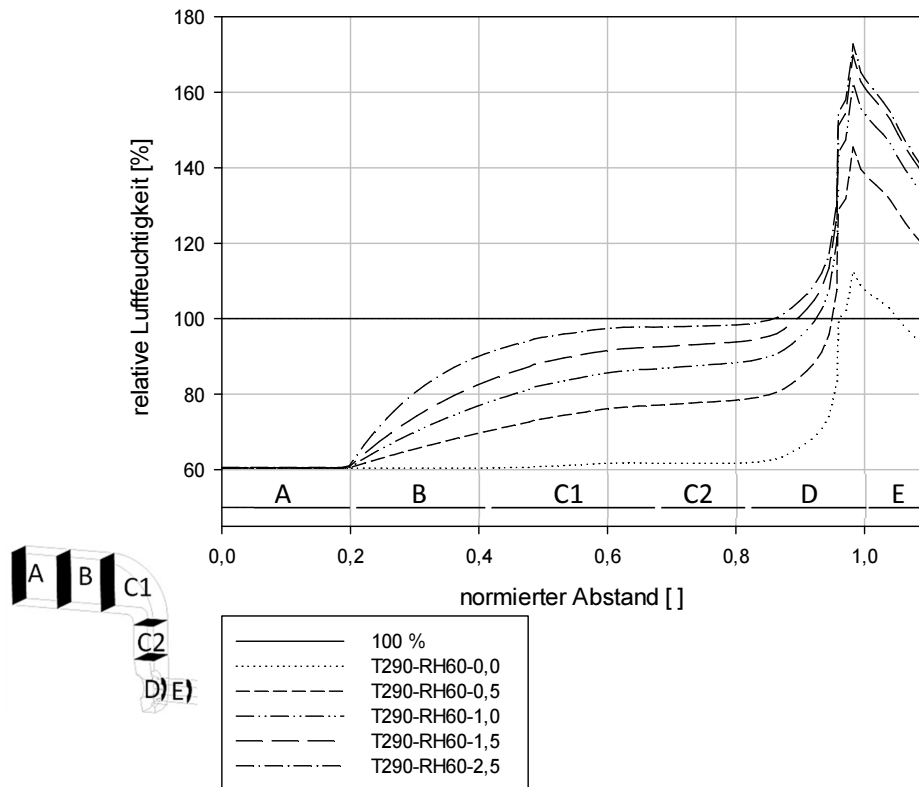


Abbildung 6-9: Verlauf der relativen Luftfeuchtigkeit in Abhängigkeit der eingedüsten Wassermenge

In der obigen Abbildung 6-9 ist zu erkennen, dass die Luft unabhängig von der eingedüsten Wassermenge auf Höhe der IGV übersättigt ist. Eine Sättigung tritt erst nach der letzten Beschleunigung, ab 80 % der Lauflänge, ein. Die in [27] getroffene Annahme, dass die Luft auf Höhe des Overspray-Fogging- Systems (bei etwa 70 % der Lauflänge) bereits gesättigt ist, trifft somit unter den gegebenen Randbedingungen nicht zu. In der Abbildung 6-10 ist die Feuchtebelastung über der normierten Zeit aufgetragen. Die Strömungszeit vom Einlass bis zu den IGV beträgt in etwa 1,12 Sekunden und entspricht einer normierte Zeit von 1,0.

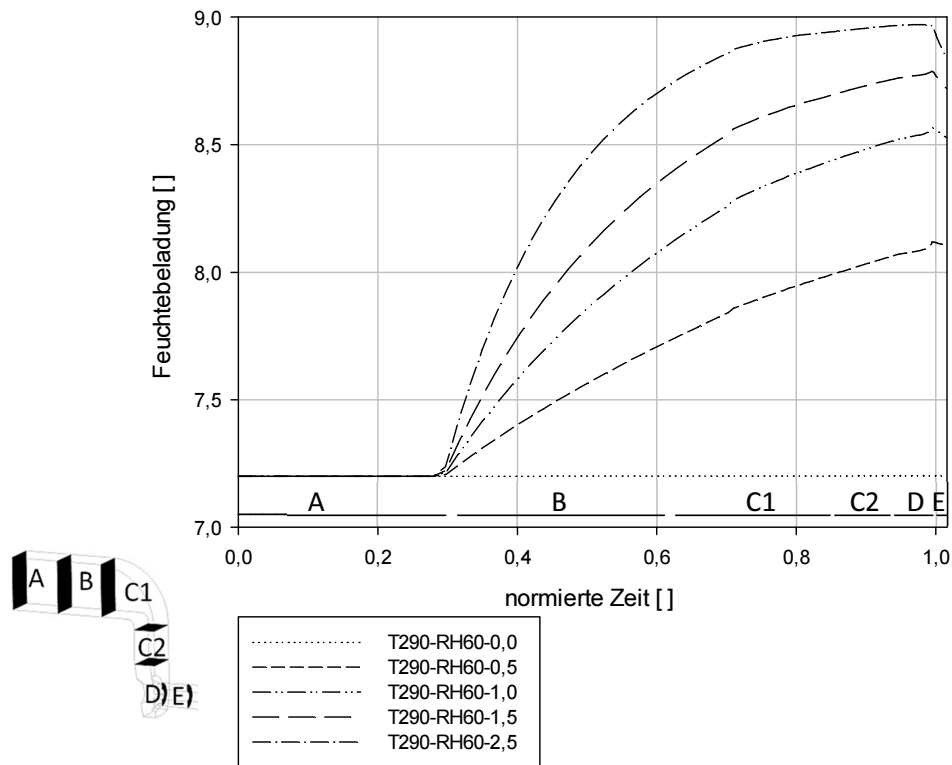


Abbildung 6-10: Feuchtebelastung über der Normierten Zeit

Anhand der in Abbildung 6-10 dargestellten Verläufe der Feuchtebelastung ist ersichtlich, dass die Evaporation bei einer erhöhten relativen Wasserbeladung und somit einer erhöhten Tropfenanzahl und einer größeren Austauschfläche ausgeprägter ist, als bei einer geringeren relativen Wasserbeladung.

Die Evaporation ist von dem Unterschied der maximal möglichen, zur lokalen Feuchtebelastung abhängig, siehe (4.29). Durch diese Abhängigkeit sinkt das Evaporationsvermögen mit zunehmender Feuchtebelastung. Die Evaporation ist ebenfalls stark zeitabhängig. Um höhere Evaporationsraten zu erreichen ist es demnach sinnvoll, das Spraysystem in dem Bereich A weiter stromaufwärts zu platzieren. In dem Teil A strömt die Luft mit relativ geringer Geschwindigkeit, wodurch die eingedüsten Wassertropfen mehr Zeit für die Verdunstung hätten.

Bei unveränderter Sprayposition reicht die Verweilzeit der Wassertropfen nicht aus, um höhere Evaporationsraten zu erzielen. Die in Tabelle 6-1 dargestellten relativ geringen Anteile an verdunstetem Wasser resultieren somit aus der relativ kurzen Verweilzeit der Tropfen in dem Ansaugtrakt.

Die in Abbildung 6-10 dargestellte Reduktion der Feuchtebelastung deutet auf Kondensationsprozesse hin. Anhand der Steigung ist ersichtlich, dass diese Prozesse bei höherer

relativer Wasserbeladung und somit einer größeren Anzahl an Kondensationskeimen stärker ausgeprägt ist, als bei geringen relativen Wasserbeladungen.

Diese Erkenntnis bestätigt die Annahme, dass vermehrte Kondensation bei höheren relativen Wasserbeladungen zu dem in Abbildung 6-3 dargestellten Anstieg der Verdichtereintrittststemperatur führt.

Die Anforderung an das Spraysystem, den Luftstrom bei einer geringen Restwassermenge möglichst weit herunter zu kühlen, führt dazu, die Simulation mit einer relativen Wasserbeladung von 1,0 % als optimal anzusehen. Bei einer relativen Wasserbeladung von 1,0 % konnte die Luft um 13,4 K reduziert werden und der Anteil des evaporierten Wassers betrug 13,7 %. Diese Simulation dient in den nachfolgenden Betrachtungen als Referenzfall der Evaporationrechnungen.

6.4 Analyse des Strömungsbildes

In diesem Kapitel wird das austretende Strömungsbild näher analysiert. Hierfür werden verschiedene Größen, wie beispielsweise die Partikelverteilung, die Turbulenz, die Temperatur und die Massenbeladung auf Höhe der IGV betrachtet. Mit Ausnahme der Darstellung der Partikelverteilung, welche mit Hilfe der Euler-Lagrange Simulation ermittelt wurde, basieren die dargestellten Ergebnisse auf der Euler-Euler Simulation T290-RH60-1,0, bei der die relativen Wasserbeladung 1,0 % betrug.

Die Tropfenverteilung am Verdichtereintritt ist in Abbildung 6-11 links dargestellt.

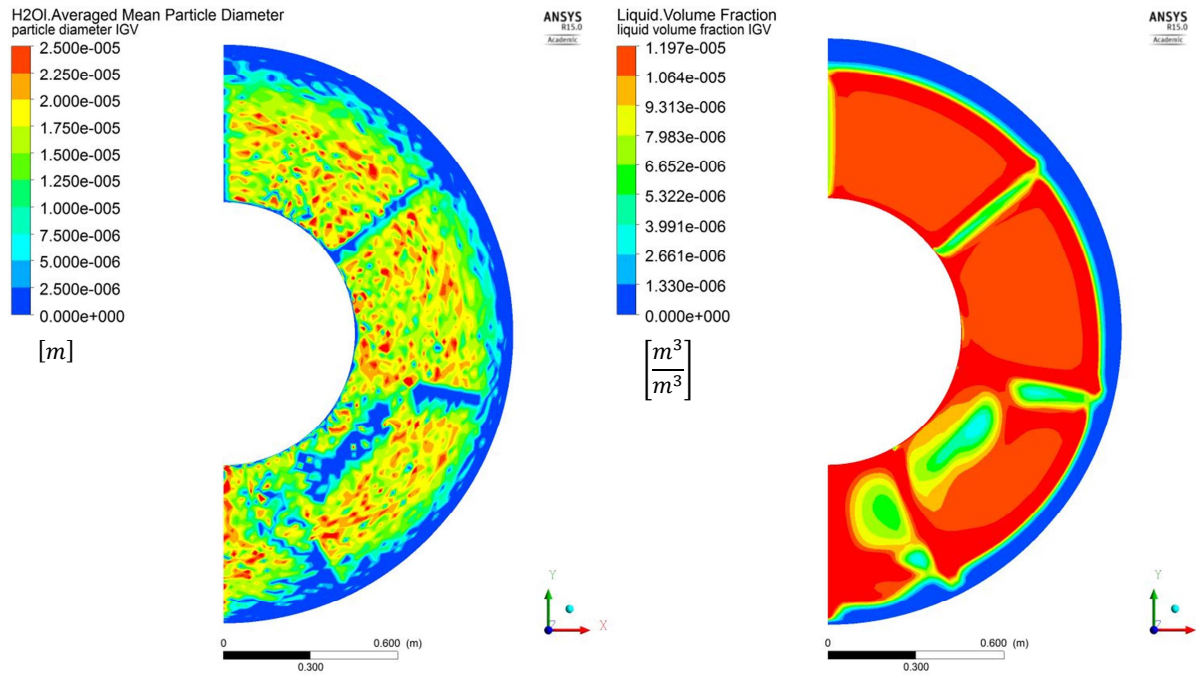


Abbildung 6-11: Tropfenverteilung (links) und Volumenanteil (rechts) auf Höhe der IGV

Es ist zu erkennen, dass sich größere Wassertropfen weiter am inneren Konus befinden, als kleinere. Diese Tendenz ist auf die Massenträgheit der Partikel zurückzuführen und wurde ebenfalls in [27] dargestellt.

Zusätzlich ist zu erkennen, dass es partikellose Bereiche gibt. Die Struts führen dazu, dass sich hinter diesen keine Wassertropfen befinden. Ihre Nachläufe könnten in der Realität jedoch vermehrt große Tropfen aufweisen. Schlagen Tropfen auf die Struts auf, so bilden sich Wasserablagerungen, welche von der Strömung mitgerissen werden können und somit zu großen Tropfen in den Nachläufen führen können.

Weitere Bereiche ohne Tropfen sind in dem unteren Teil des Verdichtereintritts zu erkennen.

Die aufgezeigten partikellosen Bereiche der Tropfenverteilung sind ebenfalls anhand des in Abbildung 6-11 rechts dargestellten Volumenverhältnisses der Euler-Euler Simulation zu beobachten. Diese Erkenntnis verstärkt die Annahme, dass die Euler-Lagrange mit der Euler-Euler Rechnung kombiniert werden kann, um umfangreiche Informationen über das Strömungsverhalten innerhalb des Ansaugtraktes zu erhalten.

Wie in Abbildung 6-12 zu sehen ist, entsprechen die unteren partikellosen Gebiete, Bereichen erhöhter Turbulenz.

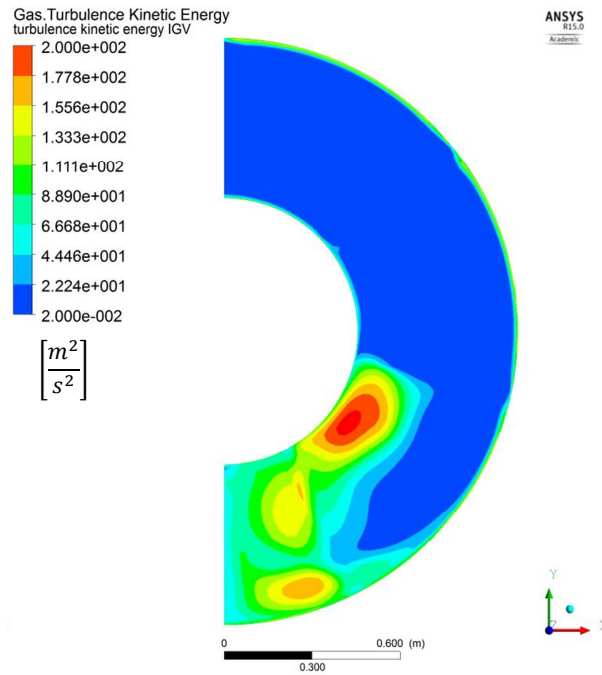


Abbildung 6-12: Verteilung der kinetischen Turbulenzenergie auf Höhe der IGV

Es gilt zu prüfen, ob die Evaporation und die Turbulenz Auswirkungen auf weitere Strömungsgrößen haben, daher wird nun die Verteilung der Geschwindigkeit, der Temperatur, der relativen Feuchte und der Feuchtebeladung betrachtet. Diese Verteilungen sind in der Abbildung 6-13 und der Abbildung 6-14 dargestellt.

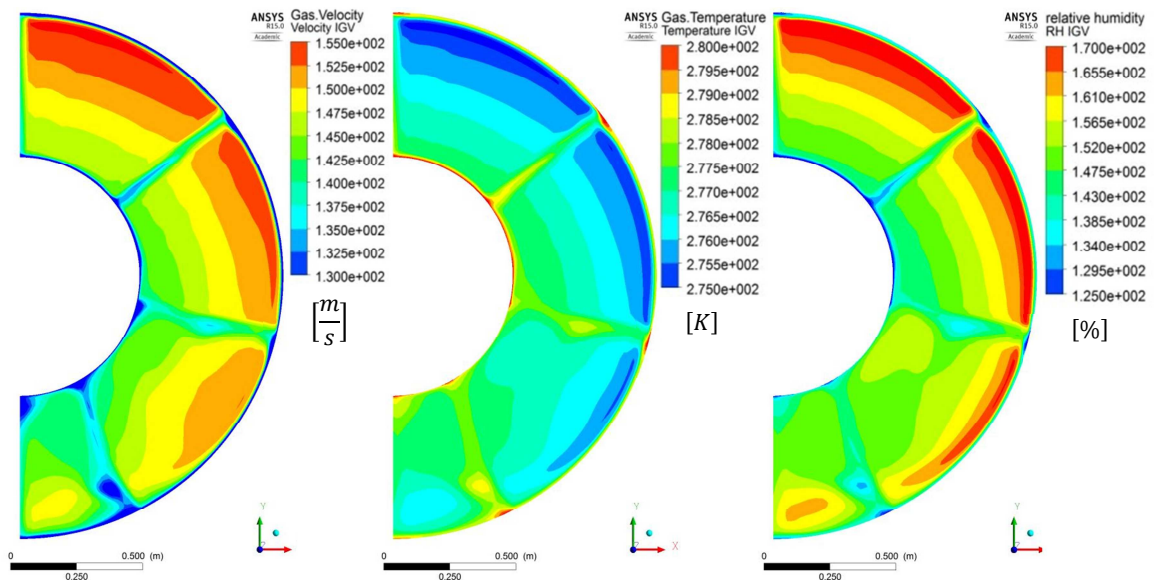


Abbildung 6-13: Darstellung der Geschwindigkeit (links), der Temperatur (mittig) und der relativen Luftfeuchtigkeit (rechts)

Wie schon in Sektion 6.1 anhand der normierten Geschwindigkeitsverteilungen dargestellt ist, ist die Geschwindigkeit im äußeren Bereich höher, als innen. Der Unterschied beträgt in etwa $12 \frac{m}{s}$. Dem Anhang 7 können die absoluten Werte der Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit des

Auswertewinkels entnommen werden. Es ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeit im oberen Teil durchschnittlich höher ist, als unten. Dieser Unterschied bedingt einen um 4,5 % geringeren Massenstrom in dem unteren Teil. Der Unterschied des Massenstromes kann jedoch auch von Dichteunterschieden herrühren. Die Dichte ist temperaturabhängig, daher wird nachfolgend die Temperaturverteilung auf Höhe des Verdichtereintritts analysiert, welche in der Abbildung 6-13 in der Mitte dargestellt ist.

Die radial erhöhte Geschwindigkeit bedingt eine Senkung der statischen Temperatur, sodass die Temperatur außen geringer ist, als innen. Der Temperaturverlauf ist ebenfalls in Abhängigkeit des Auswertewinkels im Anhang 7 dargestellt. Der Temperaturbereich umfasst von innen nach außen circa 3 K.

Die relative Feuchtigkeit ist temperaturabhängig. Wie Abbildung 6-13 zeigt, ist sie im äußeren Bereich höher, als innen. Die erhöhte relative Feuchtigkeit im äußeren Bereich bedingt jedoch durch die stattfindenden Kondensationsvorgänge keine bedeutsame Erwärmung der Strömung. Das Temperaturfeld wäre sonst in radialer Richtung ausgeglichener.

In dem durch höhere Turbulenz gekennzeichneten, unteren Teil ist die Strömung besser durchmischt, als oben. Die Temperaturverteilung und die Werte der relativen Feuchtigkeit sind hier ausgeglichener.

Die relative Feuchtigkeit ist im Gegensatz zu der Feuchtebeladung von mehreren Größen abhängig, daher eignet sich die Betrachtung der relativen Feuchtigkeit nicht, um direkt Rückschlüsse auf die stattfindenden Evaporations- und Kondensationsprozesse ziehen zu können. In Abbildung 6-14 ist die Verteilung der Feuchtebeladung auf der Eintrittsfläche des Verdichters dargestellt. Eine hohe Beladung deutet auf eine erhöhte Evaporationsrate hin.

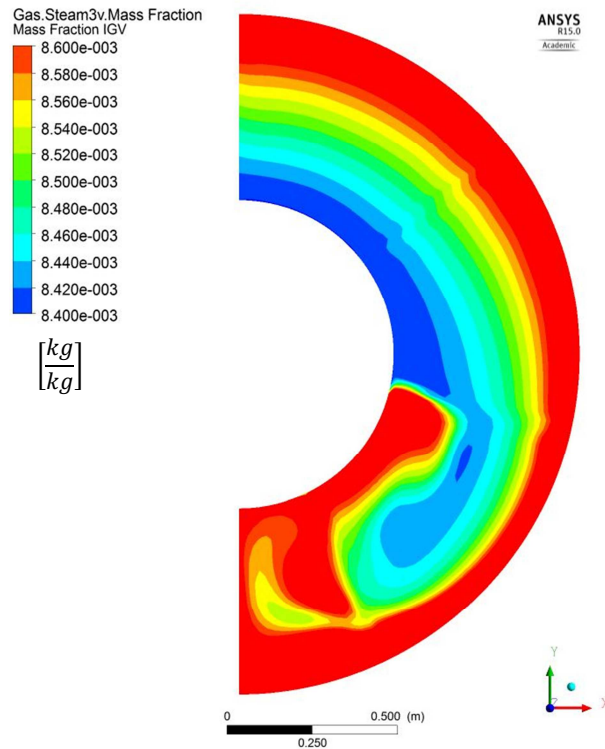


Abbildung 6-14: Feuchtebeladung auf Höhe der IGV

Es ist zu erkennen, dass die Massebeladung nahe dem Konus im oberen Teil geringer ist, als außen und dass sich ein Gebiete mit geringerer Beladung in den unteren Teil hinein zieht. In dem Bereich der erhöhten Turbulenz sind höhere Massebeladungen zu erkennen, als in Gebieten im oberen Teil, die einen ähnlichen Abstand zum inneren Konus haben. Allgemein handelt es sich um Differenzen der Feuchtebeladung von etwa $0,2 \frac{g}{kg}$. Diese Differenz ist sehr gering und Messtechnisch schwer zu erfassen.

Es konnten verschiedene Inhomogenitäten des Strömungsbildes aufgezeigt werden. Diese beziehen sich hauptsächlich auf die Partikelverteilung, die Turbulenz, die Temperatur und die Feuchtebeladung. Für die optimale Funktion des Verdichters, ist ein homogenes Strömungsbild gefordert. Es gilt zu untersuchen, wie das Eindüsen von Wassertropfen die aufgezeigten Unstetigkeiten beeinflusst.

6.5 Einfluss der Evaporation auf das austretende Strömungsbild

In dieser Sektion soll der Einfluss der Wassereindüsung auf die in Sektion 6.4 aufgezeigten Inhomogenitäten der Turbulenz-, der Temperatur- und der Feuchtebeladungsverteilung betrachtet werden.

Die aufgezeigte Unstetigkeit Turbulenzverteilung wird durch das Eindüsen von Wassertropfen flächendeckend um etwa 1 % reduziert. Dieser Vergleich zeigt, dass das Eindüsen keine starke Veränderung der Turbulenz und der Turbulenzverteilung bewirkt und diese somit geometrieabhängig ist.

Wie bereits in Sektion 6.3 gezeigt ist, wird die Austrittstemperatur durch die Wassereindüsung reduziert. Die evaporationsbedingte Temperaturreduktion auf Höhe der IGV ist in der nachfolgenden Abbildung 6-15 dargestellt.

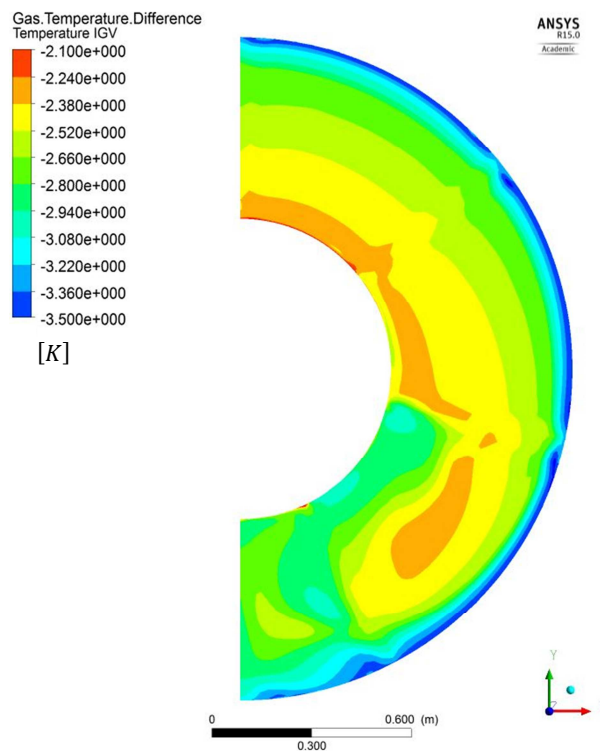


Abbildung 6-15: Temperaturreduzierung auf Höhe der IGV

Es ist zu erkennen, dass die Temperaturänderung nicht flächendeckend gleich ist. Die Temperaturreduktion ist im äußeren Bereich mit etwa -3 K stärker ausgeprägt, als innen. Innen beträgt die Temperaturänderung in etwa $-2,2\text{ K}$. Die Temperaturreduktion ist im unteren Teil ebenfalls größer, als oben. Auch in den Bereichen der erhöhten Turbulenz ist die Temperaturänderung stärker ausgeprägt.

Wie in der vorigen Sektion in Abbildung 6-14 zu erkennen ist, ist ein Defizit der Massenbeladung in dem Bereich der geringeren Temperaturreduktion zu erkennen. Die evaporationsbedingte Änderung der Feuchtebeladung ist in Abbildung 6-16 zu sehen.

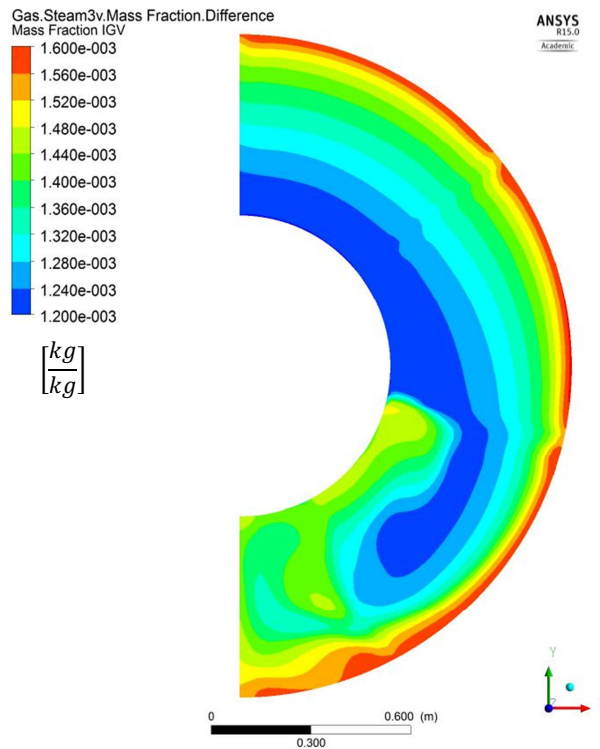


Abbildung 6-16: Änderung der Feuchtebeladung auf Höhe der IGV

Aus dieser Darstellung ist ersichtlich, dass die evaporationsbedingte Feuchtebeladungserhöhung nicht gleichmäßig erteilt ist. Der Bereich mit einer geringeren Evaporationsrate entspricht dem in Abbildung 6-15 dargestellten Bereiche, in dem die Temperaturreduktion schwächer ausgeprägt ist. Somit ist ersichtlich, dass die geringere Evaporationsrate zu einer geringeren Temperaturreduktion in diesem Bereich führt.

Es gilt zu klären, woher dieses Defizit der Feuchtebeladung herrührt, welches wiederum zu einer Verstärkung der ungleichen Verteilung der Temperatur führt. Zu diesem Zweck erfolgt in der nächsten Sektion die Analyse des Verlaufs der Stromlinien.

6.6 Analyse des Verlaufes der Stromlinien

Es folgt nun eine Analyse der Stromlinien, um mögliche Ursachen der aufgezeigten Inhomogenitäten zu bestimmen.

In Abbildung 6-17 sind Stromlinien in Abhängigkeit ihrer x-Position am Eintritt und somit in Abhängigkeit ihres Abstandes zu den Seitenwänden dargestellt. Diese Stromlinien sind verschieden eingefärbt. Auf der rechten Seite der Abbildung 6-17 sind die an der Ebene der Wassereindüsung startenden Stromlinienverläufe dargestellt. Links sind die Durchtrittspunkte der Stromlinien auf Höhe der IGV dargestellt.

Anhand der eingefärbten Stromlinien ist zu erkennen, dass die Strömung, die nahe dem Rand startet, um den inneren Konus herum strömt. Die Stromlinien im äußeren Bereich sind somit länger und weisen höhere Turbulenzen auf. In Abbildung 6-18 sind die Stromlinien des äußersten Randes und die Durchtrittspunkte auf Höhe der IGV zu sehen. Die Ebene des Verdichtereintritts ist in der Abbildung 6-18 eingefärbt dargestellt. Die Farbskala spiegelt die lokale Feuchtebelastung wider.

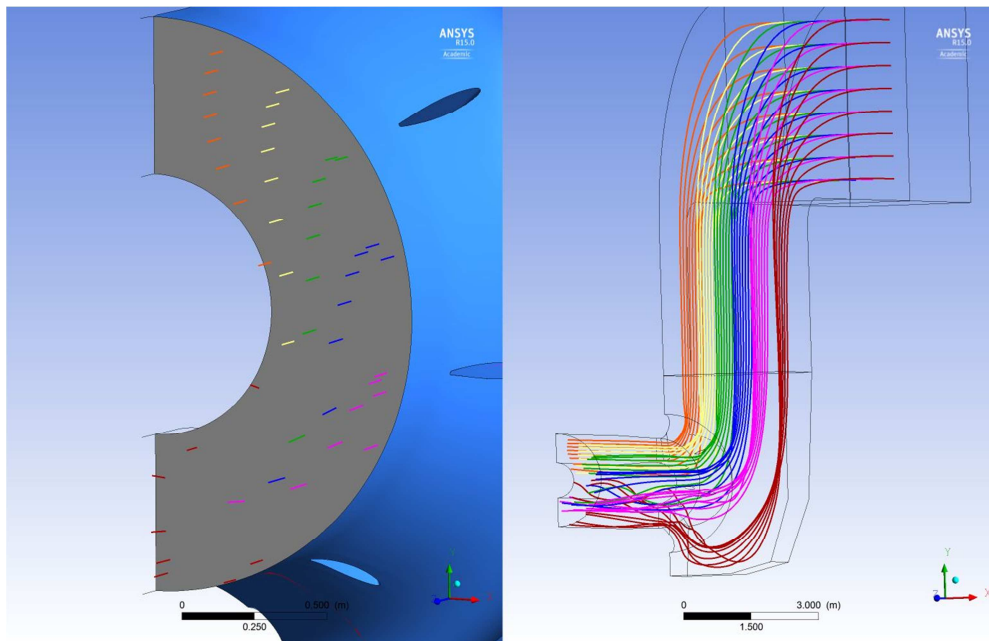


Abbildung 6-17: Stromlinienverlauf in Abhängigkeit von x

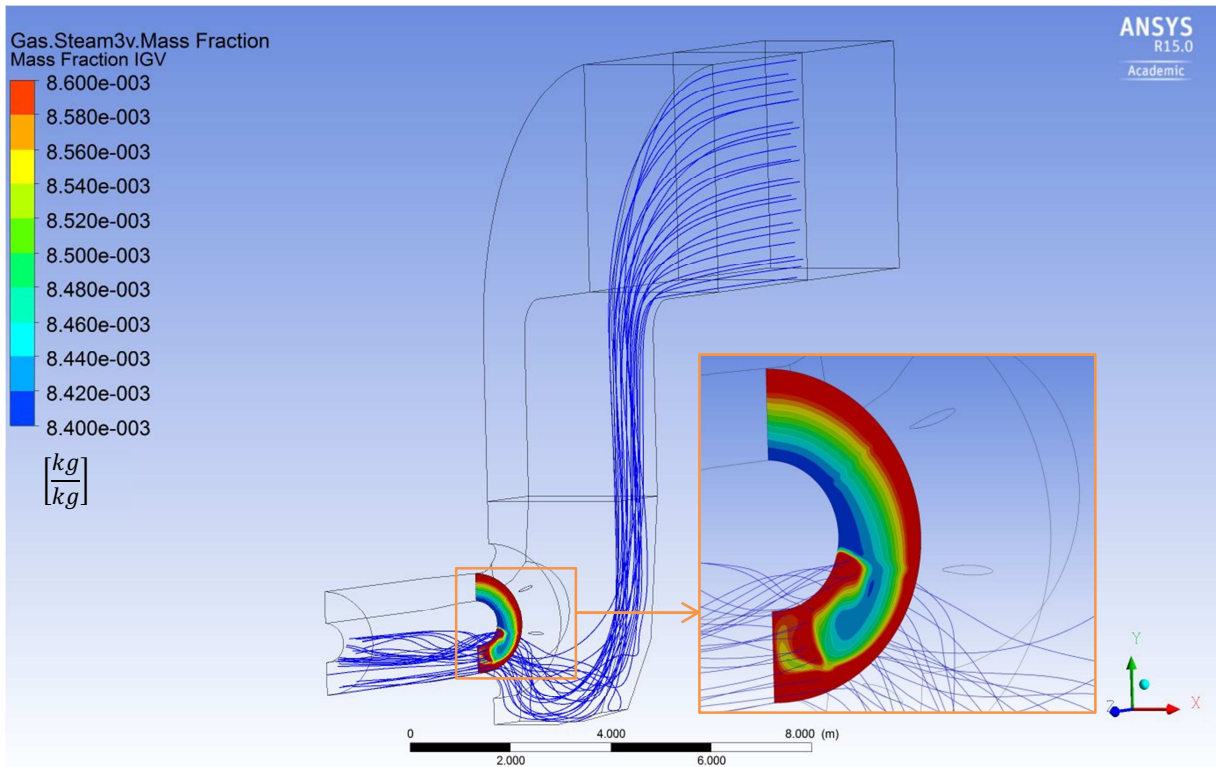


Abbildung 6-18: Stromlinienverlauf nahe des Randes

Aufgrund der längeren Strömungsbahnen und somit einer längeren Aufenthaltszeit im Ansaugtrakt, bedingt die wandnahe Strömung eine erhöhte Feuchtebelastung auf Höhe der IGV.

In Abbildung 6-19 sind Stromlinien in Abhängigkeit ihrer y-Position am Eintritt und somit in Abhängigkeit der Eintrittshöhe dargestellt.

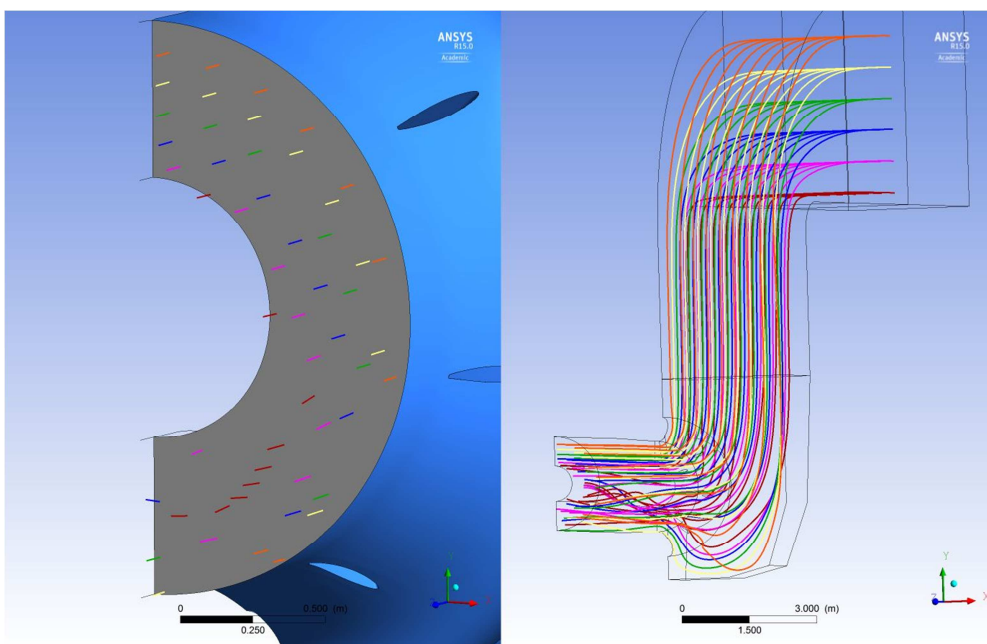


Abbildung 6-19: Stromlinienverlauf in Abhängigkeit von y

Die bodennahen Stromlinien treten nahe dem inneren Konus durch die Fläche des Verdichtereintritts. Die oben eintretende Strömung tritt weiter am äußeren Rand in den Verdichter ein. Abbildung 6-20 zeigt, dass die Feuchtebelastung auf Höhe der IGV an den Durchtrittspunkten der obersten Stromlinien erhöht ist. Diese erhöhte Feuchtebelastung ist auf eine größere Evaporationsrate, bedingt durch eine höhere Verweilzeit zurückzuführen.

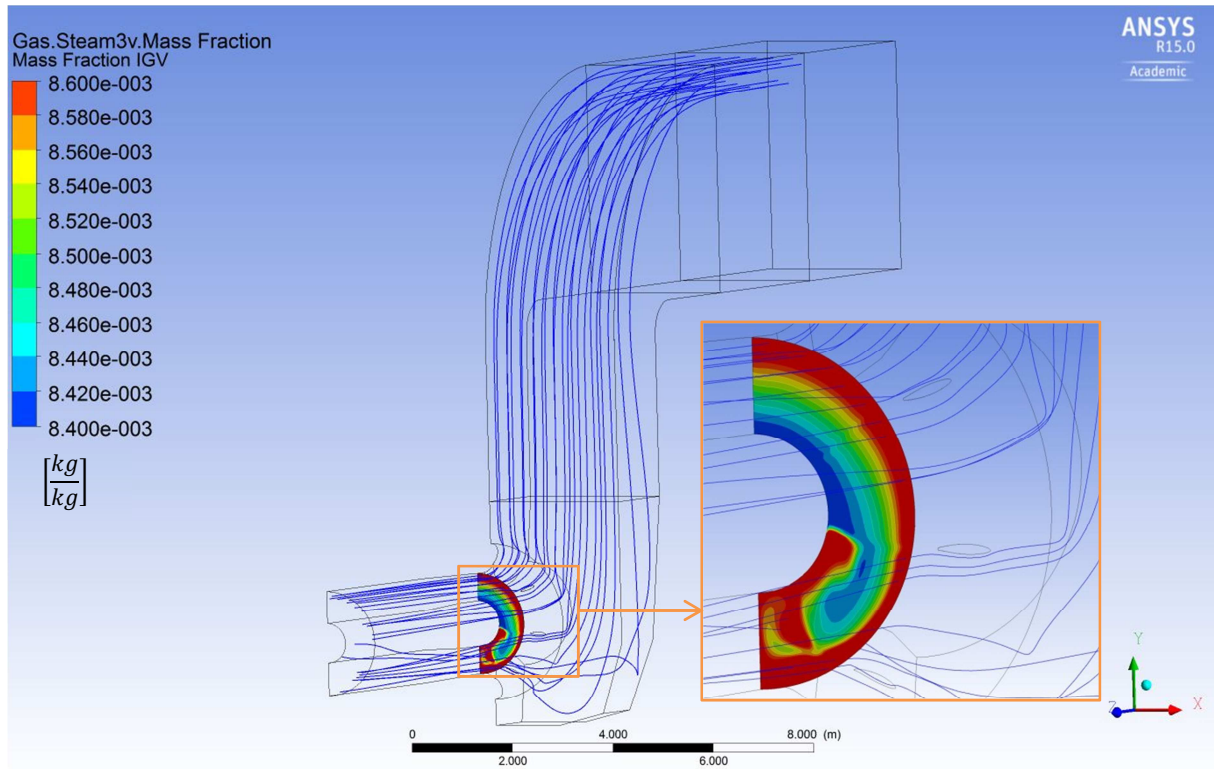


Abbildung 6-20: Stromlinien aus oberem Bereich

7. Ansätze der Strömungsbilddoptimierung

In Kapitel 6 konnten Inhomogenitäten des Strömungsbildes auf Höhe der IGV aufgezeigt werden. Der Einfluss des Wassereindüsens und die Verläufe der Stromlinien wurden ebenfalls dargestellt.

Die Unstetigkeiten können in drei Hauptpunkte gegliedert werden. Der erste Punkt ist, dass die Tropfen nicht homogen verteilt sind. Der zweite Punkt betrifft die Strömung auf Höhe der IGV, die erhöhte Turbulenzen aufweist. Als dritten Punkt können die Verteilungen der Geschwindigkeit und der Feuchtebelastung mit der Verteilung der Temperatur zusammengefasst werden. Lösungsvorschläge für die Minimierung dieser Unterschiede werden in den nachfolgenden Sektionen genauer erläutert.

7.1 Tropfenspektrum

Die in Abbildung 6-11 dargestellte Tropfenverteilung ist stark abhängig von der Wahl der verwendeten Spraydüsen. Die Tropfen sollten eine geringe Variation der Tropfengröße aufweisen und möglichst fein sein. Je kleiner die Tropfen sind, umso schneller evaporieren diese und desto besser folgen diese der Strömung. Folgen die Tropfen der Strömung, so können die aufgezeigten Defizite der Tropfen in den Bereichen erhöhter Turbulenz verringert werden.

7.2 Turbulenz

In Sektion 6.5 wurde beschrieben, dass die Turbulenz geometrieabhängig ist. Turbulenzen können daher durch gewisse Einbauten verringert werden. Beispielsweise können Leitbleche in den Bereichen der 90° Krümmung dazu führen, dass Ablösungsvorgänge und Verwirbelungen verringert werden.

7.3 Geschwindigkeit, Temperatur und Feuchtebelastung

Die Temperaturverteilung ist abhängig von der lokalen Geschwindigkeit. Unterschiede der Temperatur werden durch die unterschiedlichen Verweilzeiten und Evaporationsraten der einzelnen Stromlinien verstärkt.

Um die Verweilzeit der eingedüsten Wassertropfen zu erhöhen ist es wichtig, dass das Inlet-Fogging-System soweit es geht stromaufwärts platziert wird. Verdunsten die eingedüsten Tropfen vor der ersten 90° Krümmung, bedingen die unterschiedlichen Längen der Stromlinien keine Verschärfung der Feuchtebelastungs- und Temperaturverteilung.

Geraten Tropfen auch in die weiteren Teile des Ansaugtraktes, besteht die Möglichkeit weitere Tropfen einzudüsen, um die Evaporationsraten anzugleichen. Einerseits könnten mehr Tropfen in dem unteren Bereich des Inlet-Fogging-Systems eingedüst oder andererseits ein zusätzliches Spraysystem genutzt werden. Abbildung 7-1 zeigt ein Beispiel für die Position eines zusätzlichen Spraysystems. Des Weiteren wird die Feuchtebelastung in einer Schnittebene in Abbildung 7-1 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Feuchtebelastung bereits auf der dargestellten Interface1 Side 2 Unregelmäßigkeiten aufweist. Diese Unregelmäßigkeiten gilt es durch die zusätzliche Wassereindüsung auszugleichen. Für das zusätzliche Einspritzen von Wassertropfen könnte ein weiteres Spraysystem in den Ansaugtrakt installiert werden. Da einige Gasturbinenanlagen bereits über Overspray-Fogging-Systeme verfügen, ist zu prüfen, ob diese für den Zweck der Evaporationsdefizitangleichung genutzt werden können. Wird ein vorhandenes System genutzt, so kann ein zusätzlicher Druckabfall durch weitere Einbauten vermieden werden.

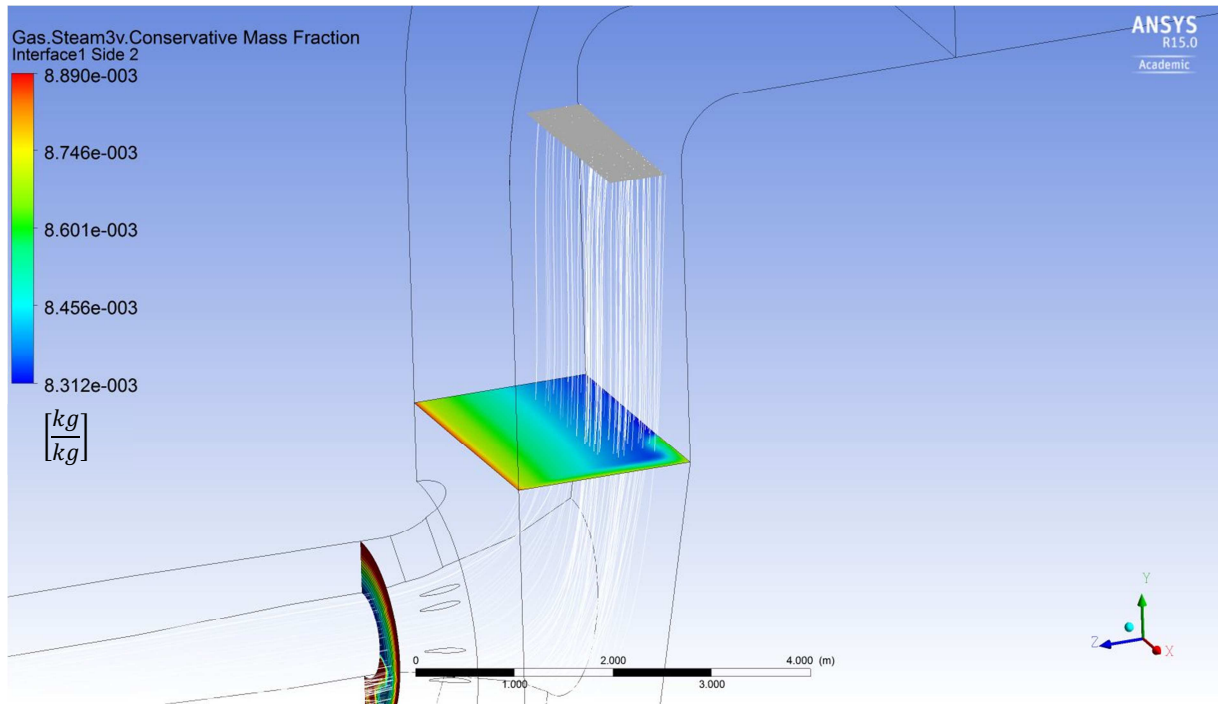


Abbildung 7-1: Zusätzliches Spraysystem incl. Feuchtebeladung in der Schnittenebene Interface1 Side 2

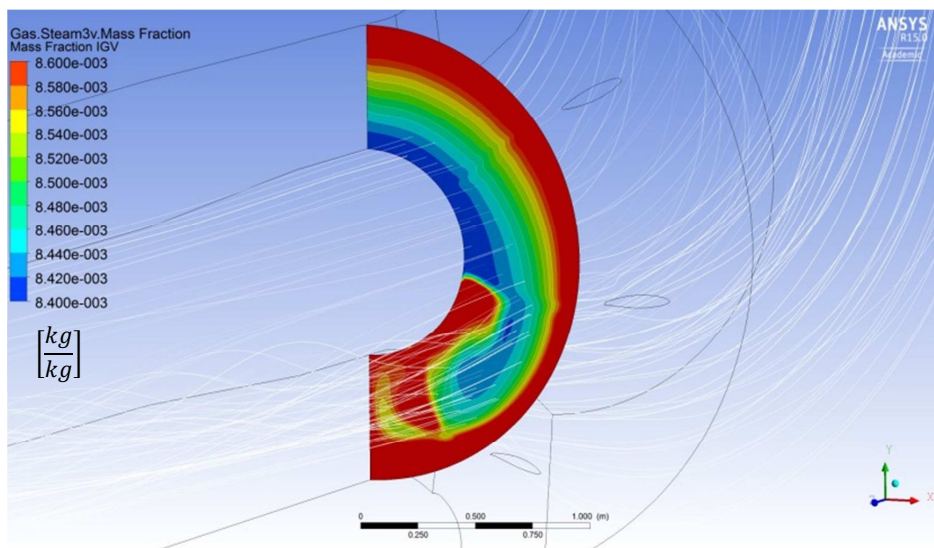


Abbildung 7-2: Stromlinien eines zusätzlichen Spraysystems

Der Abbildung 7-1 ist zu entnehmen, dass weitere Tropfen in einem Bereich eingedüst werden sollten, in welchem bereits lokale Unterschiede der Feuchtebeladung bestehen. Die Strömung könnte somit die in Abbildung 7-2 aufgezeigten Defizite ausgleichen. Bei dem Einbringen von zusätzlichen Wassertropfen ist darauf zu achten, dass diese weitestgehend bis zu dem Eintritt in den Verdichter evaporieren, da sonst lokal weitere Tropfen in den Verdichter gelangen oder diesen beschädigen könnten.

8. Kritische Betrachtung der Ergebnisse

In Kapitel 8 werden die Ergebnisse der Simulationen kritisch betrachtet, sowie mögliche Fehlerquellen aufgezeigt. Dazu erfolgt die Beurteilung der Versuchsplanung in Sektion 8.1 und anschließend wird die Methode der Ergebnisfindung in Sektion 8.2 bewertet.

8.1 Mögliche Fehlerquellen im Rahmen der Versuchsplanung

Für die Analyse der Strömung innerhalb eines Ansaugtraktes musste eine repräsentative Geometrie untersucht werden. Die durchgeführten Simulationen basieren auf einem in [34] aufgeführten Ansaugtrakt. Dieser weist im Vergleich zu anderen Abmessungen wenig Inhomogenitäten auf. Für die Strömungssimulation wurden die in [34] angegebenen Zeichnungen vermessen und skaliert.

Die in Sektion 6.1 dargestellte Gegenüberstellung der Druckverzerrung und der Vergleich der normierten Geschwindigkeitsverläufe hat gezeigt, dass die simulierte Strömung der in [34] dargestellten Strömung ähnlich ist. Dieses Vorgehen der Geometriemodellierung ist angesichts der Gegebenheiten und der zu treffenden Annahmen ausreichend genau und konnte aufgrund der mangelnden Informationen realer Ansaugtraktgeometrien, sowie Messwerten nicht auf eine alternative Weise durchgeführt werden.

Einbauten wie Schalldämpfer oder weitere Leitbleche in dem ersten 90° Krümmer wurden nicht berücksichtigt. Diese Einbauten könnten das Strömungsbild verändern.

8.2 Mögliche Fehlerquellen bedingt durch die Simulation

Mögliche Fehlerquellen der Strömungssimulation werden in zwei Gruppen zusammengefasst. In Abschnitt 8.2.1 wird zunächst die Simulation der Transfervorgänge kritisch betrachtet, anschließend wird die Tropfensimulation in Abschnitt 8.2.2 hinterfragt.

8.2.1 Simulation der Transfervorgänge

Mit Hilfe der im Anhang 2 dargestellten vorab durchgeführten Simulation wurden verwendete Simulationsmodelle validiert. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Evaporation von relativ großen Wassertropfen mit Hilfe des Euler-Lagrange Ansatzes simuliert werden kann.

Für die Validierung der Transfermodellierungen der Euler-Euler Rechnungen wurden zusätzlich Simulationen mit geänderten Randbedingungen durchgeführt. Für die Bezeichnung der zusätzlich durchgeführten Simulationen wird ebenfalls der in Sektion 5.4 dargestellte Kennzeichnungsschlüssel verwendet. Dieser gibt Aufschluss über die Temperatur und die relative Luftfeuchtigkeit der in den Ansaugtrakt einströmenden Umgebungsluft und spiegelt die relative Wasserbeladung wider. Diese zusätzlichen Simulationen sind in der nachfolgenden Tabelle 8-1 zusammengefasst.

Tabelle 8-1: Zusätzliche Simulationsvarianten

Simulationsvariante	T_{ein} [K]	RH_{ein} [%]	relative Wasserbeladung [%]
Variation der Eintrittstemperatur			
T280-RH60-0,0	280	60	0,0
T280-RH60-1,0	280	60	1,0
T300-RH60-0,0	300	60	0,0
T300-RH60-1,0	300	60	1,0
Variation der relativen Luftfeuchtigkeit der einströmenden Luft			
T290-RH10-0,0	290	10	0,0
T290-RH10-1,0	290	10	1,0
T290-RH100-0,0	290	100	0,0
T290-RH100-1,0	290	100	1,0

Die in Tabelle 8-1 aufgeführten Simulationsvarianten dienen der Abschätzung der thermodynamischen Prozesse innerhalb des Ansaugtraktes bei Variation der Eintrittstemperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit der einströmenden Luft. Für die Analyse wurden die Simulationen jeweils mit zwei verschiedenen relativen Wasserbeladungen durchgeführt. Eine Simulation entspricht jeweils der Strömung ohne Wassereindüsung, die jeweils andere Simulation wurde mit einer relativen Wasserbeladung von 1,0 % durchgeführt.

Die Austrittstemperaturen und die Temperaturdifferenzen der zusätzlich durchgeführten Euler-Euler Simulationen sind der Tabelle 8-2 zu entnehmen.

Tabelle 8-2: Temperaturdifferenzen bei geänderten Randbedingungen

Simulationsvariante	T_{IGV} [K]	$\Delta T_{ein \rightarrow IGV}$ [K]
T280-RH60-0,0	270,0	-10,0
T280-RH60-1,0	268,6	-11,4
T300-RH60-0,0	288,5	-11,5
T300-RH60-1,0	284,6	-15,4
T290-RH10-0,0	279,3	-10,7
T290-RH10-1,0	272,7	-17,3
T290-RH100-0,0	279,3	-10,7
T290-RH100-1,0	279,8	-10,2

Auffallend ist, dass die Temperaturreduktion bei höheren Temperaturen und bei einer geringeren Luftfeuchtigkeit ausgeprägter ist, als bei niedrigen Temperaturen oder hoher Luftfeuchtigkeit. Bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 100 % bedingt die Wassereindüsung Kondensationsprozesse innerhalb des Ansaugtraktes und führt somit zu einer höheren Austrittstemperatur, als ohne das Eindüsen der Wassertropfen.

In der Tabelle 8-3 ist die Änderung der Austrittstemperatur aufgeführt, welche durch das Eindüsen der Wassertropfen bedingt ist. Unter der Annahme einer Leistungssteigerung von 0,9 % je Kelvin lassen sich die ebenfalls in Tabelle 8-3 dargestellten Leistungssteigerungen erzielen.

Tabelle 8-3: Abschätzung der Leistungssteigerungen

Simulationsvariante	Evaporationsbedingte Temperaturdifferenz [K]	Leistungssteigerung (berechnet) [%]	Leistungssteigerung (Abbildung 2-4) [%]
T290-RH60-1,0	-2,7	2,4	3,5
T280-RH60-1,0	-1,4	1,3	k.A.
T300-RH60-1,0	-3,9	3,5	4,0
T290-RH10-1,0	-6,6	5,9	7,0
T290-RH100-1,0	0,5	-0,3	k.A.

In der Abbildung 2-4 ist die Leistungssteigerung einer Gasturbine in Abhängigkeit der eintretenden Luftbedingungen dargestellt. Die abgelesenen Werte dieser Leistungssteigerung sind ebenfalls der Tabelle 8-3 zu entnehmen. Verglichen mit den berechneten Leistungssteigerungen sind die

abgelesenen Leistungssteigerungen höher. Da sich die in Abbildung 2-4 dargestellten Leistungssteigerungen auf eine andere Gasturbine beziehen und weil die berechneten Vergleichswerte auf einer groben Annahme basieren, sind diese Abweichungen zulässig.

Die Genauigkeit der Simulation der Transfervorgänge ist aufgrund mangelnder Vergleichswerte nicht anders abzuschätzen.

8.2.2 Tropfensimulation

Es gilt bei der Tropfensimulation zu beachten, dass die Tropfen über den Euler-Euler Ansatz als kontinuierliches Fluid betrachtet werden. Somit ist es nicht möglich, Tropfeninteraktionen, wie das Aufprallen, Zusammenschließen oder Auseinanderbrechen zu simulieren. Die Simulation dieser Tropfeninteraktionen ist lediglich mit dem Euler-Lagrange Ansatz möglich. Die Tropfen des Inlet-Fogging-Systems sind sehr fein und bedingen die im Anhang 5 ausführlich beschriebene Evaporationsproblematik. Innerhalb eines Zeitschrittes verdunsten zu viele Wassertropfen und führen somit zu unrealistischen Temperaturverteilungen. Die Anpassung des Zeitschrittes stellte sich nicht als sinnvoll heraus, weil eine Simulation anschließend mehr als 30 Tage gedauert hätte. Die Evaporationsanalyse konnte somit nicht mit dem Euler-Lagrange Ansatz durchgeführt werden. Aus diesem Grund musste die vereinfachte Darstellung der Tropfen als kontinuierliches Fluid durchgeführt werden.

Für die Untersuchung des Wärme- und Stoffaustausches war es nicht möglich, das gesamte Tropfenspektrum zu simulieren. Diese Transfervorgänge wurden mit Hilfe von monodispersen Tropfenverteilungen analysiert, dessen Durchmesser dem Sauterdurchmesser des eingedüsten Tropfenspektrums entsprach. Laut [25] ist der Sauterdurchmesser für die betrachteten Transfervorgänge repräsentativ. Die Vereinfachung der Tropfenverteilung stellt somit eine geeignete Modellierung des Tropfenspektrums dar.

Die Euler-Lagrange Rechnung wurde mit einer relativen Wasserbeladung von 0,02 % durchgeführt. Es ist zu beachten, dass durch diesen geringen Wassermassenstrom lediglich ein geringer Impulsaustausch zwischen den beiden simulierten Phasen besteht.

Des Weiteren gilt es zu berücksichtigen, dass die simulierten Tropfen homogen verteilt über eine Fläche in den Ansaugtrakt gelangen. Beobachtungen an Modellversuchen haben ergeben, dass die verwendeten PJ6 Nebeldüsen zu einem homogenen, fein verteilten Nebel führen.

Für erste Betrachtungen erschien die Vereinfachung der Düsensimulation daher als sinnvoll und wurde entsprechend umgesetzt.

9. Schlussbetrachtung

Im Rahmen dieser Arbeit konnten Simulationen der Zweiphasenströmung in dem Ansaugtrakt einer Gasturbine durchgeführt werden. Es wurde erfolgreich ein Rechengitter in der Geometrie eines Ansaugtraktes modelliert. Konvergenzprobleme konnten gelöst werden, indem die Rechnungen auf Simulationen mit verschiedenen Simulationsansätzen aufgeteilt wurde. Die Partikelbahnen konnten mit Hilfe des Euler-Lagrange Ansatzes dargestellt werden und der Einfluss des Wärme- und Stofftransfers wurde anhand des Euler-Euler Ansatzes analysiert. Es hat sich gezeigt, dass die Kombination dieser Rechnungen für das Erreichen der formulierten Ziele dieser Arbeit geeignet ist.

Um die Tropfenverteilung auf Höhe des Verdichtereintritts möglichst gleichmäßig zu gestalten, sind Düsen mit einem feinen Tropfenspektrum zu wählen, bei dem die Durchmesser keine große Streuung aufweisen.

Werden keine Transfervorgänge berücksichtigt, zeigen beide Rechenansätze ähnliche Inhomogenitäten des Strömungsbildes auf. Die Strömungsanalyse deutet darauf hin, dass die Strömung im unteren Teil turbulenzanfällig ist. Diese Turbulenz ist durch die Nutzung eines Inlet-Fogging-Systems nicht beeinflusst und somit geometrieabhängig. Eine Reduzierung der Turbulenzen könnte mit Hilfe von verschiedenen Leitblechen realisiert werden.

Weitere Unregelmäßigkeiten des Strömungsbildes betreffen die Geschwindigkeits- und die Temperaturverteilung. Auch die Feuchtebeladung ist ungleichmäßig über dem Verdichtereintritt verteilt. Wie die Turbulenz ist auch die Geschwindigkeitsverteilung geometriebedingt, wohingegen die Temperaturunterschiede aufgrund der unterschiedlichen Verweilzeiten und Evaporationsraten unter Verwendung des Inlet-Fogging-Systems verstärkt werden.

Lokale Temperaturunterschiede betragen bei dem Referenzfall T290-RH60-0,1 circa 3 K . Diese Unterschiede in der Temperaturverteilung sind nicht stark ausgeprägt und stellen somit keine direkte, thermische Belastung des angrenzenden Verdichters dar. Der Unterschied der Feuchtebeladung beträgt bei dieser Rechnung in etwa $0,2 \frac{\text{g}}{\text{kg}}$.

Die Evaporationsbedingte Temperaturreduktion beträgt in der Referenzsimulation T290-RH60-0,1 $2,7\text{ K}$. Bei zusätzlich durchgeführten Simulationen, bei denen die Eintrittstemperatur und die relative Luftfeuchtigkeit der einströmenden Luft variiert wurde, konnte die Strömung um bis zu $6,6\text{ K}$ reduziert werden. Die Simulationsvariante T290-RH10-1,0 war die Simulation bei der der Luftstrom am weitesten heruntergekühlt wurde. Wie in Anhang 7 dargestellt ist, betragen die lokalen

Temperaturunterschiede dieser Simulationsvariante $3,5 K$ und die Unterschiede der Feuchtebeladung umfassen circa $0,8 \frac{g}{kg}$. Diese Unterschiede sind ebenfalls nicht stark ausgeprägt, dennoch wird in dieser Arbeit ein Ansatz dargestellt, um die Temperaturunterschiede und die Unterschiede der Feuchtebeladung auszugleichen.

Um die lokalen Feuchtebeladungsdefizite zu minimieren und gleichzeitig die Temperatur anzugleichen, können weitere Tropfen an definierten Stellen in den Ansaugtrakt eingedüst werden. Allgemein sollte das Eindüsen möglichst weit stromaufwärts erfolgen, um eine größere Verweilzeit und somit höhere Evaporationsraten zu ermöglichen.

10. Ausblick und weiteres Vorgehen

Die in dieser Arbeit dargestellten Inhomogenitäten und Lösungsvorschläge gilt es in weiteren Arbeiten zu untersuchen.

Die analysierten Simulationen inklusive des Wärme- und Stofftransportes basieren auf der Annahme einer monodispersen Tropfenverteilung. Um den Einfluss der verschiedenen Tropfengrößen auf die thermodynamischen Prozesse innerhalb des Ansaugtraktes abschätzen zu können, müssen daher weitere Euler-Euler Rechnungen durchgeführt werden, bei denen verschiedene Tropfenklassen simuliert werden.

Da die Tropfen mit dem Euler-Euler Ansatz als kontinuierliches Fluid angenommen werden, können mit diesem Ansatz keine Tropfeninteraktionen simuliert werden. Es gilt zu prüfen, ob sich das Strömungsbild durch mögliche Interaktionen wesentlich verändert. Daher müssen die Tropfeninteraktionen in weiteren Simulationen analysiert werden. Es ist darauf zu achten, dass die relative Wasserbeladung bei den Euler-Lagrange Rechnungen erhöht werden muss, um auch den Impulstransfer zwischen den Phasen zu berücksichtigen. Die Simulation des Tropfenzusammenschlusses ist von besonderer Bedeutung, da sich in dem Ansaugtrakt größere Tropfen bilden und diese den Verdichter beschädigen könnten.

In dem Zusammenhang der Simulation möglicher Tropfeninteraktionen ist ein geeignetes Drainage System zu planen, um mögliche Wasseransammlungen gezielt aus dem Ansaugtrakt leiten zu können. Bilden sich Wasseransammlungen in dem Ansaugtrakt, die nicht abgeleitet werden, können größere Wassertropfen von der Strömung mitgerissen werden. Diese Wassertropfen können den Verdichter beschädigen. Der Ansaugtrakt kann an den Stellen der Wasseransammlungen ebenfalls durch Korrosion beschädigt werden, daher ist die Planung eines Drainagesystems erforderlich.

Die Auswirkungen der in Kapitel 7 aufgezeigten Ansätze, die zu einer Homogenisierung des Strömungsbildes am Verdichtereintritt führen sollen, müssen überprüft werden. Dabei sind unterschiedliche Düsenpositionen zu berücksichtigen. Hier ist im Speziellen zu analysieren, ob einzelne Düsen betrachtet werden müssen oder ob es ausreicht, die Eindüsung homogen über Flächen verteilt zu simulieren, wie es in dieser Arbeit bereits durchgeführt wurde.

Des Weiteren müssen Einbauten wie Schalldämpfer und Leitbleche modelliert werden, um dessen Einfluss auf den Strömungsverlauf abschätzen zu können.

Ein anderer Aspekt, der anhand weiterführender Simulationen untersucht werden kann, ist die 3D Betrachtung der in [12] aufgeführten Vereisungsrisikoanalyse. In diesem Zusammenhang muss geprüft werden, bei welchen Randbedingungen die Nutzung des Inlet-Fogging-Systems zur Bildung von Eispartikeln führt. Diese Eispartikel stellen ein erhöhtes Risiko der Beschädigung der Verdichterschaufeln dar und müssen vermieden werden.

11. Anhang

Anhang 1: RRSB-Diagramm [30]

In Abbildung 11-1 ist ein RRSB-Diagramm dargestellt. Dieses wurde zur Ermittlung des Lageparameters und des Streuungsparameters der RRSB-Tropfenverteilung der PJ6 Nebeldüsen des Inlet-Fogging-Systems verwendet.

Der Lageparameter der Tropfenverteilung der PJ6 Nebeldüsen hat einen Wert von $x' = 19,5 \mu\text{m}$ und der Streuungsparameter n beträgt 2,5.

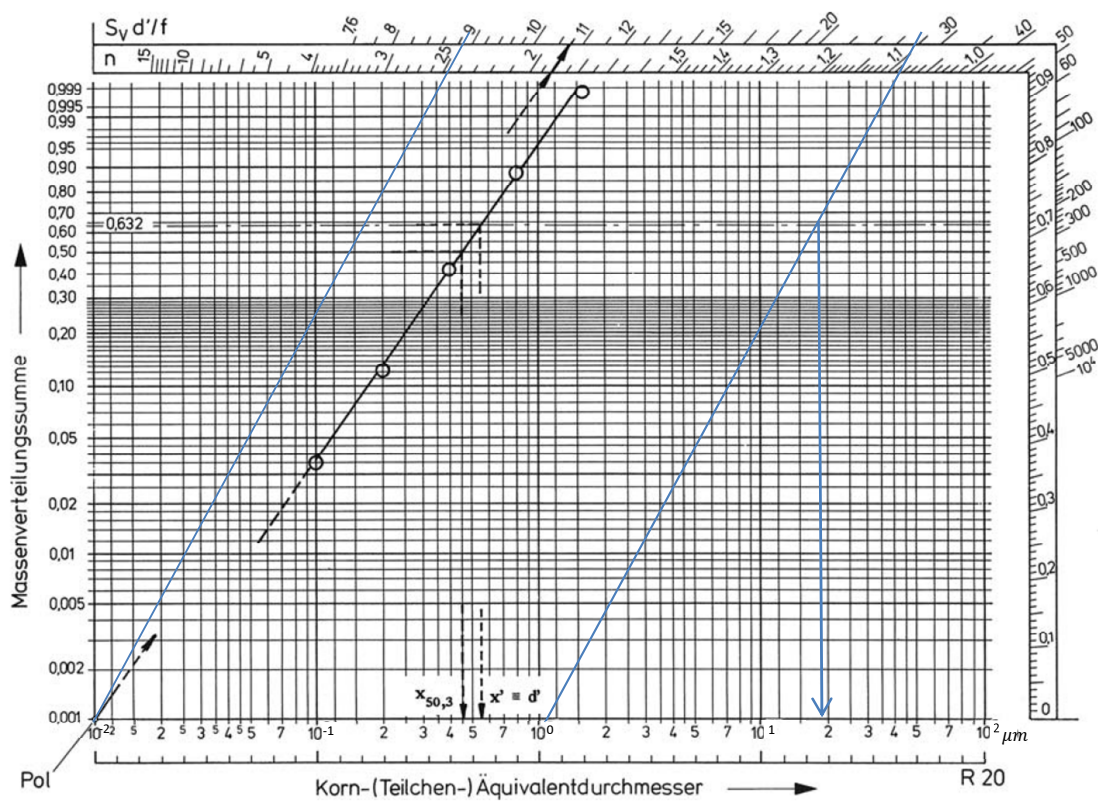


Abbildung 11-1: RRSB Diagramm

Anhang 2: Vorabsimulation

Um die Parameter und Einstellungen im Präprozessor für eine Evaporationssimulation mit Hilfe des Euler-Lagrange Ansatzes zu validieren, wurde die nachfolgend dargestellte Simulation durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Simulation wurden anschließend sowohl mit experimentellen, als auch mit veröffentlichten Simulationsergebnissen verglichen.

Der simulierte Strömungskanal ist in Abbildung 11-2 dargestellt. Es handelt sich hierbei um einen 0,585 m x 0,585 m x 1,9 m großen Kanal, in den Tropfen eingedüst werden.

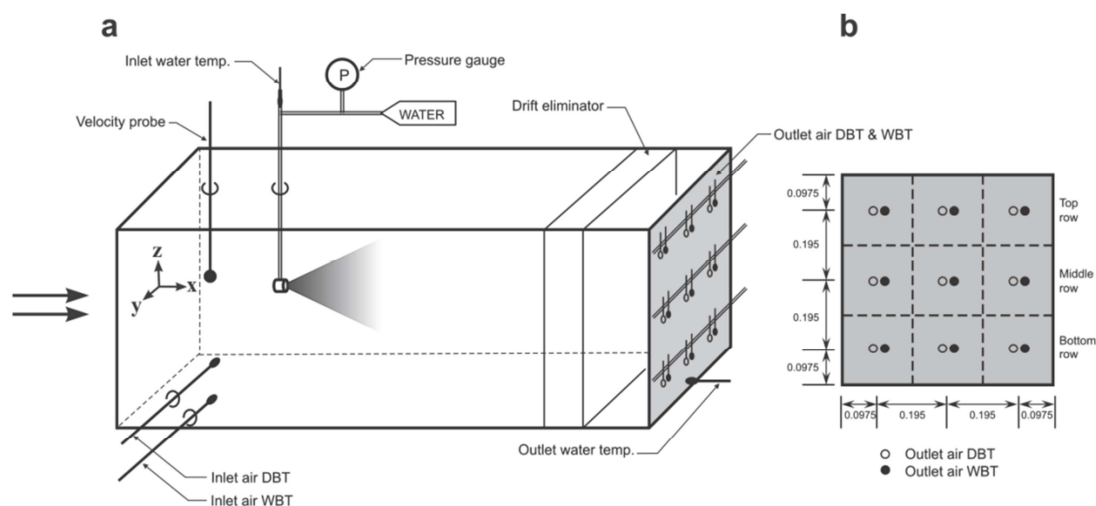


Abbildung 11-2: Aufbau des Strömungskanals [24]

Die Tropfen haben einen Rosin Rammler Lageparameter von $x' = 367\mu\text{m}$ und einen Streuungsparameter von $n = 3,67$.

Für den Strömungskanal wurden in [24] sowohl experimentelle Messwerte, als auch Ergebnisse verschiedener Simulationsanalysen aufgeführt. Die Simulationen wurden mit der Simulationssoftware FLUENT durchgeführt.

Zu Analysezwecken wurde an den in Abbildung 11-2 dargestellten neun Messpunkten die Austrittstemperatur bestimmt. Die Messpunkte befanden sich gleichmäßig verteilt am Austritt des Strömungskanals.

Der Vergleich der mit ANSYS CFX ermittelten, mit den in [24] dargestellten Ergebnissen ist in Abbildung 11-3 dargestellt. Hier werden die Temperaturen der an den neun Messpunkten gemessenen Werte mit denen verglichen, welche mit ANSYS CFX und FLUENT berechnet wurden. Die

dargestellten gestrichelten Geraden begrenzen einen Bereich, in dem die simulierten Werte um 10 % von den experimentellen Werten abweichen.

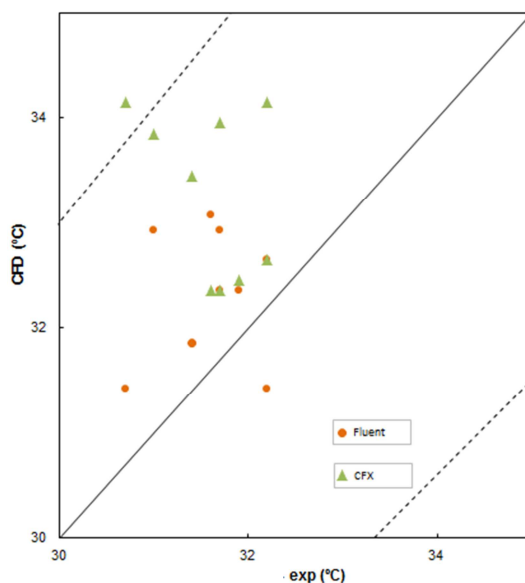


Abbildung 11-3: Austrittstemperaturen der neun Messpunkte

Bis auf ein Messpunkt liegen die simulierten Austrittstemperaturen in einem Bereich von $\pm 10\%$ der experimentell bestimmten Werte (exp). Diese Abweichungen sind für den Zwecke der Modellvalidierung ausreichend. Es wurde gezeigt, dass eine Evaporationsrechnung mit Hilfe des Euler-Lagrange Ansatzes möglich ist.

In der nachfolgenden Abbildung 11-4 ist die evaporationsbedingte Temperaturabsenkung auf der Symmetrieebene dargestellt.

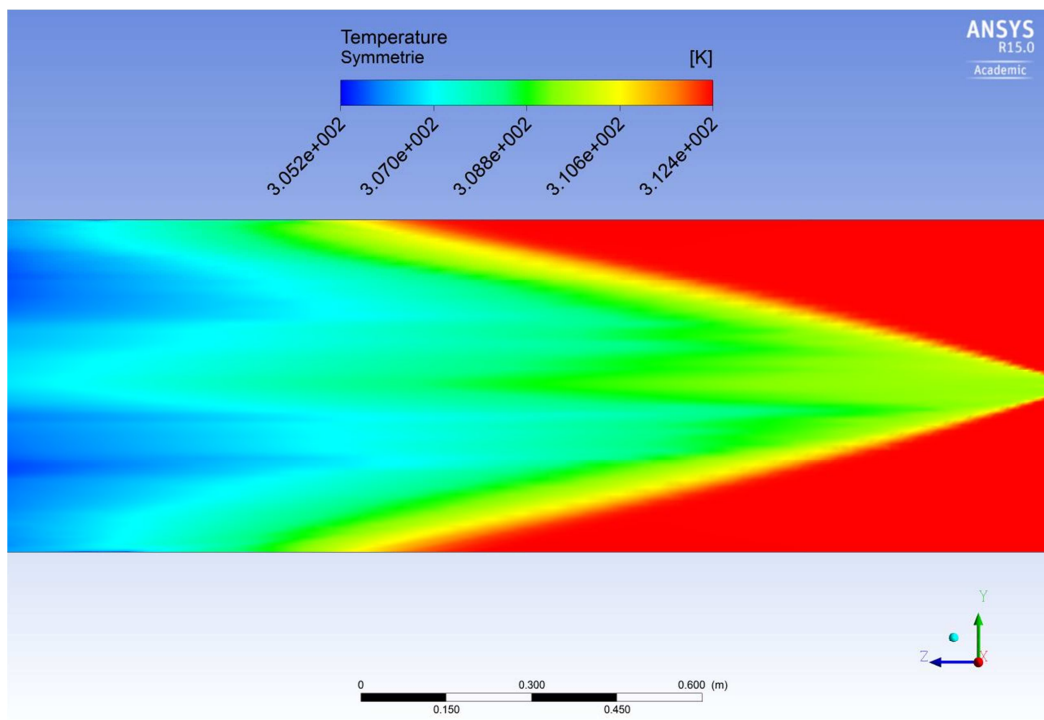


Abbildung 11-4: Temperaturverteilung auf der Symmetrieebene des Strömungskanals

Die Zunahme der relativen Luftfeuchtigkeit auf der Symmetrieebene des Strömungskanals ist in der Abbildung 11-5 zu sehen.

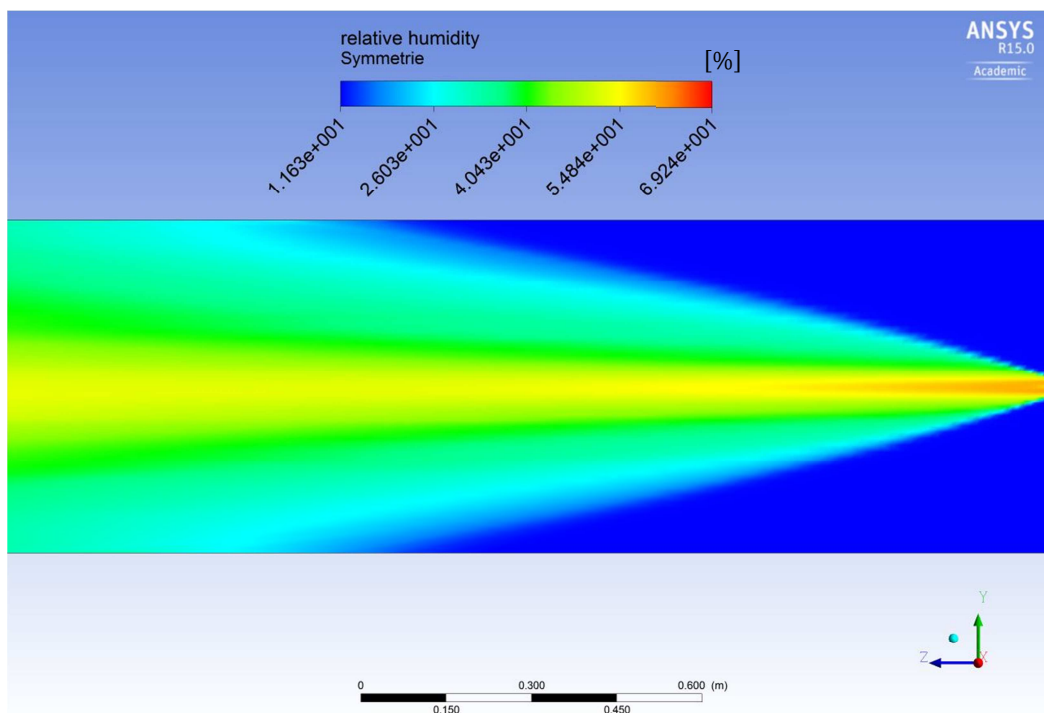


Abbildung 11-5: Verteilung der relativen Luftfeuchtigkeit auf der Symmetrieebene des Strömungskanals

Die Werte der Temperaturreduktion und der Erhöhung der relativen Luftfeuchtigkeit entsprechen den in [24] aufgeführten Vergleichswerten.

Nicht nur an der Absenkung der Temperatur und der Erhöhung der relativen Feuchtigkeit ist das Evaporationsverhalten innerhalb des Strömungskanals zu erkennen. Auch die in Abbildung 11-6 dargestellte Veränderung des Tropfenspektrums zeigt, dass die eingespritzten Wassertropfen verdunsten und daher kleiner werden. Da die Tropfen kleiner werden, verschiebt sich die Verteilungssumme vom Einlass zum Auslass hin zu kleineren Partikelgrößen. Die Verteilungssummen am Einlass (Inlet) und Auslass (Outlet) sind in Abbildung 11-6 dargestellt.

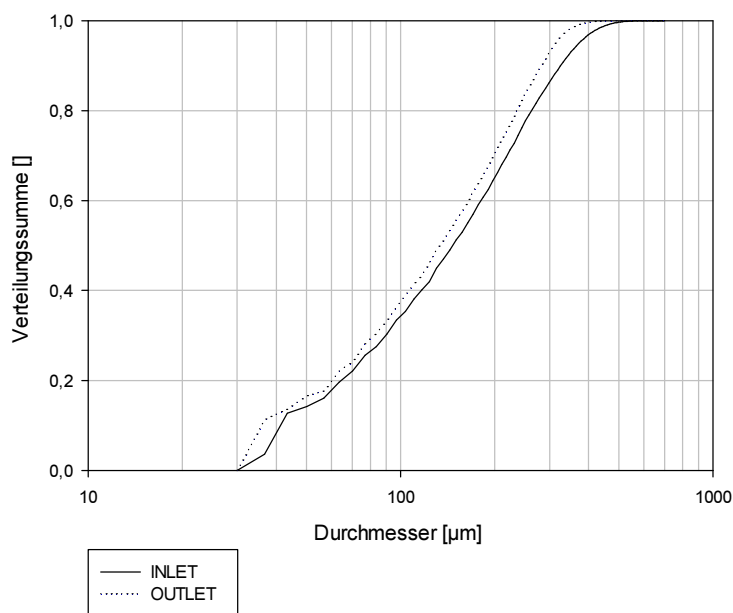


Abbildung 11-6: Verteilungssumme der Tropfenverteilung am Einlass und am Auslass

Die Verteilungssumme am Einlass weist einen Knick im unteren Bereich der Verteilungssumme auf. Dieser Knick deutet auf einen größeren Anteil an kleineren Tropfen hin. Kleine Tropfen verdunsten schneller als größere. Erwartungsgemäß weist die Verteilungssumme am Outlet keinen Knick im unteren Bereich der Verteilungssumme auf, weil die kleineren Tropfen bereits evaporiert sind.

Die erzielten Ergebnisse wurden für die weitere Analyse der Zweiphasensimulation des Ansaugtraktes genutzt.

Anhang 3: Datenblatt – PJ Nebeldüsen [35]

In Abbildung 11-7 ist das Datenblatt der PJ Nebeldüsen dargestellt.

PJ

Smallest Physical Size


DESIGN FEATURES

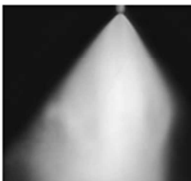
- High energy efficiency
- One-piece, compact construction
- No whirl vanes or internal parts
- 1/8" or 1/4" male connection
- 100-mesh screen, 20 micron paper filter or 70 micron polypropylene filter optional
- Optional welded pin and optional safety wire hole

SPRAY CHARACTERISTICS

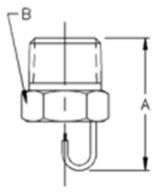
- Finest fog of any direct pressure nozzle

Spray pattern: Cone-shaped Fog
Spray angle: 90°. For best 90° pattern operate nozzle at or above 4 bar
Flow rates: 0.043 to 5.34 l/min

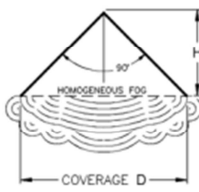





Fog



Male



Fog Pattern



PJ with polypropylene filter

Dimensions are approximate. Check with BETE for critical dimension applications.

PJ Flow Rates and Dimensions
 Impingement, 90° Spray Angle, 1/8" or 1/4" Pipe Sizes, BSP or NPT

Male Pipe Size	Nozzle Number	K Factor	LITERS PER MINUTE @ BAR							Approx. Orifice Dia. (mm)	Approx. Cov. D (mm)	Approx. Spray Height H (mm)	Pipe Size	Dim. (mm)		Wt. (g) Metal	
			2 bar	3 bar	5 bar	10 bar	20 bar	30 bar	50 bar					70 bar	A		B
1/8"	PJ6	0.0137			0.031	0.043	0.061	0.075	0.097	0.114	0.152	203	103	1/8"	19.1	11.1	7
	PJ8	0.0259			0.058	0.082	0.116	0.142	0.183	0.217	0.203	254	127				
	PJ10	0.0387		0.067	0.087	0.123	0.173	0.212	0.274	0.324	0.254	254	127				
	PJ12	0.0524		0.091	0.117	0.166	0.234	0.287	0.371	0.439	0.305	254	127				
	PJ15	0.0843	0.119	0.146	0.189	0.267	0.377	0.462	0.596	0.705	0.381	254	127				
OR	PJ20	0.153	0.216	0.264	0.341	0.483	0.683	0.836	1.08	1.28	0.508	310	155	1/4"	24.6	14.2	7
	PJ24	0.228	0.322	0.395	0.510	0.721	1.02	1.25	1.61	1.91	0.610	400	200				
	PJ28	0.296	0.419	0.513	0.662	0.937	1.32	1.62	2.09	2.48	0.711	460	230				
1/4"	PJ32	0.410	0.580	0.710	0.917	1.297	1.83	2.25	2.90	3.43	0.813	560	280	1/4"	24.6	14.2	7
	PJ40	0.638	0.902	1.11	1.43	2.02	2.85	3.49	4.51	5.34	1.02	610	305				

Flow Rate (l/min) = K √ bar

Standard Materials: Brass, 303 Stainless Steel, and 316 Stainless Steel

Spray angle performance varies with pressure. Contact BETE for specific data on critical applications.

www.BETE.com

MISTING

CALL 413-772-0846
Call for the name of your nearest BETE representative.

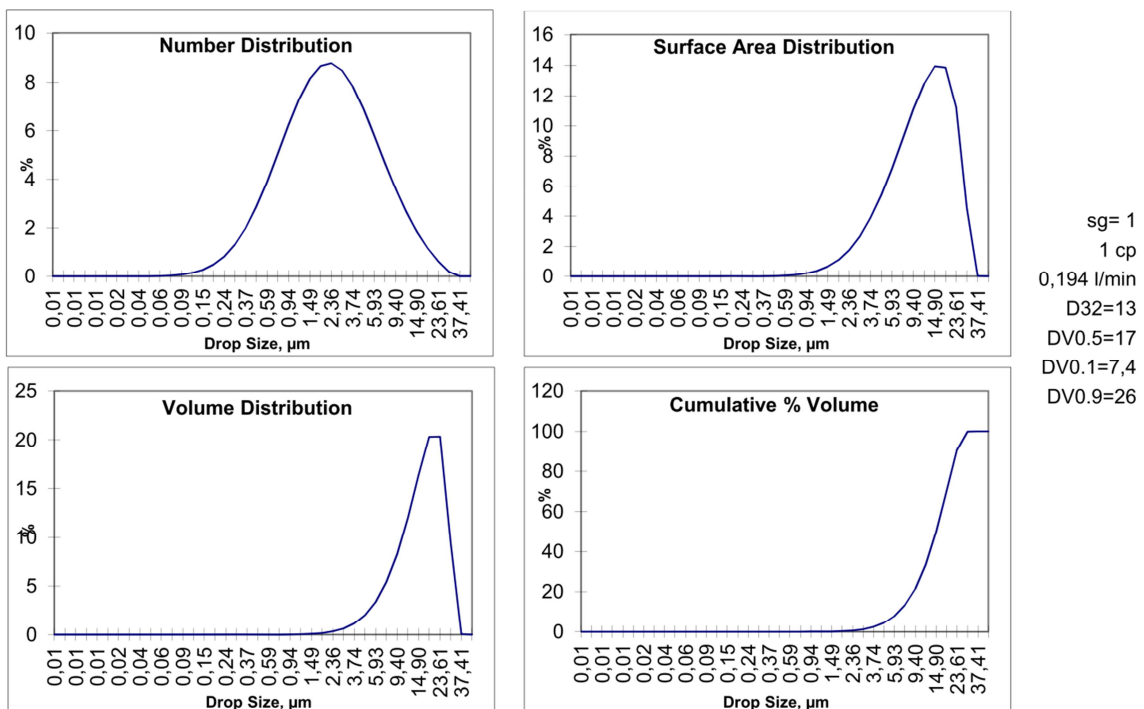
Abbildung 11-7: Datenblatt der PJ Nebeldüsen

Anhang 4: Partikelverteilung – PJ6 Nebeldüsen bei 200 bar [37]

Die Tropfenverteilungen der PJ6 Nebeldüse sind für einem Betriebsdruck von 200 bar in Abbildung 11-8 dargestellt. Aufgrund der Inkompressibilität der Tropfen entspricht die dargestellte Volumenverteilung der Wassertropfen auch der Massenverteilung.

BETE

Applications Engineering Department
Estimated Drop Size Information



Note: Droplet Sizes are in Microns

source: automatic

Abbildung 11-8: Tropfenverteilungen der PJ6 Nebeldüse

Anhang 5: Problematik der Euler-Lagrange Rechnungen incl. Evaporation

Bei der Simulation des Ansaugtraktes ist bei den gegebenen Randbedingungen keine Euler-Lagrange Rechnung konvergiert, wenn die Verdunstung der eingedüsten Wassertropfen berücksichtigt wurde. Während der Berechnungen der Euler-Lagrange Simulationen incl. Transfermodellierung wurden Backupdateien geschrieben. Die Analyse dieser Backupdateien hat ergeben, dass sich in dem Modell Bereiche mit Machzahlen größer eins gebildet haben. Die Machzahl spiegelt das Verhältnis der lokalen Geschwindigkeit zu der temperaturabhängigen Schallgeschwindigkeit wider.

Der Verdacht liegt nahe, dass sich die hohen Machzahlen innerhalb des Ansaugtraktes in dem Bereich des engsten Querschnitts befinden. Durch die Querschnittsverengung steigt die Geschwindigkeit und gleichzeitig sinkt die statische Temperatur. Da die Schallgeschwindigkeit temperaturabhängig ist und mit sinkender Temperatur ebenfalls kleiner wird, steigt die Machzahl bei einer Querschnittsverengung. Daher könnten die hohen Machzahlen bei kleinen Querschnittsflächen vermutet werden. Die Analyse der Backupdateien ergab jedoch ein anderes Problem. Die hohen Machzahlen waren nicht direkt physikalisch begründbar. Abbildung 11-9 zeigt, dass die Bereiche, in denen die Machzahlen Werte größer eins einnehmen, direkt stromabwärts hinter den Düsen liegen.

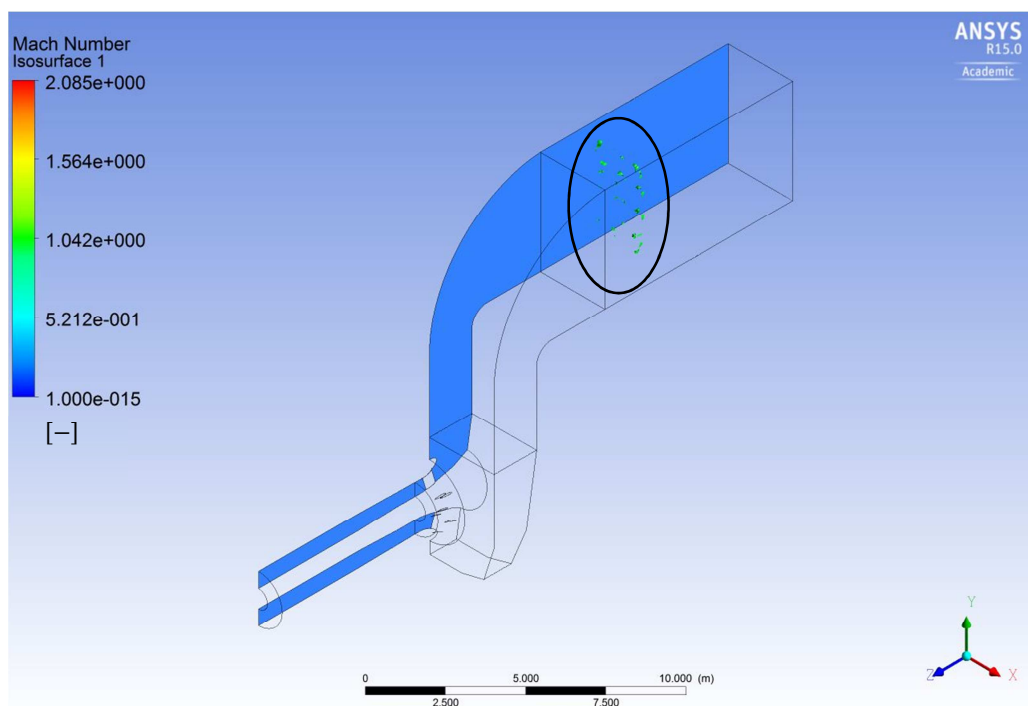


Abbildung 11-9: Bereiche, in denen gilt: $Ma > 1$

Wie Abbildung 11-10 zeigt, werden in den Bereichen, in denen die Machzahl gleich eins ist Temperaturen nahe dem absoluten Nullpunkt erreicht. Die Maximaltemperatur beträgt lokal 2357 K. Derartige Temperaturen sind nicht plausibel und entsprechen nicht den Temperaturen der realen Strömung.

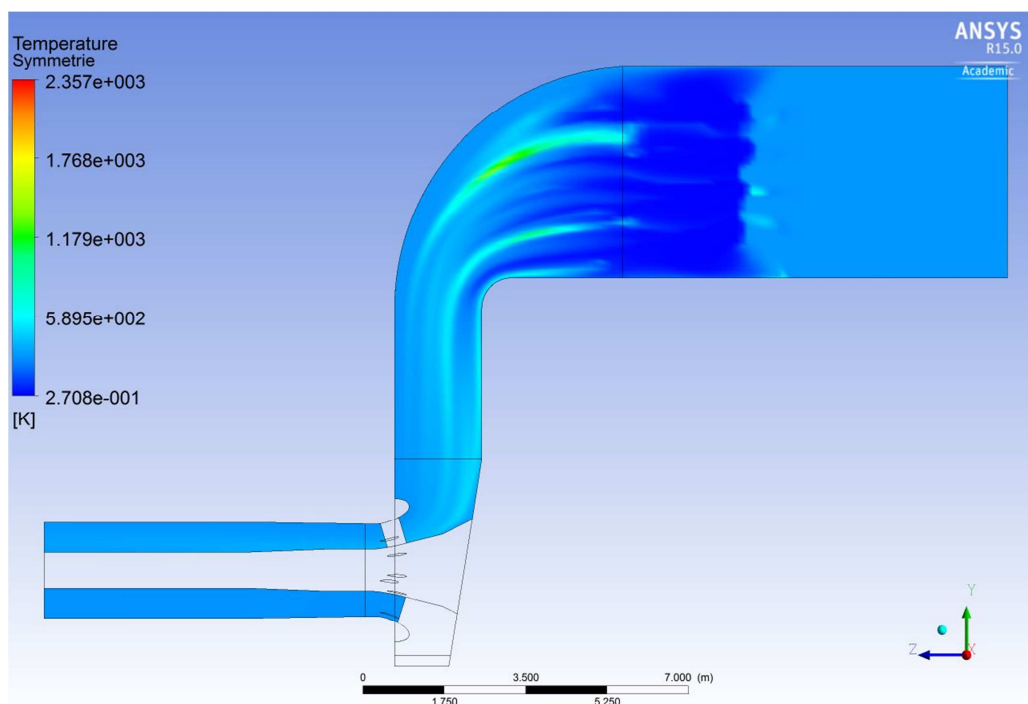


Abbildung 11-10: Temperaturverteilung auf der Symmetrieebene

Die beschriebenen Probleme existierten in der vorab durchgeführten Evaporationsrechnung eines Strömungskanal nicht, siehe Anhang 2. Bei der vorab durchgeführten Simulation wurden Tropfen mit einem Durchmesser eingebläst, die um den Faktor von etwa 20 größer waren, als bei der Simulation des Ansaugtraktes.

Diese Beobachtungen führten zu dem Schluss, dass die eingeblästen Tropfenverteilungen einen entscheidenden Einfluss auf das Konvergenzverhalten der Rechnungen haben.

Der für eine Iteration betrachtete Zeitschritt ist partikelgrößenabhängig und kann von der Software ANSYS CFX intern bestimmt werden. Der automatisch ermittelte Zeitschritt betrug bei der Simulation des Ansaugtraktes $5 \cdot 10^{-5} \text{ s}$. Rein rechnerisch verdunsten in diesem Zeitintervall zu viele Tropfen, daher sinkt die Temperatur zu stark und somit entstehen zu hohe Machzahlen. Der Zeitschritt darf demnach für Evaporationsrechnungen mit dem Euler-Lagrange Ansatz bei derart kleinen Tropfen nicht automatisch bestimmt werden. Es besteht die Möglichkeit, für die Simulation einen Zeitschritt festzulegen. Er muss so gewählt werden, dass dieser das Verdunsten der kleinsten zu erwartenden Wassertropfen berücksichtigt.

Um die Verdunstungszeit der kleinsten zu berechneten Tropfen abzuschätzen, kann [15] herangezogen werden. Hier wird der lineare Zusammenhang der Verdunstungszeit in Abhängigkeit der Tropfengröße beschrieben. Für Tropfen mit einem Durchmesser von $0,1 \mu\text{m}$ kann nach [15] bei der gegebenen Luftfeuchtigkeit von 60 % und einer Lufttemperatur von 290 K eine Verdunstungszeit von $2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ abgeschätzt werden. Diese Zeit entspricht in etwa dem intern berechneten Zeitschritt. Diese Abschätzung ist jedoch nur für Wassertropfen zulässig, welche in Luft mit ihrer Sedimentationsgeschwindigkeit fallen und ist demnach nicht direkt auf die Tropfen in dem Ansaugtrakt übertragbar, da diese von strömender Luft umgeben sind und dieser folgen.

In [21] wird darauf hingewiesen, dass zusätzliche Effekte bei Tropfengrößen kleiner $0,1 \mu\text{m}$ auftreten, welche die Verdunstung beschleunigen.

Euler-Lagrange Rechnungen inklusive Verdunstung und mit einem physikalisch definiertem Zeitschritt von $1 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ waren über einen Rechenzeitraum von etwa einer Woche nicht abgebrochen und wiesen konvergierende Verläufe auf. Die durchgeführte Euler-Lagrange Rechnungen ohne Evaporation kann zur Abschätzung der Dauer der Rechnung inklusive Evaporation dienen. Ohne Transfermodellierung führte die Simulation bei einem Zeitschritt von $3 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ in drei Tagen zu einer konvergierten Lösung. Der Zeitschritt von $1 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ ist 300 mal kleiner als der Zeitschritt der Euler-Lagrange Rechnung ohne Transfermodellierung. Somit würde eine Rechnung mit einem Zeitschritt von $1 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ 300 Mal so lange, also 900 Tage dauern. Um diese Dauer zu verringern wurde der Zeitschritt vergrößert. Die Erhöhung des Zeitschrittes auf $1 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ (\rightarrow Dauer etwa 30 Tage) deutete darauf hin, dass rechnerisch zu viele Tropfen während der einzelnen Zeitschritte auf einmal verdunsteten. Diese Erhöhung führte zu den zuvor beschriebenen Problemen, daher war sie nicht zielführend.

Eine Simulationsrechnung, welche mehr als 30 Tage dauert ist für die Analyse des Strömungsverhaltens in dem Ansaugtrakt nicht tragbar. Daher wurde die Simulation des Ansaugtraktes auf verschiedene Rechnungen aufgeteilt, welche den Euler-Lagrange oder den Euler-Euler Ansatz nutzten.

Die Euler-Lagrange Simulation wurde aufgrund der vorherrschenden Problematik ohne Evaporation durchgeführt. Die Euler-Euler Rechnungen sollte Aufschluss über die evaporationsbedingten thermodynamischen Prozesse geben.

Anhang 6: Detaillierte Übersicht der Präprozessoreinstellungen

In den nachfolgenden Tabellen, Tabelle 11-1 und Tabelle 11-2, sind die Einstellungen des Präprozessors zusammengefasst. Einstellungen, welche sich lediglich auf die Euler-Euler Simulationen beziehen sind mit einem (EE) gekennzeichnet und die Einstellungen der Euler-Lagrange Rechnung sind mit (EL) gekennzeichnet.

Tabelle 11-1: Präprozessoreinstellungen - Inlet und Spraysystem

Größe	Einheit	Wert
Inlet		
Massflow (Luft)	[kg/s]	200
Turbulenz Intensity	[%]	1
Outlet		
Relative Pressure (gemittelt über gesamten Outlet)	[bar]	-0,1
Pressure Profile Blend	[]	0,2
Spray System		
Liquid Temperature	[K]	290
Liquid Velocity	[m/s]	13
Particle diameter (EE)	[μm]	13
Rosin Rammler Size (EL)	[μm]	19,5
Rosin Rammler Power (EL)	[]	2,5
Perpendicular Restitution Coefficient (EL)	[]	0
Parallel Restitution Coefficient (EL)	[]	1

Tabelle 11-2: Präprozessoreinstellungen –Solver Control, Histogramm, Wall und Interfaces

Größe	Einheit	Wert
Solver Control		
Physical Timescale (EE)	[s]	Iterationnummer \leq 20 10 ⁻⁵ Iterationnummer $>$ 20 5*10 ⁻³
Auto Timescale Factor (EL)	[]	Iterationnummer \leq 300 0,2 300 $<$ Iterationnummer \leq 700 0,2*0,0015*Iterationnummer Iterationnummer $>$ 700 0,8
First Iteration for Particle Calculation (EL)	[]	1
Iteration Frequency (EL)	[]	5
Minimum Diameter (EL)	[μ m]	1
Histogram (EL)		
Lower Bound	[μ m]	1
Upper Bound	[μ m]	50
Number of Bins	[]	100
Wall		
<ul style="list-style-type: none"> - no slip wall - smooth wall - adiabatic wall 		
Interfaces		
<ul style="list-style-type: none"> - general connection - automatic mesh connection 		

Anhang 7: Ausgewählte Strömungsgrößen in Abhängigkeit des Auswertewinkels

Für die Analyse des austretenden Strömungsbildes waren auf Höhe der IGV in Umfangrichtung in verschiedenen Auswertewinkeln Linien definiert, siehe Sektion 6.1. Auf diesen Linien konnten verschiedene Strömungsgrößen bestimmt werden. Die nachfolgend aufgezeigten Verläufe spiegeln somit die lokalen Werte auf Höhe der IGV wider, welche abhängig von dem Auswertewinkel und dem Abstand zum inneren Konus sind.

Basierend auf der Referenzsimulation T290-RH60-1,0 sind die Strömungsgeschwindigkeitsverläufe in Abbildung 11-11 und die Verläufe der Temperatur in Abbildung 11-12 dargestellt.

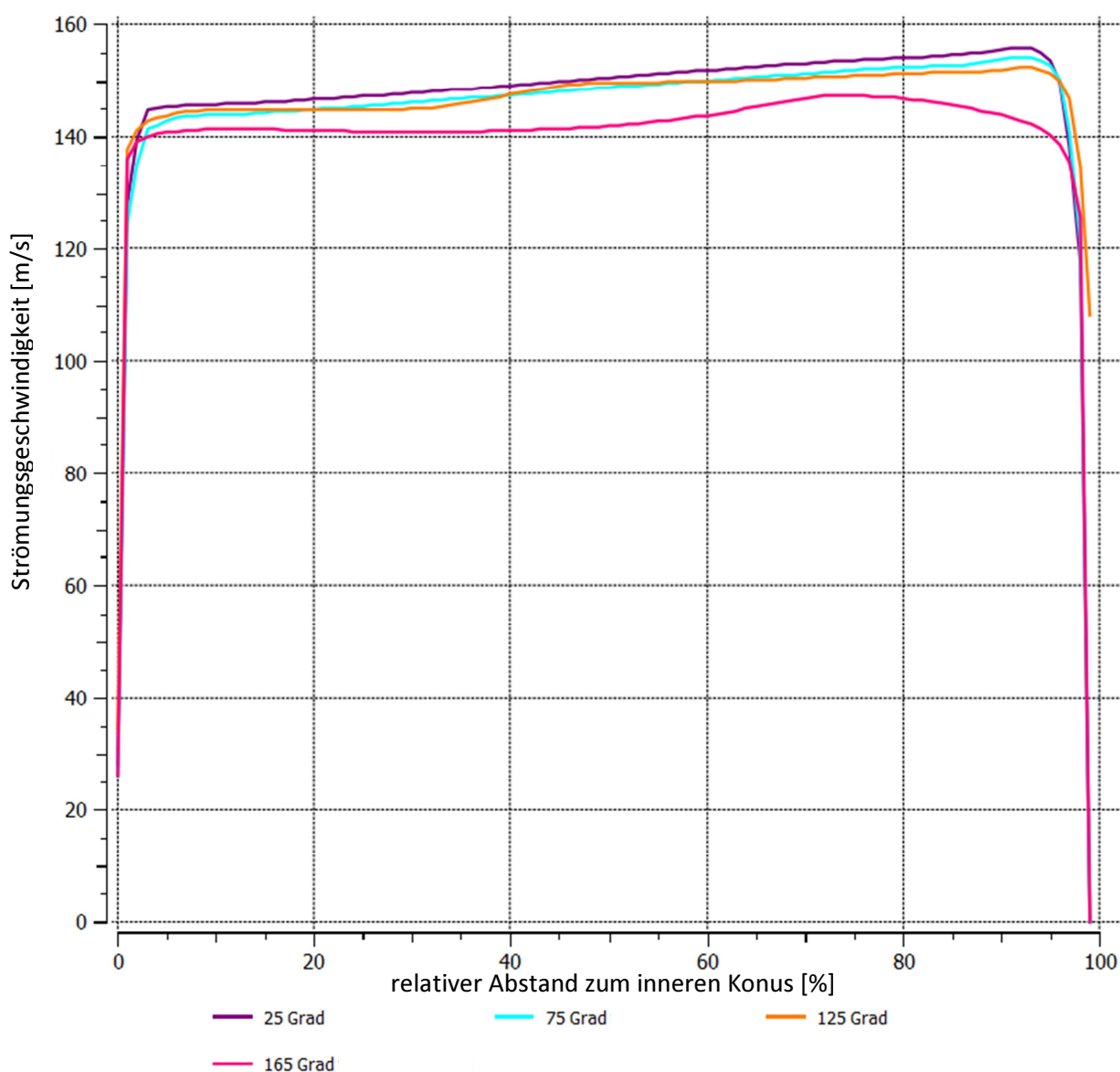


Abbildung 11-11: Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH60-1,0)

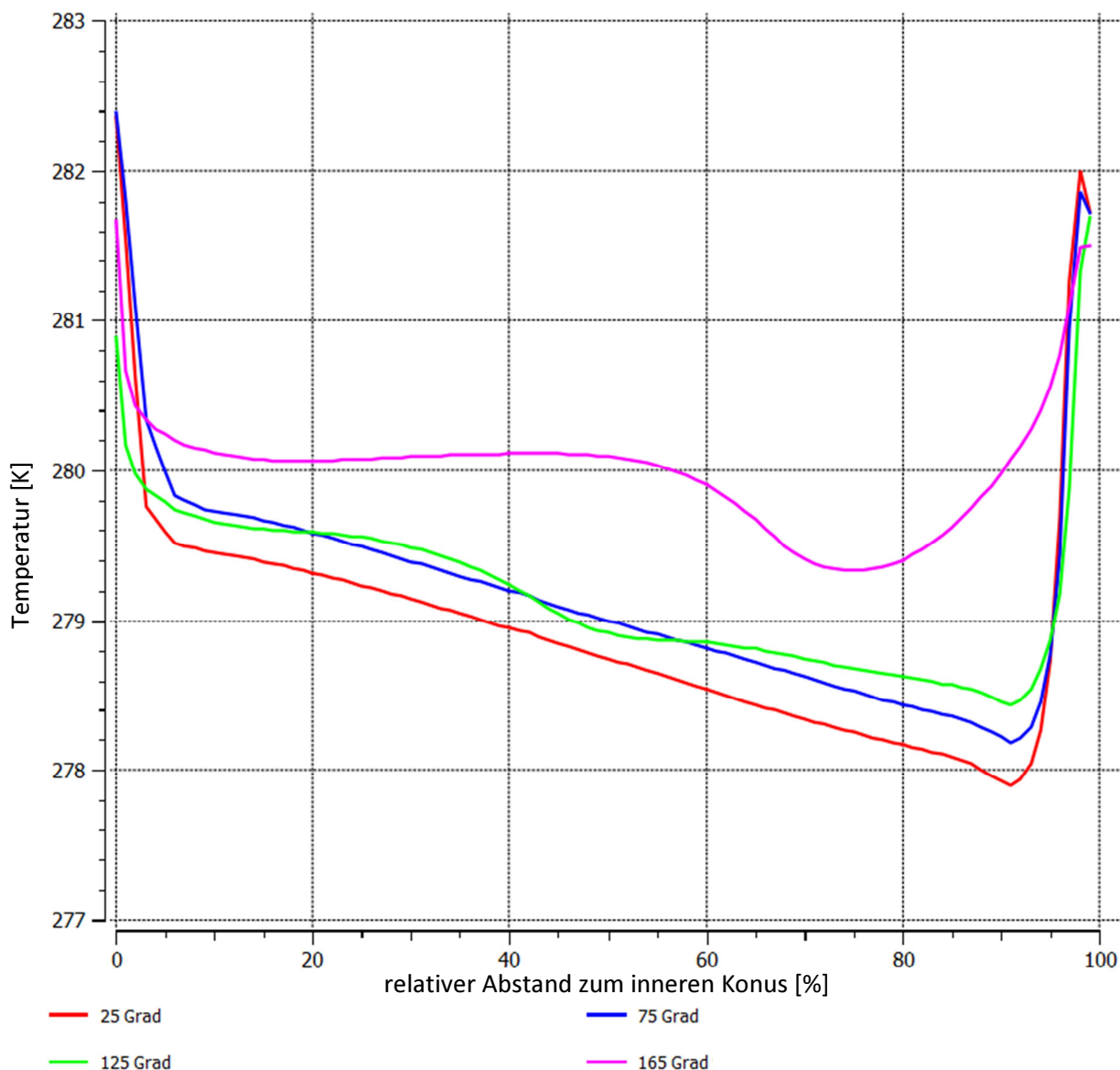


Abbildung 11-12: Temperaturverläufe in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH60-1,0)

Bei zusätzlich durchgeführte Simulationen mit geänderten Randbedingungen war die evaporationsbedingte Temperaturreduktion mit $6,6\text{ K}$ bei der Simulationsvariante T290-RH10-1,0 am größten.

In der nachfolgend dargestellten Abbildung 11-13 sind in die Temperaturverläufe auf Höhe der IGV in Abhängigkeit des Auswertewinkels und des Abstandes zum inneren Konus dargestellt. Abgebildet sind die Verläufe der Simulationsvarianten T290-RH10-0,0 und T290-RH10-1,0. Somit ist die evaporationsbedingte Veränderung der Temperatur zu erkennen.

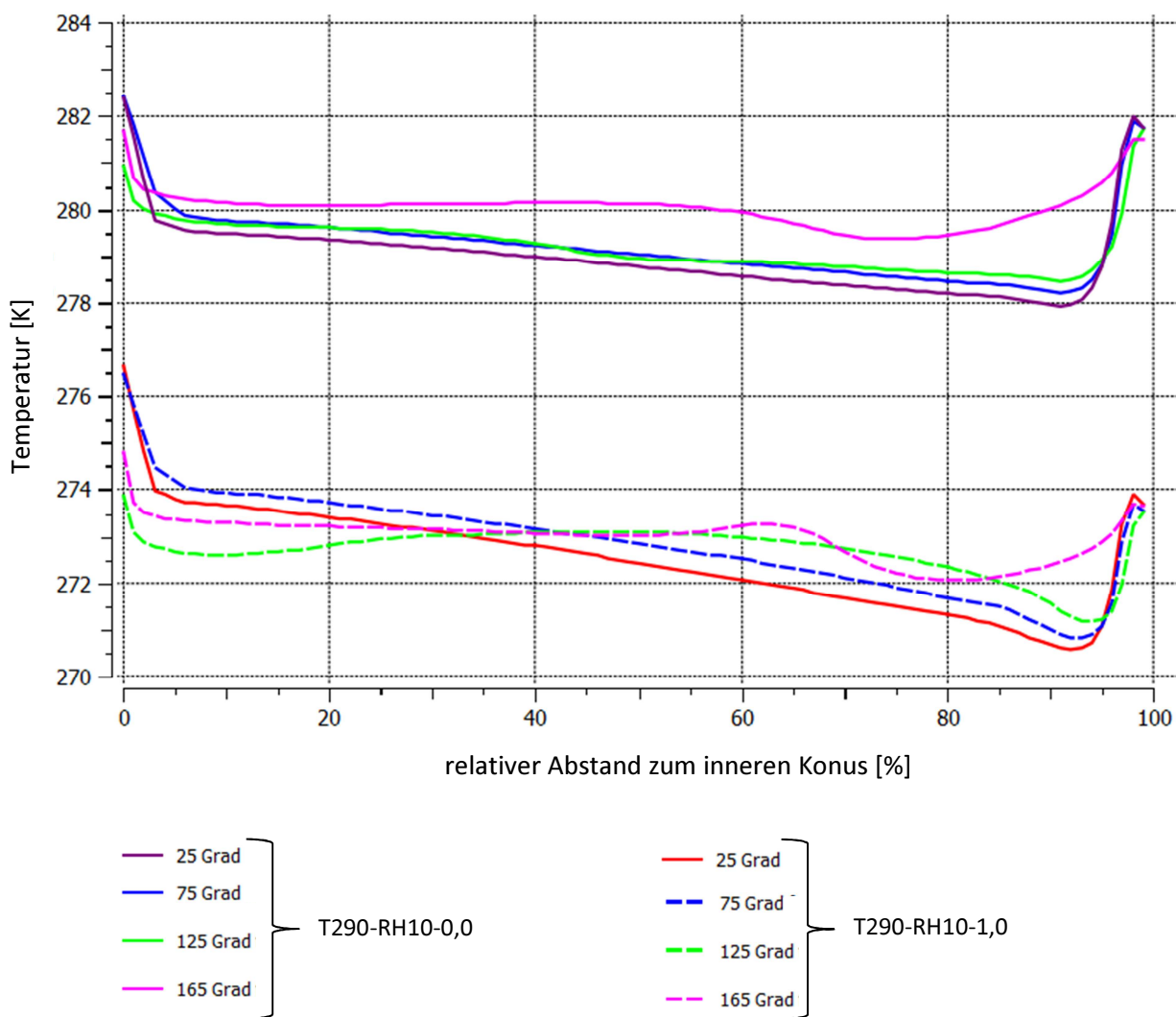


Abbildung 11-13: Temperaturverläufe in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH10-0,0 und T290-RH10-1,0)

In der nachfolgenden Abbildung 11-14 sind die Verläufe der Feuchtebeladung auf Höhe der IGV dargestellt. Diese Verläufe basieren auf der Simulationsvariante T290-RH10-1,0.

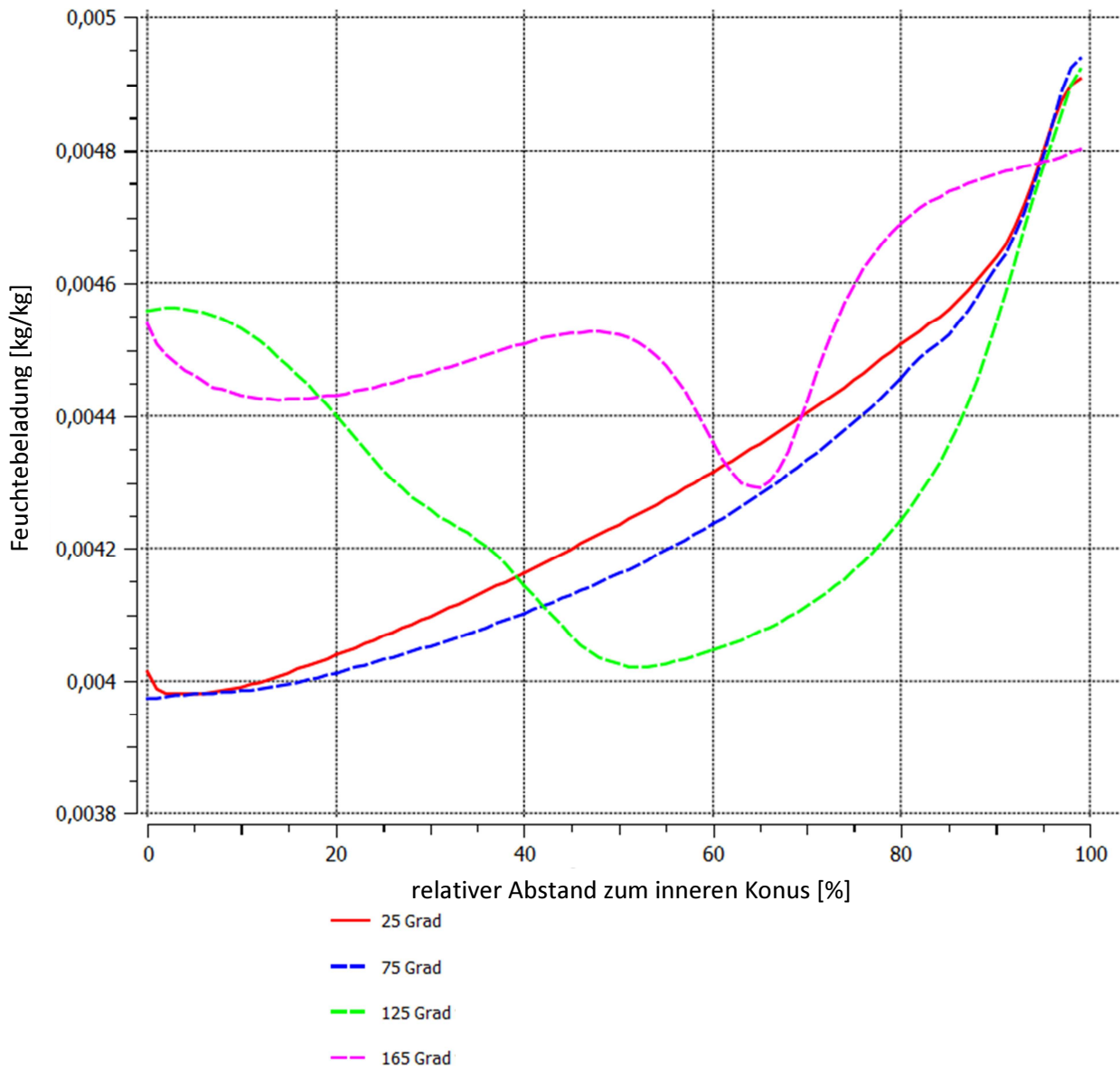


Abbildung 11-14: Verläufe der Feuchtebelastung in Abhängigkeit des Auswertewinkels (T290-RH10-1,0)

12. Quellenverzeichnis

Fachbücher, Anleitungen und Artikel:

- [1] Ahrendts, J., Kabelac, S.: *Das Ingenieurwissen: Technische Thermodynamik*; Springer-Verlag; 2014
- [2] *ANSYS CFX - Solver Modeling Guide*; 15.0 Auflage; 2013
- [3] *ANSYS CFX – Solver Theory Guide*; 15.0 Auflage; 2013
- [4] *ANSYS CFX – Tutorials*; 15.0 Auflage; 2013
- [5] Baehr, H. D., Kabelac, S.: *Thermodynamik, Grundlagen und technische Anwendungen*; 15. Auflage; Springer-Verlag; 2012
- [6] Baehr, H. D., Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*; 7., neu bearbeitete Auflage; Springer-Verlag; 2010
- [7] Bhargava, R. K., Meher-Homji, C. B., Chaker, M. A., Bianchi, M., Melino, F., Peretto, A., Ingistov S.; *Gas Turbine Fogging Technology: A State-of-the-Art Review - Part I: Analytical and Experimental Aspects*; in *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*; 2007
- [8] Bräuling, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke – Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*; 3., vollständig überarbeitete und erweiterte Auflage; Springer-Verlag; 2009
- [9] Cataldi, G., Güntner, H., Matz, C., McKay, T., Hoffmann, J., Nemet, A., Lecheler, S., Braun, J.: *Influence of High Fogging Systems on Gas Turbine Engine Operation and Performance*; in *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*; Barcelona, Spanien; 2006
- [10] Cerbe, G., Wilhelms, G.: *Technische Thermodynamik – Theoretische Grundlagen und praktische Anwendungen*; 17., überarbeitete Auflage, Carl Hanser Verlag, 2013
- [11] Ewert, G.: *Thermodynamische Modellierung der Fluideigenschaften im Ansaugtrakt einer GT*; Bachelorarbeit an der Helmut-Schmidt-Universität; Universität der Bundeswehr; 2013
- [12] Günther, C., Joos, F.: *Fluid Properties at Gas Turbine Inlet Due to Fogging Considering Evaporation and Condensation Phenomena as well as Icing Risk*; in *ASME Turbo Expo*; Düsseldorf; 2014
- [13] Herwig, H., Schmandt, B.: *Strömungsmechanik – Physik – mathematische Modelle – thermodynamische Aspekte*; 3., ergänzte Auflage; Springer-Verlag; 2015
- [14] Hill, P. G.: *Aeodynamic and Thermodynamic of Gas Turbine Units with Water Injected into the Compressor*; in *Aeronautical Quarterly*; 1963
- [15] Holterman, H.J.: *Kinetics and Evaporation of water drops in air*; IMAG report; 2003

- [16]Khan, J. R., Wang, T.: *Investigation of Cooling Effectiveness of Gas Turbine Inlet Fogging Location Relative to the Silencer*; in ASME Turbo Expo; Vancouver, British Columbia, Kanada; 2011
- [17]Kraume, M.: *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik – Grundlagen und apparative Umsetzungen*; 2. Auflage; Springer-Verlag; 2012
- [18]Laurien, E., Oertel jr., H.: *Numerische Strömungsmechanik – Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden – Qualität und Genauigkeit*; 5. überarbeitete und erweiterte Auflage; Springer-Verlag; 2013
- [19]Lecheler, S.: *Numerische Strömungsberechnung – Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0*; 3., aktualisierte Auflage; Springer-Verlag; 2014
- [20]Lechner, C., Seume, J.: *Stationäre Gasturbinen*; 2., neu bearbeitete Auflage; Springer-Verlag; 2010
- [21]Leclaire, T.: *Entwicklung eines Verfahrens zur Erzeugung monodisperser Partikel mit definierter elektrischer Ladung*; Doktorarbeit an der Universität Duisburg – Essen; 2005
- [22]Luo, M., Zheng, Q., Sun, L., Deng, Q., Yang, J.: *Numerical Simulation of an eight-stage Axial Subsonic Compressor with Wet Compression*; in ASME Turbo Expo; San Antonio, Texas, USA; 2013
- [23]Matysiak, A.: *Euler-Lagrange Verfahren zur Simulation tropfenbeladener Strömung in einem Verdichtergitter*; Doktorarbeit an der Helmut-Schmidt-Universität; Universität der Bundeswehr Hamburg; 2007
- [24]Montazeri, H., Blocken, B., Hensen, J.L.M.: *Evaporative cooling by water spray systems: CFD simulation, experimental validation and sensitivity analysis*; in Buildings and Environment Volume 83; 2015
- [25]Müller, W.: *Mechanische Grundoperationen und ihre Gesetzmäßigkeiten*; Oldenbourg; Wissenschaftsverlag; 2008
- [26]Mund, F. C., Pilidis, P.: *Effects of Spray Patterns and Operating Conditions on an Industrial Gas Turbine Washing System*; in ASME Turbo Expo; Wien, Österreich; 2004
- [27]Payne, R. C., Rick, W., Lötzerich, M.: *Computational Analysis of Droplet Motion in Industrial Compressor Intakes*, in ASME Turbo Expo; Glasgow, Schottland; 2010
- [28]Payne, R. C., White, A. J.: *Three Dimensional Calculations of Evaporative Flow in Compressor Cascades*; in ASME Turbo Expo; Montreal, Canada; 2007
- [29]Poling, B. E., Prausnitz, J. M., O'Connell, J. P.: *The Properties of Gases and Liquids*; 5. Auflage; McGraw-Hill Companies; 2001
- [30]Stieß, M.: *Mechanische Verfahrenstechnik – Partikeltechnologie 1*; 3., vollst. neu bearb. Auflage; Springer-Verlag; 2009

- [31]Storm, C., Joos, F.: *Euler Lagrange Method in Numerical Simulation of Water Droplet - Laden Compressor Flows*; in ISABE; Göteborg, Sweden; 2011
- [32]Schürmann, P., Forsyth, J., Padrutt, R., Heiniger K. C.: *Spray Characterisation Downstream of the Swirl Pressure Nozzles in Gas Turbine Fogging and High Fogging Applications*; in Power-Gen International Conference and Exhibition; Las Vegas, USA; 2003
- [33]Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC): *VDI-Wärmeatlas*; 10. bearbeitete und erweiterte Auflage; Springer-Verlag; Berlin Heidelberg; 2006
- [34]Zierer, T., Matyschok, B.: *Design, Development and Verification of Gas Turbine GT24 Air Intake*; ASME; Singapore; 1997

Internetseiten

- [35]Internetseite der BETE Deutschland GmbH (aufgerufen am 22.04.2015):
<http://www.bete-duesen.de/files/bete-duesen-de/pdf/nebel/pj.pdf>
- [36]Internetseite des Umweltbundesamtes (aufgerufen am 07.08.2015):
<http://www.umweltbundesamt.de/daten/klimawandel/europaeische-energie-klimaziele>

Sonstige

- [37]BETE Deutschland GmbH, Mailverkehr mit einem Mitarbeiter



Erklärung zur selbstständigen Bearbeitung einer Abschlussarbeit

Gemäß der Allgemeinen Prüfungs- und Studienordnung ist zusammen mit der Abschlussarbeit eine schriftliche Erklärung abzugeben, in der der Studierende bestätigt, dass die Abschlussarbeit „– bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit [(§ 18 Abs. 1 APSO-TI-BM bzw. § 21 Abs. 1 APSO-INGI)] – ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt wurden. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich zu machen.“

Quelle: § 16 Abs. 5 APSO-TI-BM bzw. § 15 Abs. 6 APSO-INGI

Dieses Blatt, mit der folgenden Erklärung, ist nach Fertigstellung der Abschlussarbeit durch den Studierenden auszufüllen und jeweils mit Originalunterschrift als letztes Blatt in das Prüfungsexemplar der Abschlussarbeit einzubinden.

Eine unrichtig abgegebene Erklärung kann -auch nachträglich- zur Ungültigkeit des Studienabschlusses führen.

Erklärung zur selbstständigen Bearbeitung der Arbeit

Hiermit versichere ich,

Name: _____

Vorname: _____

dass ich die vorliegende -bitte auswählen- bzw. bei einer Gruppenarbeit die entsprechend gekennzeichneten Teile der Arbeit – mit dem Thema:

ohne fremde Hilfe selbstständig verfasst und nur die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Wörtlich oder dem Sinn nach aus anderen Werken entnommene Stellen sind unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht.

- die folgende Aussage ist bei Gruppenarbeiten auszufüllen und entfällt bei Einzelarbeiten -

Die Kennzeichnung der von mir erstellten und verantworteten Teile der -bitte auswählen- ist erfolgt durch:

_____ Ort

_____ Datum

_____ Unterschrift im Original