

Numerische und experimentelle Untersuchung eines Druckregelungsventils für Koksöfen

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften
Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Natalie Brinkhorst

aus

Mülheim an der Ruhr

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. Ernst von Lavante
Prof. Dr.-Ing. Wojciech Kowalczyk
Tag der mündlichen Prüfung: 29.06.2016

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorandin bei der Firma DMT GmbH & Co. KG in der Abteilung Kokereitechnik in Zusammenarbeit mit der Universität Duisburg-Essen unter der Betreuung von Herrn Prof. Dr. Dr. h. c. E. von Lavante vom Lehrstuhl für Strömungsmechanik.

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Professor Dr.-Ing. Dr. h. c. E. von Lavante für die Übernahme des Hauptreferates und für die Freiheit in der Bearbeitung der mir gestellten wissenschaftlichen Aufgaben bedanken. Des Weiteren gilt mein Dank auch Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Kaiser für die Möglichkeit, diese Arbeit überhaupt erst anfertigen zu können.

Bei Martin Kirchmeier und Patrick Siemer möchte ich mich herzlichst für die tolle Arbeitsatmosphäre in unserem Büro bedanken. Ohne euch hätte die Arbeit nur halb so viel Spaß gemacht.

Ein besonderes Dankeschön gilt meiner Familie für die Unterstützung und den Zuspruch während der Zeit meines Studiums und darüber hinaus.

Mein größter Dank allerdings gebührt meinem Ehemann Sven, der mich in den letzten Jahren unentwegt unterstützt, angetrieben und aufgebaut hat. Ich liebe dich.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen und Bezeichnungen.....	III
Abbildungsverzeichnis.....	VII
Diagramme und Tabellen.....	X

1 Einleitung

1.1 Motivation.....	1
1.2 Das Druckregelungsventil.....	2
1.3 Ziele der Arbeit.....	3
1.4 Gliederung der Arbeit.....	3

2 Grundlagen der Kokereitechnik

2.1 Koksproduktion auf Kokereien.....	5
2.1.1 Aufbereitung der Kohle.....	5
2.1.2 Der Füllvorgang.....	5
2.1.3 Verkokung.....	7
2.1.4 Ausdrücken und Löschen.....	8
2.1.5 Gasreinigung.....	9
2.2 Emissionsquellen bei der Verkokung.....	10
2.3 Maßnahmen zur Emissionsreduktion.....	12
2.4 Entwicklungen der DMT.....	13
2.4.1 Ventil zur Einzelkammerdruckregelung.....	14
2.4.2 Gegenüberstellung des alten und neuen Druckregelungssystems.....	19
2.4.3 Betriebszustände des Regelungsventils.....	22

3 Grundlagen der Strömungsmechanik

3.1 Erhaltungsgleichungen zur Strömungsbeschreibung.....	24
3.2 Modellannahmen.....	26
3.3 Grundlagen turbulenter Strömung.....	28
3.3.1 Behandlung in der Numerik.....	31
3.4 Mehrphasenströmungen.....	37
3.4.1 Euler-Lagrange-Methode.....	37
3.4.1.1 Charakteristika der Strömung.....	39
3.4.2 Euler-Euler-Methode.....	45
3.4.2.1 Charakteristika der Strömung.....	48
3.4.3 Wandfilm.....	53

4 Untersuchung der Strömung im Druckregelungssystem

4.1 Das Test-Modell aus Plexiglas.....	57
--	----

4.2 Untersuchung der Krümmerströmung.....	60
4.2.1 Zuströmung ins Steigrohr.....	63
4.2.1.1 Ofenströmung.....	63
4.2.1.2 Erweiterung und Umlenkung vor der Krümmerströmung.....	69
4.2.2 Veränderte Krümmerströmung.....	71
4.2.3 Validierung der Krümmersimulation.....	73
4.2.4 Düsen Einfluss auf die Gasströmung.....	76
4.3 Maximale Gasmenge beim Füllen.....	81
4.4 Wärmeübertragung.....	82
4.5 Ventilströmung im neuen Druckregelungssystem.....	84
4.5.1 Gegenüberstellung des alten und neuen Druckregelungssystems.....	93
4.5.2 Validierung der Zweiphasensimulationen.....	94
4.5.2.1 Stationäre Werte.....	94
4.5.2.2 Zeitlich aufgelöste Messung.....	100
4.5.2.2.1 Grundrauschen in der Vorlage und im Steigrohr.....	100
4.5.2.2.2 Druckschwankungen in der Vorlage.....	100
4.5.2.2.3 Druckschwankungen im Steigrohr.....	102
4.5.3 Auswirkung des Wandfilms.....	104
4.5.4 Disperse Strömung.....	111
4.5.5 Einfluss der Temperatur, der Luftfeuchte und der Oberflächenspannung.....	113
4.5.6 Messungen mit veränderter Schlitzform.....	116
4.5.7 Variation der Gaszusammensetzung.....	119
4.5.8 Skalierung des Modells.....	121
4.6 Vorlagenströmung.....	122
4.7 Auslegung des Ventils für den ersten Anwendungstest: Kokerei Gikil Lukavac in Bosnien.....	131
4.7.1 Auslegung der Geometrie des Druckregelungssystems.....	131
4.7.2 Simulation der Betriebspunkte.....	135

5 Wassertauchungen im Druckregelungssystem

5.1 Übersicht der Wasserkreisläufe im Druckregelungssystem.....	138
5.2 Tauchung 1.....	139
5.2.1 Betrachtung von Störfällen während des Kokereibetriebes.....	144
5.3 Tauchung 2.....	146
5.4 Tauchung 3.....	150

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung.....	152
6.2 Ausblick.....	157

Literaturverzeichnis

Abkürzungen und Bezeichnungen

Abkürzungen

B(a)P	Benzo(a)pyren
BREF	Best available Techniques Reference
DMT	Deutsche Montan Technologie
DNS	Direkte Numerische Simulation
LES	Large Eddy Simulation
PAH	Polycyclic Aromatic Hydrocarbons (Polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe)
TA-Luft	Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft
VoF	Volume of Fluid

Lateinische Buchstaben und Kennzahlen

a	[m/s ²]	Beschleunigung
a _s	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
a _T	[m ² /s]	Temperaturleitfähigkeit
A	[m ²]	Fläche
Ar	[-]	Archimedes-Zahl
b	[m]	Aufprallparameter
B	[-]	dimensionsloser Aufprallparameter
Bo	[-]	Bond-Zahl
c	[m/s]	Geschwindigkeit
c _D	[-]	dimensionsloser Widerstandskoeffizient
c _{Drop}	[-]	Koeffizient für den Tropfendurchmesser
c _H	[-]	Koeffizient für die Fluidfilmhöhe
c _p	[J/kg K]	spezifische, isobare Wärmekapazität
c _v	[J/kg K]	spezifische, isochore Wärmekapazität
c _w	[m/s]	Wellenausbreitungsgeschwindigkeit
C	[-]	Konstante
d	[m]	Durchmesser
d _w	[m]	Wassertiefe
e	[J/kg]	innere Energie
f	[Hz]	Frequenz
f _k	[-]	Auftriebsterm
F	[N]	Kraft
FR	[-]	Kräfteverhältnis
F _K	[N]	Körperkraft
Fr _{mod}	[-]	modifizierte Froude-Zahl
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung

h	[J/kg]	spezifische Enthalpie
h_a	[m]	Wellenamplitude
H	[m]	Wellenhöhe
k	[m ² /s ²]	turbulente, kinetische Energie
Kn	[-]	Knudsen-Zahl
l_m	[m]	Mischungsweglänge
l	[m]	Länge
L	[m]	Längenskala der Geometrie
L_b	[m]	Charakteristische Länge beim Wandfilmstripping
L_{REF}	[m]	Referenzlänge
L_W	[m]	Wellenlänge
m	[kg]	Masse
M	[Ns]	Impulsaustauschvektor
M_{Mol}	[g/mol]	Molekulargewicht
Ma	[-]	Mach-Zahl
Ma_{σ}	[-]	Marangoni-Zahl
\vec{n}	[-]	Normalenvektor eines Flächenelements
Nu	[-]	Nusselt-Zahl
Oh	[-]	Ohnesorge-Zahl
p	[Pa]	Druck
P_k	[kg/ms ³]	Produktionsrate turbulenter, kinetischer Energie
\dot{q}_s	[W/kg]	Wärmestrom
r	[m]	Radius
$\vec{r}(t)$	[m]	Ortsvektor
R	[J/kg K]	spezifische Gaskonstante
Re	[-]	Reynolds-Zahl
Ri	[-]	Richardson-Zahl
R_m	[J/mol K]	universelle Gaskonstante
s	[m]	Strecke
S	[-]	Wellensteilheit
St	[-]	Stokes-Zahl
S_{ij}	[1/s]	Deformationsgeschwindigkeitstensor
t	[s]	Zeit
t^*	[-]	dimensionslose Zeit
T	[K]	Temperatur
T_F	[N/m ²]	viskoser Stresstensor
Tu	[%]	Turbulenzgrad
u	[m/s]	Geschwindigkeit
u_∞	[m/s]	Anströmgeschwindigkeit
U	[m/s]	mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Hauptströmung
v_s	[m/s]	Sinkgeschwindigkeit

V	[m ³]	Volumen
We	[-]	Weber-Zahl
x _s	[-]	Mengenanteil
x,y,z		Koordinatenbezeichnungen im kartesischen Koordinatensystem
u,v,w		Geschwindigkeitskomponenten im kartesischen Koordinatensystem

Indizes

*		dimensionslose Größe
0		Skala der größten Wirbel
Coll		Kollision
dyn		dynamisch
ges		gesamt
gr		groß
G		Gas
F		Film
inter		Interface
k		Phase = L,G
kl		klein
krit		kritisch
K		Kolmogorov-Skala
Kap		Kapillarwelle
L		Liquid
La		Lagrange
min		Minimum
P		Partikel
rel		relativ
stat		statisch
SW		Schwerewelle
tot		total

Griechische Buchstaben

α	[°]	Randwinkel
α_k	[-]	Phasengehalt
δ_{ij}	[-]	Kronecker-Symbol
\mathcal{E}	[m ² /s ³]	Dissipationsrate
ε_k	[-]	Phasenfunktion
ψ	[°]	Aufprallwinkel
γ	[-]	Einschlagseffizienz

κ	[1/m]	Wellenzahl
κ_G	[-]	Isentropenexponent
λ_m	[m]	mittlere freie Weglänge
λ_r	[m]	Resonanzwellenlänge
λ	[W/m K]	Wärmeleitfähigkeit
μ	[Pa s]	dynamische Viskosität
μ_t	[Pa s]	turbulente dynamische Viskosität
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
ν_t	[m ² /s]	turbulente kinematische Viskosität
θ	[-]	allgemeine Strömungsgröße
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[N/m]	Oberflächenspannung
τ	[N/m ²]	Schubspannung
$\tau_{dyn.}$	[s]	Antwortzeit des Tropfens
$\tau_{Str.}$	[s]	Verweilzeit des Tropfens in der Strömung
ω	[1/m]	Wellenzahl
ζ	[m]	Koordinate senkrecht zum Wasserfilm
$\Phi_{1,2}$	[°]	Winkel
Γ_k	[-]	Quelle oder Senke
Ω_{ij}	[1/s]	Rotationstensor

Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1.1: Tür - Emissionen ohne Einsatz des Druckregelungssystems links, mit Einsatz des Druckregelungssystems rechts [RW06]
- Abb. 2.1: Aufbau einer Ofenkammer [Sc09]
- Abb. 2.2: Wanderung der plastischen Bereiche und der Temperaturen der Einsatzkohle bei der Verkokung [Sc09]
- Abb. 2.3: Steigrohr mit Krümmer und Vorlage
- Abb. 2.4: Regelventil des Druckregelungssystems [HH11]
- Abb. 2.5: Schematische Zeichnung des Funktionsprinzips
- Abb. 2.6: Das Druckregelungssystem, nach [Sc09]
- Abb. 2.7: Gegenüberstellung alten und neuen Druckregelungssystems
- Abb. 2.8: Betriebszustände während der Verkokung
- Abb. 2.9: Nachgefahrene Betriebszustände am Modell
- Abb. 3.1: Bezeichnungen der Skalen der Turbulenz und Wirbelgrößen, angelehnt an [Po00]
- Abb. 3.2: Blasenzerfall eines Wassertropfens[Sc03]
- Abb. 3.3: Keulenzzerfall eines Wassertropfens[Sc03]
- Abb. 3.4: Scheibenzerfall eines Wassertropfens[Sc03]
- Abb. 3.5: Wellenkammerzerfall eines Wassertropfens[Sc03]
- Abb. 3.6: Parameter bei der Tropfenkollision [Pf10]
- Abb. 3.7: Einschlag des Tropfens auf der Wasseroberfläche[Re93]
- Abb. 3.8: Gitterauflösung bei Verwendung des VoF-Modells
- Abb. 3.9: Ursprüngliches und bewegtes, idealisiertes System
- Abb. 3.10: Geschwindigkeit und Druck an der Scherschicht
- Abb. 3.11: Auslenkung der Scherschicht zwischen zwei Fluiden, nach [CB11]
- Abb. 3.12: Geometrische Parameter einer Welle
- Abb. 3.13: Definition der Oberflächenenergie aus [SKK13]
- Abb. 3.14: Randwinkel an Grenzflächen, nach [SKK13]
- Abb. 3.15: Wandfilmstripping an Kanten
- Abb. 4.1: Kernkomponenten des Modells
- Abb. 4.2: Zuleitungen und Gebläse des Modells auf dem Betriebsgeländer der DMT GmbH & Co. KG
- Abb. 4.3: Geometrie - Modell des Krümmers
- Abb. 4.4: Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer bei $V_{\text{Luft}} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$
- Abb. 4.5: Geschwindigkeitsverteilung im Steigrohr, Seitenansicht links
- Abb. 4.6: Bereich der Rückströmung im Krümmer
- Abb. 4.7: Wirbel am Boden des Krümmers
- Abb. 4.8: Geschwindigkeitsverteilung im Kronenrohr
- Abb. 4.9: Gesamter Ofen (oben), Vereinfachtes Modell des Gassammelraumes (unten)
- Abb. 4.10: Geschwindigkeitsverteilung in der Seitenansicht bei 200, 600, 1000 m^3/h
- Abb. 4.11: Geschwindigkeitsverteilung entlang des Gassammelraums bei 600 m^3/h

- Abb. 4.12: Geschwindigkeitsverteilung, Steigrohr, Seitenansicht
- Abb. 4.13: Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt Steigrohr, Draufsicht, 600 m³/h, 40% CH₄/60% H₂, Re=13.000
- Abb. 4.14: Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt Steigrohr, Draufsicht, 600 m³/h, reines H₂, Re=1380
- Abb. 4.15: Statischer (oben) und Totaler Druck (unten) in der Seitenansicht bei 600 m³/h
- Abb. 4.16: Geometrie der Umlenkung mit Erweiterung, Modell links, Teststand rechts
- Abb. 4.17: Geschwindigkeitsverteilung Zuführung
- Abb. 4.18: Geschwindigkeitsprofil Steigrohreintritt
- Abb. 4.19: Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer bei Drallanströmung, V_{Luft}=1000 m³/h
- Abb. 4.20: Geschwindigkeitsprofil im Kronenrohr
- Abb. 4.21: Strömung am Steigrohrfuß, nach der Umlenkung und 1 m weiter oben
- Abb. 4.22: Positionen der Gitterebenen
- Abb. 4.23: Fäden im Krümmer, links: 2 cm hinter der Umlenkung, rechts: Übergang Steigrohr/Krümmer
- Abb. 4.24: Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer mit Düsenströmung, V_{Luft}=1000 m³/h
- Abb. 4.25: Verteilung des Totaldrucks im Krümmer für die Strömung ohne Düsenströmung links, mit Düsenströmung rechts
- Abb. 4.26: Geschwindigkeitsverteilung der Tropfen
- Abb. 4.27: Partikel-Reynolds-Zahlen
- Abb. 4.28: Tropfen-Weber-Zahlen
- Abb. 4.29: Wandfilm im Krümmer und im Kronenrohr
- Abb. 4.30: Temperaturverteilung im Krümmer
- Abb. 4.31: Schlitzgeometrie [Li 11]
- Abb. 4.32: Verdeutlichung des Begriffs „Wasserstand“
- Abb. 4.33: Vereinfachte Geometrie
- Abb. 4.34: Volumennetz
- Abb. 4.35: Verteilung der Phasen, 25 mm, 200 m³/h
- Abb. 4.36: Verteilung der Phasen, 25 mm, 400 m³/h
- Abb. 4.37: Verteilung der Phasen, 25 mm, 600 m³/h
- Abb. 4.38: Verteilung der Phasen, 25 mm, 800 m³/h
- Abb. 4.39: Verteilung der Phasen, 25 mm, 1000 m³/h
- Abb. 4.40: Verteilung der Phasen, 25 mm, 1200 m³/h
- Abb. 4.41: Verteilung der Phasen, 50 mm, 200 m³/h
- Abb. 4.42: Verteilung der Phasen, 50 mm, 400 m³/h
- Abb. 4.43: Verteilung der Phasen, 50 mm, 600 m³/h
- Abb. 4.44: Verteilung der Phasen, 50 mm, 800 m³/h
- Abb. 4.45: Verteilung der Phasen, 50 mm, 1000 m³/h
- Abb. 4.46: Verteilung der Phasen, 50 mm, 1200 m³/h
- Abb. 4.47: Verteilung der Phasen, 88 mm, 200 m³/h
- Abb. 4.48: Verteilung der Phasen, 88 mm, 400 m³/h
- Abb. 4.49: Verteilung der Phasen, 88 mm, 600 m³/h
- Abb. 4.50: Geschwindigkeitsfeld bei 25 mm Wasserstand

-
- Abb. 4.51: Geschwindigkeitsfeld bei 50 mm Wasserstand
Abb. 4.52: Geschwindigkeitsfeld bei 88 mm Wasserstand
Abb. 4.53: Druckmaximum und -Minimum bei Wellenverschiebung
Abb. 4.54: Wirbel zwischen zwei Wellenbergen
Abb. 4.55: Darstellung der Wasseroberfläche
Abb. 4.56: Altes und neues Druckregelungssystem, Wasseroberflächen
Abb. 4.57: Geometrie des Modells
Abb. 4.58: Geschw.-Verteilung im Schnitt („Wasserstand 50 mm“, Vol.-Strom 600 m³/h)
Abb. 4.59: Druckverteilung im Schnitt („Wasserstand 50 mm“, Vol.-Strom 600 m³/h)
Abb. 4.60: Wandfilmdicke an der Innenseite des Kronenrohres (Fluiddicke 1 mm)
Abb. 4.61: Tropfengeschwindigkeit und Fluidfilmdicke
Abb. 4.62: Tropfendurchmesser und Fluidfilmdicke
Abb. 4.63: Tropfen-Reynolds-Zahl
Abb. 4.64: Schlitzformen
Abb. 4.65: Geometrie der Gesamtsimulation
Abb. 4.66: Geschwindigkeitsverteilung im Schnitt bei 600 m³/h
Abb. 4.67: Geschwindigkeitsverteilung an den Schlitzen
Abb. 4.68: Lage der Wasseroberfläche bei 600 m³/h
Abb. 4.69: Lage der Isolinien auf der Wasseroberfläche
Abb. 4.70: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links, 0 m/s
Abb. 4.71: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links, 0.2 m/s
Abb. 4.72: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links, 0.6 m/s
Abb. 4.73: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links, 1.0 m/s
Abb. 4.74: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links, 1.5 m/s
Abb. 4.75: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links, 2.5 m/s
Abb. 4.76: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts, 0.0 m/s
Abb. 4.77: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts, 0.2 m/s
Abb. 4.78: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts, 0.6 m/s
Abb. 4.79: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts, 1.0 m/s
Abb. 4.80: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts, 1.5 m/s
Abb. 4.81: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts, 2.5 m/s
Abb. 4.82: Geo.-Modell: Anordnung des neuen Systems außerhalb der Vorlage
Abb. 4.83: Rohgasentwicklung über die Garungszeit nach [Gr58]
Abb. 4.84: Düsenposition 1, 2
Abb. 4.85: Geschwindigkeitsverteilung, BP 1
Abb. 4.86: Druckverteilung, Krone 70 mm abgesenkt
Abb. 4.87: Geschwindigkeitsverteilung, BP 2
Abb. 4.88: Wasseroberfläche, Zylinderstellung 0 mm links, 70 mm rechts
- Abb. 5.1: Übersicht über die Tauchungen [Pa14]
Abb. 5.2: Hauptabmessungen Tauchung 1
Abb. 5.3: Eingesetzter Kunststoffring (grau) und Spachtelmasse (orange)
Abb. 5.4: Betriebspunkt 1, Volumenstrom 4.0 l/min

- Abb. 5.5: Exzentrische Anordnung der Bauteile
Abb. 5.6: Betriebspunkt 2, Volumenstrom 6.5 l/min
Abb. 5.7: Betriebspunkt 3, Vol.-Strom 16.65 l/min in der Simulation, 12.6 l/min im Versuch
Abb. 5.8: Maße der Kronenrohrtauchung
Abb. 5.9: Wasserstand in der Tauchung
Abb. 5.10: Stromlinien in der Zuführung
Abb. 5.11: Stromlinien mittig der Tauchung
Abb. 5.12: Stromlinien im äußeren Ringspalt mit Verteilerring
Abb. 5.13: Stromlinien im äußeren Ringspalt ohne Verteilerring
Abb. 5.14: Stromlinien im unteren Bereich der Tauchung
Abb. 5.15: Tauchung 3, Maße und Zusammenhänge
Abb. 5.16: Befestigung der Folie am Gestänge, Druckausgleichsschlauch

Diagramme und Tabellen

- Diagr. 2.1: Druck hinter den Ofentüren über die Garungszeit [SHG96]
Diagr. 2.2: Vergleich der Emissionen mit und ohne Druckregelungssystem [SKL05]
Diagr. 2.3: Ausgeregelter Ofendruck bei schwankendem Vorlagendruck, Messwerte Teststand
- Diagr. 3.1: Energiespektrum turbulenter Strömung [Hä07]
Diagr. 3.2: Weber-Zahl als Funktion der Ohnesorge-Zahl [Sc03]
Diagr. 3.3: Interaktion der Tropfen in Abhängigkeit von We_{Coll} und B [Pf10]
Diagr. 3.4: Stabilitätsdiagramm für das Kelvin - Helmholtz - Problem [Eh13]
- Diagr. 4.1: Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, $V_{Luft} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$
Diagr. 4.2: Tropfengeschwindigkeits- und Tropfengrößenverteilung für die tangentialen Vollkegeldüsen im Abstand von 500 mm vom Düsenaustritt [Le11]
Diagr. 4.3: Wandfilmdicke entlang des Umfangs, innen
Diagr. 4.4: Wandfilmdicke entlang des Umfangs, außen
Diagr. 4.5: Druckschwankungen im alten und neuen Druckregelungssystem
Diagr. 4.6: Druckverlust mit 3-stufigem Schlitz
Diagr. 4.7: Druckverlust Simulation vs. Messung
Diagr. 4.8: Dyn. Druckänderung, Wasserstand 25 mm
Diagr. 4.9: Dyn. Druckänderung, Wasserstand 50 mm
Diagr. 4.10: Dyn. Druckänderung, Wasserstand 88 mm
Diagr. 4.11: Grundrauschen in der Vorlage
Diagr. 4.12: Grundrauschen im Steigrohr
Diagr. 4.13: Druckverlauf in der Vorlage über 55 s Messzeit
Diagr. 4.14: Druckverlauf in der Vorlage über 5 s Messzeit
Diagr. 4.15: Frequenzspektrum der Druckschwankungen in der Vorlage
Diagr. 4.16: Druckverlauf im Steigrohr über 70 s Messzeit
Diagr. 4.17: Druckverlauf im Steigrohr über 5 s Messzeit

- Diagr. 4.18: Druckverlauf im Steigrohr über 1 s Messzeit
Diagr. 4.19: Frequenzspektrum der Druckschwankungen im Ofen
Diagr. 4.20: Druckverlust durch Wandfilme bei 200 m³/h, Wasserstand 88 mm
Diagr. 4.21: Druckverlust durch Wandfilme bei 200 m³/h, Wasserstand 50 mm
Diagr. 4.22: Druckverlust durch Wandfilme bei 200 m³/h, Wasserstand 25 mm
Diagr. 4.23: Druckverluste durch Wandfilm bei 600 m³/h, Wasserstand 25 mm
Diagr. 4.24: Druckverluste durch Wandfilm bei 1000 m³/h, Wasserstand 25 mm
Diagr. 4.25: Druckverluste durch Wandfilm bei 600 m³/h, Wasserstand 50 mm
Diagr. 4.26: Druckverlust durch Wassermasse bei 200 m³/h, Wasserstand 88 mm
Diagr. 4.27: Druckverlust durch Wassermasse bei 200 m³/h, Wasserstand 50 mm
Diagr. 4.28: Druckverlust durch Wassermasse bei 200 m³/h, Wasserstand 25 mm
Diagr. 4.29: Druckverlust durch Tropfen in der Gasströmung
Diagr. 4.30: Druckverlust bei der Tassenposition 25 mm
Diagr. 4.31: Druckverlust bei der Tassenposition 50 mm
Diagr. 4.32: Druckverlust bei der Tassenposition 88 mm
Diagr. 4.33: Regelungsbereich dreistufiger Schlitz
Diagr. 4.34: Regelungsbereich Rechteckschlitz, Var 1, 13 x 100 mm
Diagr. 4.35: Regelungsbereich Rechteckschlitz, Var 2, 20 x 58 mm
Diagr. 4.36: Druckverluständerung bei variierender Gaszusammensetzung,
Wasserstand 50 mm
Diagr. 4.37: Mögliche Veränderung des Druckverlustes zwischen Modell/Realität
Diagr. 4.38: Druckverlust für das skalierte Modell
Diagr. 4.39: Druckverlauf zwischen Ofen und Vorlage bei 600 m³/h und 50 mm Wasserstand
Diagr. 4.40: Wasseroberfläche auf den Rädern
- Tabelle 4.1: Simulationseinstellungen und Strömungsparameter
Tabelle 4.2: Druckverlust Ofen bis Steigrohreintritt
Tabelle 4.3: Überschwingen des Drucks bei Volumenstromänderung, Wasserstand 25 mm
Tabelle 4.4: Überschwingen des Drucks bei Volumenstromänderung, Wasserstand 50 mm
Tabelle 4.5: Überschwingen des Drucks bei Volumenstromänderung, Wasserstand 88 mm
Tabelle 4.6: Variierte Parameter für die Wandfilm-Simulationen
Tabelle 4.7: Auszug aus Dr. C. Otto [Gr58]
- Tabelle 5.1: Kennzahlen der Strömung
Tabelle 5.2: Gegenüberstellung der Wasserstände, Simulation / Versuch, v = vorne, h = hinten
Tabelle 5.3: Kennzahlen der Strömung
Tabelle 5.4: Wasserstände in der Simulation

1 Einleitung

1.1 Motivation

Mit einem aktuellen Produktionsvolumen von rund 1.637 Millionen Tonnen ist die Stahlindustrie eine stetig wachsende Wirtschaftsbranche. Innerhalb der letzten 30 Jahre hat sich die Stahlproduktion mehr als verdoppelt, allein im letzten Jahr lag die Steigerung bei über 3%. Auch in Zukunft ist vor allem aufgrund der schnell wachsenden Wirtschaft Chinas davon auszugehen, dass die Produktion weiter ansteigt [Vd15].

Die Herstellung von Stahl erfolgt dabei zum größten Teil über die Roheisen-Route. In großen Hochöfen wird Eisenoxid unter Verwendung von Koks zu Roheisen reduziert. Die verbrauchte Menge Koks betrug dafür im Jahr 2014 über 682 Millionen Tonnen [Vd15]. Hauptsächlich in China aber auch in Südostasien sowie in Indien und Südamerika werden aktuell weitere Kapazitäten gebaut, um dem weltweiten Bedarf gerecht zu werden [Jo14] [VDK08]. Im Vordergrund steht bei allen Neu- und Umbauten von Kokereien neben der Wirtschaftlichkeit auch der Aspekt des Umweltschutzes [HH11].

Mit der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft, die 1964 in Deutschland verfasst wurde, legte die deutsche Bundesregierung erste Standards für das Emittieren von Schadstoffen fest. 1974 folgte darauf aufbauend das Bundesimmissionsschutzgesetz. Diese Regelwerke bilden die Grundlage der heute gültigen europäischen Verordnungen. Darunter fällt auch das sogenannte BREF-Dokument (**B**est **A**vailable **T**echnique **R**eference), das die besten aktuell verfügbaren Technologien für den Bau, Umbau und Betrieb von Kokereien beschreibt und festlegt [HHS03].

Ein wichtiger Punkt dieser Auflagen befasst sich mit der Emission von polyzyklischen, aromatischen Kohlenwasserstoffen, kurz PAH (**P**olycyclic **A**romatic **H**ydrocarbons). Hauptvertreter dieser Stoffe ist das Benzo(a)pyren, das bereits in geringer Konzentration hochgradig krebserregend ist. Deshalb darf ein strikter Grenzwert von 1 ng/m³ in der Umgebungsluft nicht überschritten werden [IP09][Di08].

Um die auf Kokereien produktionsbedingt auftretenden Emissionen auf dieses Minimum zu reduzieren, müssen die besten verfügbaren Technologien verwendet werden [He03]. Dazu zählen neben effektiven Dichtungen an den Ofentüren, Steigrohren und Fülllöchern auch gasdichte Verbindungen zwischen den Fülllöchern und dem -Wagen während des Füllens [HFE94]. Vor allem aber eine spezielle Ofenkammerdruckregelung, die in dieser Dissertation untersucht wird, hat dazu geführt, dass die Emissionsgrenzwerte überhaupt erst eingehalten werden konnten [SHG96]. Mit der Verwendung dieses Druckregelungssystems konnten die Schadstoffe bereits um beachtliche 70 % reduziert werden [RW06].

Um sowohl bei Kokereineubauten als auch bei der Aufrüstung und Erweiterung von Altanlagen auch zukünftig den wachsenden Anforderungen an den Umweltschutz gerecht zu werden, ist die Untersuchung dieses Druckregelungssystems und dessen Weiterentwicklung Gegenstand der vorliegenden Dissertation.

1.2 Das Druckregelungsventil

Die Umwandlung von Kohle zu Koks durch Pyrolyse findet auf Kokereien in sogenannten Koksofenbatterien statt. Eine solche Batterie besteht je nach Größe aus 50 bis 80 Einzelöfen, die jeweils eine Höhe von 4 bis 8 m, eine Breite von 0.3 bis 0.6 m und eine Länge von 12 bis 20 m haben. Die Öfen werden über Heizwände mit einer Temperatur von bis zu 1350 °C aufgeheizt. Auf den schmalen Seiten, den Vorder- und Rückseiten der Kammern, befinden sich große Türen, an deren Dichtungen aufgrund der hohen Temperaturen und aggressiven Gase schon bei leichtem Überdruck vermehrt Emissionen durchtreten [Sc09].

Die Gasentwicklung in einem Einzelofen ist eine Funktion der Garungszeit. Unmittelbar nach dem Füllen des Ofens ist diese am stärksten. Dabei entsteht ein Gas-Wasserdampfgemisch, das neben Methan und Kohlenstoff auch Wasserstoff enthält. Gegen Ende der Garungszeit nimmt die Gasmenge kontinuierlich ab und Wasserstoff ist der Hauptbestandteil des Gases. Über die Vorlage, eine große Sammelleitung, werden die Gase aus allen Einzelkammern abgesaugt und zur Gasreinigung geleitet. Entsprechend der von Ofen zu Ofen unterschiedlichen Garungszeit variiert sowohl die Gasmenge als auch die Zusammensetzung des Koksofengases.

Im konventionellen Betrieb ohne eine Druckregelung muss sowohl die Vorlage als auch der Ofen im Überdruck betrieben werden, um einen Lufteinbruch und eine damit einhergehende Schädigung des Materials und der Ofenwände zu verhindern. Daraus resultieren vor allem bei ineffektiven Dichtungen hohe Emissionswerte [HFE94], wie im Vergleich der Türemissionen in Abbildung 1.1 gezeigt.



Abb. 1.1: Tür - Emissionen ohne Einsatz des Druckregelungssystems links, mit Einsatz des Druckregelungssystems rechts [RW06]

Durch das im Folgenden untersuchte System zur Einzelkammerdruckregelung wird die Vorlage erstmals von den Öfen entkoppelt. Beim Kokereibetrieb kann also die Sammelleitung auf negative Werte um -2 mbar abgesenkt werden. Die Aufrechterhaltung des Druckunterschieds zwischen dem notwendigen, leicht positiven Druck in der Ofenkammer und dem negativen Druck innerhalb der Sammelleitung wird dann für jeden Einzelofen durch das System realisiert [SKL05].

1.3 Ziele der Arbeit

Bis dato erfolgte die gesamte Auslegung des entwickelten Regelungsventils rein empirisch. Die Vorgaben bezüglich Volumenstrom und Baugröße der Ofenbatterie wurden zugrunde gelegt, um an einem Plexiglasmodell unter Normbedingungen reale Betriebszustände nachzuahmen. Eine Optimierung des Systems konnte nur durch Variation der Einbauten und weitere Versuche erfolgen. Trotzdem war eine Übertragung der so gewonnenen Ergebnisse auf reale Bedingungen letztendlich nicht möglich. Daher soll das Druckregelungssystem in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe numerischer Strömungssimulationen untersucht werden. Ziel hierbei soll es sein, die Strömung innerhalb des Systems nicht nur am Modell, sondern auch für den realen Anwendungsfall beschreiben zu können und außerdem die Haupteinflussgrößen auf die Regelung zu bestimmen. Anhand der gewonnenen Erkenntnisse soll letztlich das konstruktive Design optimiert werden, um die Einzelkammerdruckregelung auf Kokereien so effektiv wie möglich zu gestalten und somit zukünftige Umweltauflagen problemlos erfüllen zu können.

1.4 Gliederung der Arbeit

Zur besseren Übersicht soll hier kurz der Aufbau der vorliegenden Arbeit vorgestellt werden. Nachdem die Motivation für diese Arbeit aufgezeigt ist, geht es im folgenden Kapitel darum, einige Grundlagen aus den Bereichen zusammenzutragen, die in der vorliegenden Arbeit aufeinander treffen.

Im ersten Teil von Kapitel 2 werden einige Grundlagen aus dem Bereich der Kokereitechnik erläutert, die zum Verständnis des untersuchten Ventils notwendig sind. Dabei geht es zunächst um den Aufbau einer Batterie, den Prozess der Kokserzeugung sowie die einhergehende Gasentwicklung, um die Randbedingungen beim Einsatz des Druckregelungssystems nachvollziehen zu können. Anschließend werden im zweiten Teil von Kapitel 2 das ursprüngliche Druckregelungssystem sowie dessen Weiterentwicklung und Funktionsweise vorgestellt.

Kapitel 3 behandelt die Theorie zur allgemeinen Beschreibung der Strömung innerhalb des untersuchten Ventils. Dazu gehört die Beschreibung und Charakterisierung von Mehrphasenströmungen und deren Kennzahlen. Außerdem werden wichtige Grundlagen der Numerik vorgestellt, die zum Verständnis der durchgeführten Simulationen beitragen. Darunter fällt sowohl die Modellierung der Turbulenz als auch die Modelle für die Berechnung der Mehrphasenströmung im Euler'schen und im Lagrange'schen-System.

In Kapitel 4 wird das Druckregelungssystem im Detail vorgestellt und sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. Der Fokus liegt dabei auf den Kernkomponenten des Systems, es wird aber auch auf die Zuströmung zum System eingegangen. Dabei werden die Einflüsse der Düsenströmung und der Wandbenetzung betrachtet. Anschließend folgt eine Untersuchung des eigentlichen Regelventils. Der Einfluss der Gasdichte, der Temperatur, der Luftfeuchtigkeit und der Geometrie werden hier aufgezeigt und bewertet. Es findet ebenfalls eine Gegenüberstellung des alten und neuen Systems statt. Letztlich wird die Abströmung des Gases hinter dem System innerhalb der Leitungen für verschiedene Positionen des Druckregelungsventils untersucht. Auch die Größe des Gesamtsystems und die Schlitzkonfiguration werden in die Untersuchungen eingeschlossen. Anhand von Messungen werden die Simulationen validiert, so dass für den realen Anwendungsfall übertragbare Aussagen getroffen werden können. Es folgt außerdem eine Betrachtung der Regelungseigenschaften des Systems und damit einhergehend eine geometrische Optimierung der einzelnen Komponenten.

Kapitel 5 gibt eine Übersicht über die Tauchungen, die in Verbindung mit dem Druckregelungssystem eingesetzt werden. Diese werden zum Teil numerisch, zum Teil experimentell untersucht und hinsichtlich des Wasserverbrauchs optimiert.

Zum Schluss folgen eine Zusammenfassung der Ergebnisse und der Ausblick für weitere Untersuchungen.

2 Grundlagen der Kokereitechnik

2.1 Koksproduktion auf Kokereien

Unter dem Vorgang der Verkokung wird die Pyrolyse von Steinkohle zu Koks in großen Ofenkammern auf Kokereien verstanden. Die Produktion von Koks wird dabei allgemein in die Bereiche Aufbereitung der Kohle, Verkokung, Entladung und Löschung des Kokskuchens gegliedert. Ein weiterer wesentlicher Aspekt bei der Verkokung stellt außerdem die anschließende Reinigung des entstehenden Koksofengases dar. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über diese Bereiche gegeben werden um die zum Verständnis der vorliegenden Dissertation notwendigen Grundlagen und Zusammenhänge zu vermitteln. Für eine weitergehende Darstellung der Materie sei auf die einschlägige Literatur verwiesen, wie sie in [Gr58] oder [Ko53] zu finden ist.

2.1.1 Aufbereitung der Kohle

Bevor die Kohle der Ofenkammer zur Verkokung zugeführt werden kann, findet in einem ersten Schritt die Aufbereitung statt. Dazu zählt zunächst das Entfernen von Verunreinigungen aus der Kohle in einer Kohlenwäsche. Anschließend wird die Kohle so weit zerkleinert, dass etwa 80 - 90% der Stücke kleiner als 3.2 mm sind [IP09]. Nach Bedarf werden der Kohle schließlich Zusatzstoffe, wie zum Beispiel Öl oder Diesel, zugesetzt oder die Kohle wird mit Fremdkohle gemischt. Die jeweils vorgesehenen Mengen dieser Zusatzstoffe werden über Dosierbandwagen ermittelt und zusammen mit der Kohle einer Mischanlage zugeführt. Nach der Aufbereitung werden die fertigen Einsatzkohlen zur Lagerung in den Kokskohlenbunker oder Kohlenturm befördert. Das geschieht meist über Gummitransportbänder. Im Kohlenturm werden große Mengen Kohle gespeichert. Bei einem kurzzeitigen Verzug der Kohlenlieferung muss der unterbrechungsfreie Betrieb der Kokerei gewährleistet sein. Daher reicht die gespeicherte Kohle in der Regel für den Kokereibetrieb von mindestens zwei oder drei Tagen. Aus dem Kohlenturm wird die Kohle beim Schüttbetrieb mit einem Füllwagen abgezogen. Dieser wird unterhalb des Turmes platziert und nimmt die Kohle, die aus den Auslassöffnungen fällt, über Fülltrichter auf. Die Anzahl der Fülltrichter entspricht auf der Kokerei der Anzahl der in der Ofendecke vorhandenen Fülllöcher. Auf modernen Anlagen sind es in der Regel zwischen drei und fünf Löcher [Sc09]. Der Füllwagen nimmt die Menge für die Füllung einer Ofenkammer aus dem Bunker auf. Über eine Gleiswaage, die zumeist unterhalb des Kohlenturmes oder auch davor angebracht ist, wird die benötigte Menge kontrolliert. Die Einsatzkohlen werden anschließend zum Ofen transportiert.

2.1.2 Der Füllvorgang

Kernstück einer Kokerei ist die sogenannte Koksofenbatterie. Bis zu 80 Koksöfen werden hierbei zu einem Block zusammengeschlossen. Ein einzelner Ofen kann dabei, je nach Größe der Anlage, eine Breite von 0.3 bis 0.6 m, eine Höhe von 4 bis 8 m und eine Länge von 12 bis

20 m haben. Die einzelnen Öfen werden nebeneinander aufgestellt, so dass sich zwischen den Öfen entlang der langen Seite jeweils eine Heizwand befindet, die die notwendige Energie zum indirekten Heizen der Einsatzkohlen liefert. Eine solche Heizwand ist in Abbildung 2.1 im Schnitt gezeigt und farbig hervorgehoben. Darin angeordnet sind mehrere vertikale Heizzüge mit Düsen für die Gas- und Luftzufuhr. Die Ofenwände selbst sind aus feuerfestem Material und werden je nach betriebsweise auf eine Temperatur zwischen 1150 und 1350 °C aufgeheizt [Sc09]. Den Öfen nachgeschaltet ist eine große Sammelleitung, die sogenannte Vorlage. Die bei der Verkokung entstehenden Gase werden aus den Öfen abgezogen und durch diese Leitung zur Gasreinigung geführt. Zwischen dem Ofen und der Sammelleitung befindet sich zudem auf konventionellen Kokereien eine Gasabschlussklappe. Durch dieses Ventil kann der Ofen von der Sammelleitung abgetrennt oder angeschlossen werden.

Zum Füllen des Ofens wird die Gasabschlussklappe geöffnet, um den aufgewirbelten Staub und die Füllgase in die Sammelleitung abzuführen. Die Füllung der Öfen erfolgt beim vorwiegend eingesetzten Schüttbetrieb über die Füllwagen, die oberhalb der Öfen fahren und zuvor am Kohlenturm die benötigte Kohlemenge aufgenommen haben. Durch die Öffnungen in der Ofendecke wird die Kohle entweder durch die Schwerkraft geschüttet, heutzutage aber auch über Förderschnecken im Füllwagen in den Ofen befördert. Die Deckel auf den Fülllöchern sind zumeist gusseisern und werden über Vorrichtungen an den Füllwagen angehoben und abgesetzt. Bis zur vollständigen Füllung eines Koksofens vergehen, je nach Anzahl der Fülllöcher und der Größe des Ofens, rund 2 bis 3 Minuten. [IP09].

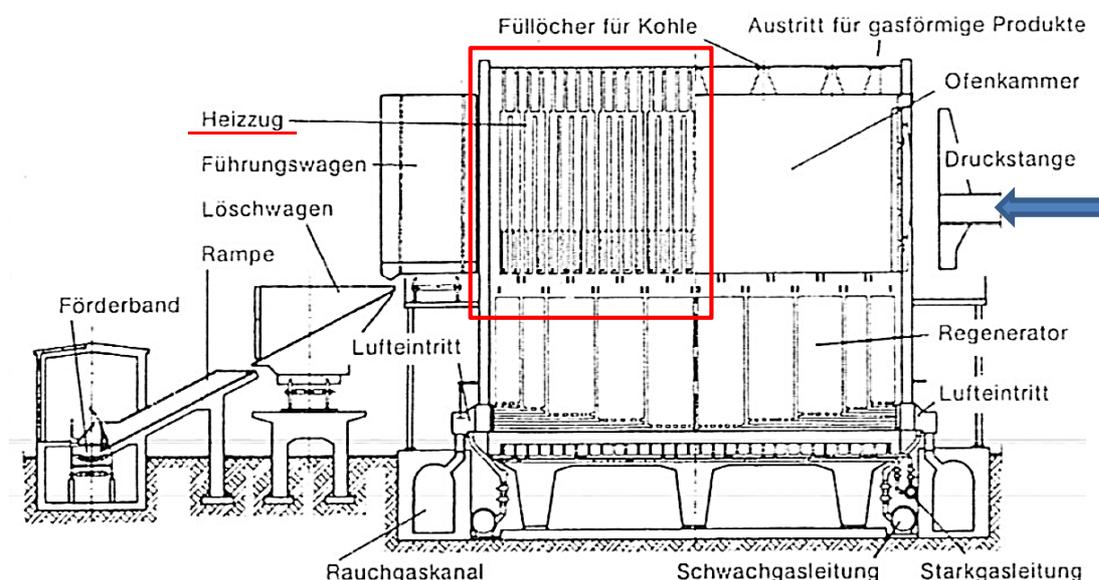


Abb. 2.1: Aufbau einer Ofenkammer [Sc09]

Ist der Ofen gefüllt werden die Fülllöcher verschlossen, wobei eine Abdichtung der Deckel mit Mörtel erfolgt. Der Füllwagen fährt anschließend wieder zum Kohlenturm, um die Einsatzkohlen zur Füllung des nächsten Ofens aufzunehmen. Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle noch der weniger weit verbreitete Stampfbetrieb genannt werden. Die Einsatzkohle wird hierbei nicht geschüttet, sondern mit einem Stampfkasten zunächst komprimiert und dann durch eine Ofentür in den Ofen geschoben. Dieses Vorgehen wird bei niederwertigen Kohlen

verwendet, wie sie beispielsweise im Saarland oder in Schlesien vorkommen, um die Qualität des Kokses, der einen hohen Anteil an flüchtigen Bestandteilen besitzt, zu erhöhen [Gr58]. Je höher die Dichte der eingefüllten Kohle ist, desto besser ist die Qualität. Mit dem Füllen beginnt der Prozess der Verkokung.

2.1.3 Verkokung

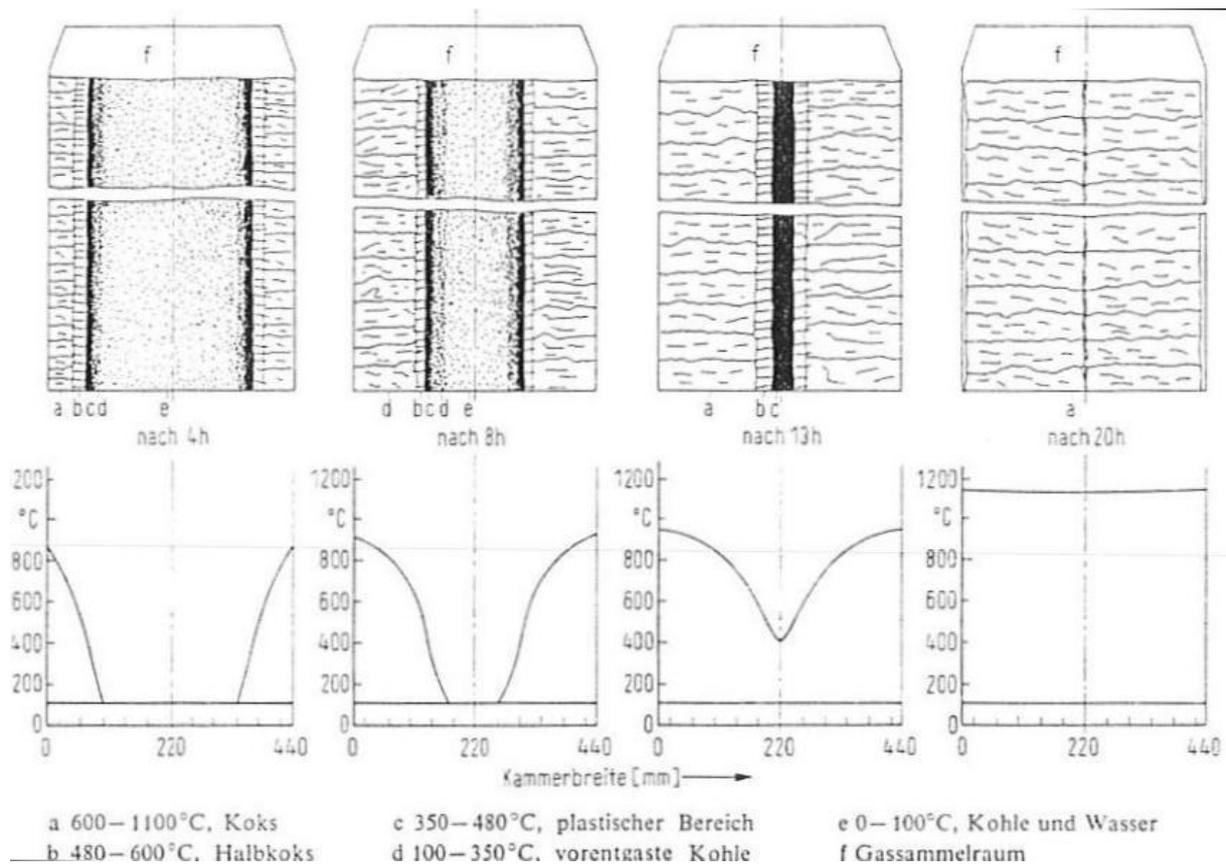


Abb. 2.2: Wanderung der plastischen Bereiche und der Temperaturen der Einsatzkohle bei der Verkokung [Sc09]

Während des Aufheizens durchläuft die Kohle in der Ofenkammer verschiedene Stadien. Zu Beginn verdampft das in der Kohle enthaltene Wasser, bis anschließend bei einer Temperatur von rund 100 °C die sogenannte Vorentgasung stattfindet. Die Stoffe Methan, Stickstoff und Kohlenstoffdioxid werden dabei aus den Kohlen ausgetrieben. Erst ab einer Temperatur von 250 °C beginnt die thermische Zersetzung der Kohle, bei der die gesättigten und ungesättigten Kohlenwasserstoffe schließlich abdestilliert werden. Steigt die Temperatur in der Kohle auf den Bereich zwischen 350 und 480 °C erweicht die Kohle und verfestigt sich anschließend wieder, weshalb dieser Bereich plastischer Bereich genannt wird. Der dabei entstehende Halbkoks enthält dann lediglich noch 12 bis 15 Prozent an flüchtigen Bestandteilen und erhält durch die Ausgasung die spätere porige Struktur des Kokses. Aufgrund der geringen Breite eines Koksofens und der seitlich angeordneten Heizwände erfolgt die Erwärmung der Kohle kontinuierlich von den Seitenwänden des Ofens zur Mitte hin. Durch die chemischen Vorgänge während des Aufheizens und die von den Seitenwänden zur Ofenmitte hin mit der Garungszeit

steigende Temperatur, bewegt sich eine sogenannte „plastische Schicht“ zur Ofenmitte hin. Diese ist zwischen 15 und 30 mm dick und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von 15 bis 25 mm pro Stunde sehr langsam zur Ofenmitte, da Kohle sowie Koks eine niedrige Wärmeleitfähigkeit besitzen [Sc09]. Dieser Prozess ist für vier Garungszeitpunkte in Abbildung 2.2 dargestellt. Es zeigt sich nach rund 2/3 der Garungszeit mittig der Ofenkammer die zusammengelaufene Teernaht. Nach der Destillation des Teers teilt sich der Kokskuchen dadurch in der Mitte auf. Die sogenannte Nachentgasung findet im Temperaturbereich oberhalb von 480 °C statt. Dabei entgast der restliche Wasserstoff des nach Durchlaufen der plastischen Schicht wiederverfestigten Halbkokes. Die Menge des Koksofengases nimmt damit gegen Ende der Garungszeit stetig ab, der Hauptbestandteil des Gases ist Wasserstoff. Durch die Nachentgasung treten, infolge ungleicher Spannungsverteilungen, Risse im Kokskuchen auf. Dies führt beim Ausdrücken des Kokskuchens aus der Ofenkammer zum Zerfallen in kleine Stücke. Mit Erreichen einer Kerntemperatur innerhalb des Kokskuchens von ca. 900 °C gilt die Verkokung als abgeschlossen. Die Dauer des gesamten Prozesses kann zwischen 14 und 30 Stunden betragen und ist von mehreren Parametern abhängig, wie der Zusammensetzung der Kohlen, der Größe des Ofens, der Wandtemperatur der Heizzüge oder der Schüttdichte.

2.1.4 Ausdrücken und Löschen

Nachdem die Verkokung abgeschlossen ist, wird der Ofen von der Vorlage getrennt. Dazu wird die Gasabschlussklappe zwischen Ofen und Vorlage komplett verschlossen und der Steigrohrdeckel geöffnet, um die geringe Gasmenge, die noch aus dem Kokskuchen entweicht, abzufackeln. Die Ofentüren auf den Stirnflächen eines Koksofens sind herausnehmbar und werden zur Seite geschwenkt. Der glühende Koks wird durch eine Druckstange aus dem Ofen gedrückt. Diese ist in Abbildung 2.1 auf der rechten Seite, der sogenannten Maschinenseite, angeordnet. Auf der gegenüberliegenden Seite, auch als Koksseite bezeichnet, fällt der Koks in den bereitgestellten Löschwagen. Dadurch, dass die Ofenkammer zur Koksseite hin leicht konisch erweitert ist, wird das Ausbringen des Kokes erleichtert. Das Drücken des Ofens dauert insgesamt weniger als eine Minute. Durch den Sauerstoff der Umgebungsluft verbrennt der Koks sobald die Türen geöffnet werden, weshalb die Kühlung schnell erfolgen muss [Gr58].

Prinzipiell kommen dafür zwei Verfahren in Frage, die Nass- oder Trockenkühlung. Zur Nasskühlung werden große Mengen Wasser auf den Kokskuchen geschüttet. Pro Tonne Koks sind etwa 2 m³ Wasser nötig um diesen von der Kerntemperatur von rund 900 °C auf etwa 80 °C abzukühlen. Bei energetisch optimierten Verfahren wird ein Teil des nicht verdampften Wassers aufgefangen und kann damit zum erneuten Löschen verwendet werden. Die nutzbare Wärme des Kokskuchens, die bis zu rund 50 % der zugeführten Energie betragen kann, geht bei diesem Prozess jedoch verloren [Sc09].

Im Gegensatz zur Nasskühlung kann der Koks auch mit einer Trockenkühlung gelöscht werden. Dazu wird der Koks mit dem Löschwagen in eine vertikale Löschkammer gefahren und mit Inertgas gekühlt. Häufig verwendet man dazu Stickstoff, welches für den besten Wirkungsgrad

im Gegenstrom geführt wird. Das Inertgas speichert dabei die nutzbare Wärme, die im Kokskuchen enthalten ist. Bei energetisch optimierten Verfahren wird die Abhitze dann zur Produktion von Dampf genutzt, wodurch der Wirkungsgrad erhöht und die Energiekosten deutlich gesenkt werden. Zudem werden die chemischen und mechanischen Eigenschaften des Kokes durch die Trockenkühlung positiv beeinflusst. So enthält der trockengekühlte Koks beispielsweise weniger Wasser und einen niedrigeren Anteil an flüchtigen Stoffe, sowie eine feinere Korngrößenverteilung. Nach dem Löschen wird der Koks durch Schwenken des Löschwagens auf eine Schrägrampe zur vollständigen Abkühlung geschüttet. Von da aus wird er über Transportbänder zur Sieberei geleitet und anschließend zum Versand befördert.

2.1.5 Gasreinigung

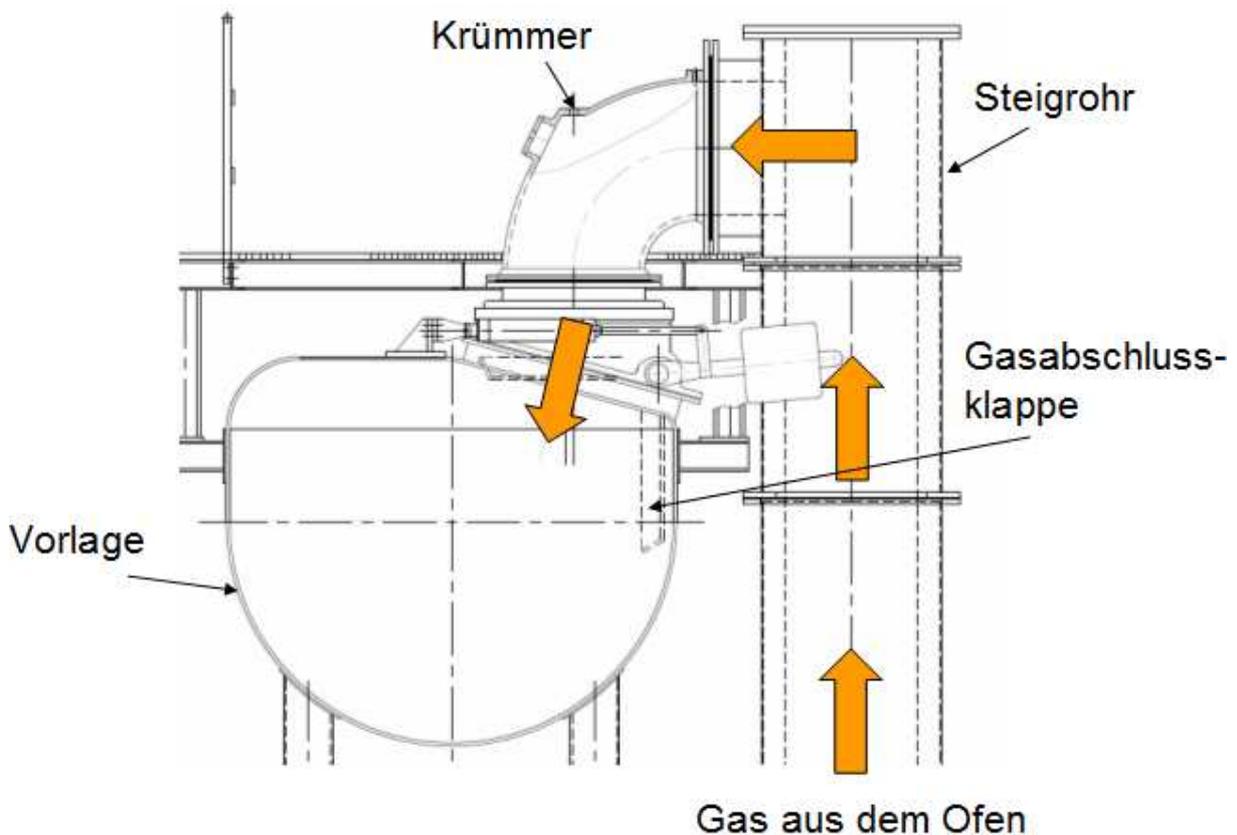


Abb. 2.3: Steigrohr mit Krümmer und Vorlage

Über den gesamten Prozess der Verkokung entwickeln sich Koksofengase unterschiedlicher Menge und Zusammensetzung. Diese Gase werden aus jeder Ofenkammer über ein Steigrohr mit angeschlossener Vorlage zugeführt, wobei die Gasabschlussklappe geöffnet ist. Die Steigrohre sind in der Regel aus genieteten oder geschweißten Blechrohren gefertigt, die innen mit feuerfesten Steinen ausgekleidet sind. Dadurch wird zum einen die Isolierung der heißen Gase erzielt, zum anderen das Ansetzen von Graphit verhindert, das beim Einsatz von gusseisernen Rohren am Material anbackt. Die Vorlage befindet sich üblicherweise maschinen-

seitig, kann aber auch als beidseitige Ausführung installiert sein, um bei größeren Kokereien eine Überhitzung des Gassammelraumes und eine damit einhergehende Zerstörung der Kohlenwertstoffe zu vermeiden. Die Form der Vorlage kann von Anlage zu Anlage variieren, ist aber in den meisten Fällen rund oder birnenförmig. Die während der Verkokung entweichenden Gase verursachen einen Treibdruck im Ofen, so dass das Koksofengas zur Vorlage gedrückt wird. Gleichzeitig sind Gassauger hinter der Vorlage verbaut. Im konventionellen Betrieb stellt sich so in der Vorlage ein leichter Überdruck ein. Die Gasabsaugung beim Füllen erfolgt üblicherweise mit Hilfe von Dampf- oder Wasserstrahldüsen. Durch den Venturi-Effekt werden die enormen Mengen an Staub und Füllgasen dabei zur Sammelleitung abgeführt [Gr58].

Das abgesaugte Koksofengas wird anschließend aus Gründen des Umweltschutzes von verschiedenen Stoffen gereinigt. Der im Gas enthaltene Teer führt zur Verunreinigung und schließlich zur Verstopfung der Leitungen. Eine Wasserkühlung des Gases im Krümmer reduziert den Gehalt an Teer bereits erheblich. Mit dem in die Vorlage eingedüsten Spülwasser wird der Teer abtransportiert, bis er sich am Teerabsatzbehälter abscheidet. Die Teerausbeute liegt hier zwischen 25 und 45 kg pro Tonne Koks [Sc09].

Durch die Entfernung der Komponenten Schwefel und Ammoniak lassen sich Stoffe für andere industrielle Anwendungen gewinnen. Diese Kohlenwertstoffgewinnung wurde bereits im Jahr 1882 durch Dr. Carlos Otto und Albert Hüssener unabhängig voneinander eingeführt. Der im Koksofengas enthaltene Schwefel wird beispielsweise zu Elementarschwefel oder Schwefelsäure verarbeitet. Mit 2.5 kg Schwefelwasserstoff pro Tonne produziertem Koks lässt sich eine große Menge zurückgewinnen. Das abgetrennte Ammoniak liefert eine Menge von rund 3 kg pro Tonne Koks [Gr58].

Das gereinigte Koksofengas wird auf vielen Kokereien als Energiequelle genutzt. Es besitzt allerdings mit ca. 17.540 kJ/kg einen hohen spezifischen Heizwert weshalb es in erster Linie ebenso als Heizgas eingesetzt wird. Dann muss zur Wärmegewinnung in den Heizwänden der Koksöfen ein niederwertigeres Hochofengas benutzt werden, dessen Heizwert lediglich bei rund 4200 kJ/kg liegt [Sc09]. Zur effizienten Betriebsweise wird heutzutage auf allen modernen Kokereien mit Regeneratoren gearbeitet, die sich unterhalb der Ofenkammern befinden, wie in Abbildung 2.1 dargestellt. Die in den Heizwänden eingesetzte Luft wird durch die heißen Verbrennungsabgase vorher erwärmt, so dass sich der energetische Wirkungsgrad erhöht.

2.2 Emissionsquellen bei der Verkokung

Obwohl die Emission von Schadstoffen seit der ersten Entwicklung der offenen Koksöfen hin zu den geschlossenen Horizontalkammeröfen bereits deutlich zurückgegangen ist, lassen sie sich auch mit dem heutigen Stand der Technik nicht gänzlich vermeiden. Denn abgesehen von den Emissionen beim Entladen der Kohle von den Transportschiffen oder bei der Lagerung der Kohle, bei der Staubpartikel durch Windböen in die Umgebungsluft verweht werden, treten ebenso immer noch Schadstoffe rund um den Ofenbetrieb auf. Neben den Kohlenstaubemissio-

nen kommt es hierbei jedoch vor allem zum Austritt von Koksofengas, das hochgradig gesundheitsschädliche Stoffe enthält. Zu nennen sind hierbei vor allem Benzol, Schwefeldioxid, und -wasserstoff, Ammoniak und die polyzyklischen, aromatischen Kohlenwasserstoffe. Einer der Hauptvertreter der letzten Gruppe sind die Benzo(a)pyrene [Sc09], die in hohem Maße krebserregend sind [IP09].

Prinzipiell lassen sich die Emissionen in gerichtete und diffuse Emissionsquellen gliedern. Die Abgase der Unterfeuerungsanlage, die über die Kamine entweichen, sowie die Abgase des Löschturms und der Abluftkamine der Entstaubungseinrichtungen zählen zu den gerichteten Emissionen, wobei Staub, Stickoxide und Schwefeldioxid den Großteil der emittierten Gase darstellen. Die gefährlicheren, diffusen Emissionen treten hingegen durch Leckagen an den Befüllöffnungen und Türdichtungssystemen aus und sind prinzipiell nur unter größerem, messtechnischen Aufwand zu erfassen [Sc09]. Die Hauptkomponenten dieser Schadstoffgemische sind polyzyklische, aromatische Kohlenwasserstoffe, kurz PAH, Benzol und Schwefelwasserstoff.

Untersuchungen haben gezeigt, dass an den Rohrleitungen mit rund 3 bis 10 % noch der geringste Anteil an diffusen Emissionen austritt [HH05]. Bei den Fülllöchern sind es etwa 10 bis 20 %. Diffuse Emissionen treten ebenfalls beim Füllen und Drücken des Ofens auf, wobei sich deren Anteil auf rund 10 bis 20 % quantifizieren lässt [HH05]. Der Großteil von 45 bis 60 % tritt aber aufgrund deren Größe über die Ofentüren aus, wodurch die Notwendigkeit zur bestmöglichen Abdichtung gezeigt wird. Die Umgebungsluft im unmittelbaren Umfeld von Kokereien ist in hohem Maß durch diese Stoffe belastet, was sowohl für die in der Umgebung ansässigen Menschen als auch für die Arbeiter auf der Kokerei ein hohes Gesundheitsrisiko darstellt, dessen Minimierung zunehmend in den Fokus der Öffentlichkeit gerückt ist.

Seit 1964 wurden in Deutschland mit der TA-Luft, der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft, erstmals Grenzwerte für die Emission von Schadstoffen beim Betrieb industrieller Anlagen festgelegt. Aufbauend auf diesem Dokument und dem 1974 gefolgten Bundesimmissionsschutzgesetz, kurz BImSchG, sind heute weltweit Gesetze und Verordnungen in Kraft, durch die die Schadstoffkonzentrationen in der Umgebungsluft zum Schutz von Mensch und Umwelt beschränkt werden. Die durch technische Neuerungen erreichbaren Einsparungen an Emissionen begründen eine stete Aktualisierung der Grenzwerte und Vorschriften. Die letzte Novellierung der Verordnungen der europäischen Union trat 2002 in Kraft. In diesem Zusammenhang stellt das BREF-Dokument (**B**est Available Technique **RE**ference) eine der wichtigsten Vorgaben dar. Darin aufgelistet sind aktuelle Standards für den Bau und Betrieb von Industrieanlagen und im speziellen auch von Kokereianlagen. Aufgrund steter Entwicklung werden die jeweils aktuellsten Technologien in dieses Dokument aufgenommen. Gleichzeitig gibt es die kontinuierlich strengeren Grenzen für die Emission von Schadstoffen vor und ebenso die Verfahren zur Erfassung der Emissionen. Vor allem die Benzo(a)pyrene, die als Leitkomponente der polyzyklischen, aromatischen Kohlenwasserstoffe gelten, stellen aufgrund ihrer nachweislich krebserregenden Wirkung ein immenses Gesundheitsrisiko dar und müssen minimiert werden. Die genaue Anzahl der in Betrieb befind-

lichen Kokereien ist nicht bekannt und damit ebenso wenig die technischen Zustände der Anlagen, Schätzungen gehen aber davon aus, dass zwischen 10 und 100 mg B(a)P pro Tonne Koks von den europäischen Kokereien emittiert werden [HH11]. Damit besteht immer noch akuter Handlungsbedarf bei der Entwicklung von Systemen zur Emissionsreduktion. Der seit 2013 maximal zulässige Grenzwert für die B(a)P-Emission von 1 ng/m³ ist nur unter Verwendung der neuesten Technologien einzuhalten und für die Zukunft werden verschärfte Grenzwerte gefordert werden. Um den strengeren Umweltauflagen zu genügen muss daher weitere Forschungs- und Entwicklungsarbeit geleistet werden um Maßnahmen und Systeme zur Emissionsreduktion zu entwickeln und zu optimieren.

Bevor im Folgenden eines der effektivsten Systeme zur Emissionsreduktion vorgestellt wird, soll an dieser Stelle zunächst ein kurzer Überblick über die Emissionsreduktion der letzten Jahre gegeben werden.

2.3 Maßnahmen zur Emissionsreduktion

Nach den 1920er Jahren ist die äußere Bauform und der Betrieb von Koksöfen nahezu unverändert geblieben. Während im 18. Jahrhundert noch offene und halboffene Öfen betrieben wurden, verdrängte der geschlossene Horizontalkammerofen die ursprünglichen Bauformen, da diese qualitativ hochwertigen Koks mit guten Anwendungseigenschaften produzierten. Form, Festigkeit und eine hohe Resistenz gegen chemische Angriff im Hochofen zeichnen den Koks aus [Sc09]. Änderungen zielten von da an hauptsächlich auf das Fassungsvermögen der Ofenkammern ab, die heute länger und höher sind und rund 70 t Kohle aufnehmen können [Sc09]. Allen gemein ist, dass sie mit bis zu 600 mm Breite auch heute noch relativ schmal sind. Zudem findet die Wärmeübertragung heute ausschließlich indirekt statt, wobei bis zu 34 Heizzüge in den Heizwänden senkrecht angeordnet sind. Die regenerative Vorwärmung und Querregeneratoren haben sich zum Standard entwickelt [Sc09]. Die Entwicklungen der letzten Jahre wurden hauptsächlich durch drei Motive eingeleitet. Zusätzlich zur Verbesserung der Produktqualität und der damit einhergehender Erhöhung der Wirtschaftlichkeit musste der Betrieb insgesamt auf umweltgerechtere Verfahren umgestellt werden. Die verschärften Gesetze aus Energie- und Umweltpolitik zwangen die Betreiber zu Neuerungen, die allein in den Jahren 1980 bis 1999 zu einer Reduktion der Emissionen von rund 50 % führten [Sc09]. Verantwortlich dafür war vor allem eine Optimierung der Verbrennungseinrichtungen. Die Heizzüge wurden wesentlich gleichmäßiger über der Ofenkammerhöhe angeordnet und die Rauchgase zur Wärmerückgewinnung zurückgeführt. Auch der NO_x-Ausstoß wurde damit erheblich reduziert.

Ebenso fand eine Optimierung der Brenngas- und Verbrennungsluftzuführung statt. Mit der Einführung von Emissionsgrenzwerten für Schwefel im Rauchgas wurden Entschwefelungsanlagen für das Unterfeuerungs gas in Kokereibetrieben vermehrt eingebaut. Durch die Instandhaltung des Mauerwerks zwischen Ofenkammer und Heizzügen konnte zudem verhindert werden, dass das Rohgas an diesen Stellen durchbricht und zur

unvollständigen Verbrennung des Heizgases führt, was somit zur Reduktion des CO-Ausstoßes führte. Auch die Löschwagen wurden optimiert, so dass die Emissionen drastisch reduziert werden konnten, indem das Gas zu Entstaubungsanlagen geführt wurde. Dadurch können die Staubemissionen auf bis zu 5 mg/m³ reduziert werden. Weitere Entwicklungen waren die Abscheideeinrichtungen am Löschurm und eine optimierte Löschwasserzugabe, so dass die Werte für Staub von 100 g/t auf 10 g/t gesenkt werden konnten. Die H₂S-Emissionen konnten dabei ebenfalls gemindert werden. Zur Reduktion der diffusen Emissionen wurden ebenso viele Techniken entwickelt. Ein Großteil der PAH-Emissionen beim Füllen wurde durch „emissionsarmes“ Befüllen der Öfen eingespart. Die Emissionen werden dabei in die Vorlage oder auch in benachbarte Öfen geleitet, was in einer Reduktion der B(a)P-Emissionen um bereits 95% resultierte [Sc09]. Durch die Vergrößerung der Öfen von den Anfängen des Kokereibetriebes bis heute mussten stetig kleinere produktspezifische Dichtlängen abgedichtet werden. Gleichzeitig sind zur Produktion der gleichen Menge Koks weniger Öffnungsvorgänge nötig, so dass die Emissionen gesunken sind. Weitere Entwicklungen sind die heutigen flexiblen Türkörper und Membrandichtungen, die die ursprünglich starren Ofentüren ersetzen haben und eine bessere Abdichtung während des Verkokungsprozesses gewährleisten. Ein wichtiger Aspekt liegt in der Pflege und Wartung der Dichtsysteme. Außerdem ist ein störungsfreier Betrieb die Grundvoraussetzung für ein Minimum an freigesetzten Emissionen, weshalb viele der Prozesse in einer Kokereianlage automatisiert und computergesteuert und -überwacht werden [Sc09].

2.4 Entwicklungen der DMT

Die stetige Forschungs- und Entwicklungsarbeit der DMT und der Vorgängerorganisationen Bergbauforschung und WBK, führte zur Entwicklung von mehreren Komponenten. Ziel der Forschungen war es stets, die diffusen Emissionen beim Betrieb der Kokerei zu reduzieren. Die erste Weiterentwicklung war ein fortschrittliches Planiersystem, das zur gleichförmigen Verteilung der Kohle innerhalb der Koksofenkammer dient. Wie im obigen Kapitel beschrieben, wird die Einsatzkohle im Schüttbetrieb über die Fülllöcher an mehrere Stellen in der Ofendecke in den Ofen geschüttet. Dadurch entstehen sogenannte Kegel unterhalb dieser Öffnungen. Die Qualität des Kokskuchens wird durch die ungleichförmige Verteilung der Kohle in der Kammer beeinflusst, weshalb ein System zur Ebnung der Füllhaufen benötigt wird. Dieses System stellt die Planierstange dar. Das Problem bei der bis dato genutzten Planierstange bestand darin, dass die Planierstange oder die geschobene Kohle den Abzug der Füllgase verhindert. Die immensen Gasmengen beim Füllvorgang konnten so nicht effektiv in die Vorlage abgesaugt werden. Ein weiteres Problem besteht darin, dass es zu Lufteinbrüchen im Bereich der Planierstange kam. Durch eine neu entwickelte Planierstange konnten diese Schwierigkeiten behoben werden. Das System besitzt einen internen Gaskanal, sowie seitliche Öffnungen, so dass die Füllemissionen leicht in die Vorlage geleitet werden können. Es wurden außerdem eine Absaugung im Bereich der Planierstange und zusätzliche Dichtungen realisiert, damit keine Umgebungsluft in die Öfen gezogen wird. Auch die Transportfähigkeit der Planierstange wurde zur Verbesserung der Ofenfüllung erhöht [Sc09].

Ein zweiter Ansatz zur Reduktion der Emissionen bestand in der Entwicklung eines neuen Türdichtungssystems. Zusätzlich zur Senkung der Emissionen sollte dabei der Aufwand beim Reinigen der Ofentüren herabgesetzt werden. Die bis dahin im Einsatz befindlichen flexiblen Membrandichtungen besaßen anfangs eine gute Abdichtung des Ofens. Bei regelmäßiger Reinigung wurden die Dichtungen jedoch schnell beschädigt, da diese im Toleranzbereich eines Zehntelmillimeters gefertigt wurden. Durch die Beschädigungen traten schon nach kurzer Einsatzzeit wieder vermehrt Emissionen auf. Durch den großen Temperatursprung von nahezu 900 °C zwischen dem Ofeninnenraum und der Umgebungstemperatur bestand zudem das Risiko, dass die Türen sich verbiegen, wodurch Öffnungen zwischen der Dichtung und der Ofentür entstehen und eine Dichtwirkung damit verringert oder stellenweise gänzlich aufgehoben wird. Die Forschungsarbeit der DMT resultierte in einem Doppeldichtungssystem in Form eines Kanals, der rund um die Ofentür verläuft. Um die Anpresskräfte im Innenraum optimal auszunutzen, wurden mehrlagige Membranen eingesetzt, die eine bis zu 300 Prozent gesteigerte Elastizität besitzen und eine deutliche Verbesserung der Dichtwirkung zeigen [HHR05]. Beide Systeme sind heute erfolgreich im Einsatz.

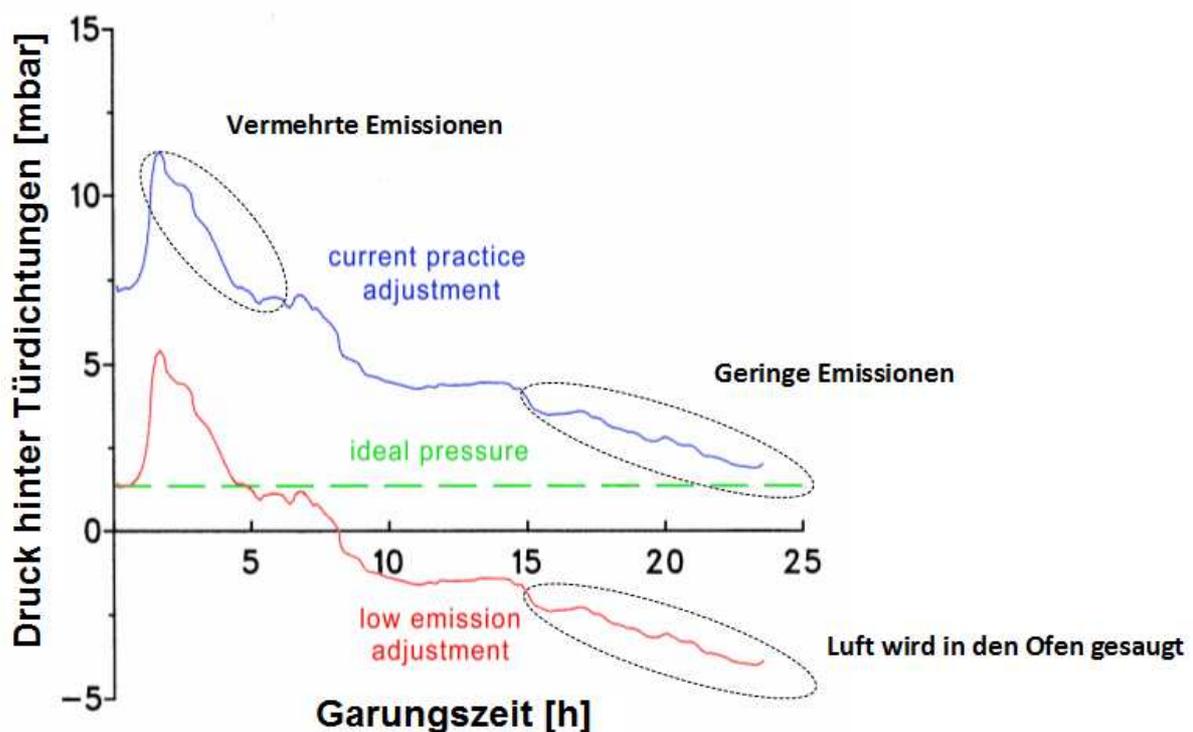
Eine Maßnahme zur Emissionsreduktion, die erstmals auf die treibende Kraft für Emissionen ausgerichtet ist, stellt ein Ventil zur Einzelkammerdruckregelung dar, das in den neunziger Jahren von der DMT entwickelt wurde [Pa93] und Gegenstand dieser Dissertation ist. Im Folgenden soll daher das System genau vorgestellt werden.

2.4.1 Ventil zur Einzelkammerdruckregelung

Anhand des entwickelten Türdichtungssystems hat sich gezeigt, wie aufwendig solche Sekundärmaßnahmen zur Emissionsreduktion sind. Die grundlegende Idee hinter der neuen Entwicklung war damit erstmals der primären Ursache entgegenzuwirken: Der Ofendruck soll auf einem niedrigen Wert gehalten werden und muss daher unabhängig vom Vorlagendruck für jede Kammer individuell eingestellt werden können [GHH95].

Die Batterie auf der Kokerei setzt sich aus vielen Öfen zusammen, die allesamt über die Steigrohre und Krümmer mit der Sammelleitung verbunden sind. Die Notwendigkeit eines leicht positiven Drucks innerhalb jedes einzelnen Ofen resultiert aus der Tatsache, dass bei negativem Ofendruck Umgebungsluft durch die Ofendichtungen und Fülllöcher eindringt und das Material geschädigt wird. Im Gegensatz dazu darf der Ofendruck zur Vermeidung von starken Emissionen an den Dichtstellen nicht zu hoch sein. Die Herausforderung bei der Einstellung des idealen Ofendrucks liegt darin begründet, dass die Gasentwicklung bei der Verkokung eine zeitliche Funktion ist. Innerhalb der ersten Stunden der Garungszeit tritt beim Verkokungsprozess eine sehr große Gasentwicklung auf, wodurch, bei dem bisherigen konstanten, positiven Druck in der Vorlage, ein hoher Ofendruck verursacht wird. Wie in Diagramm 2.1 anhand des blauen Graphen gezeigt, steigt der Druck auf die Ofentürdichtungen ohne eine Kammerdruckregelung in den ersten Garungsstunden extrem an. Die Emission der schädlichen Gase geht erst nach rund 15 Stunden Garungszeit auf kleinere Werte zurück, da sich gegen Ende der Garungszeit nur noch eine geringe Menge an

Koksofengas entwickelt. Versucht man bereits zu Beginn der Garungszeit einen niedrigen Druck innerhalb des Ofens durch einen geringen Vorlagendruck einzustellen, würde der Druck nach dem maximalen Anstieg nach rund 5 Stunden so weit absinken, dass es zum Lufteintrag in den Ofen kommt, wie anhand des roten Graphen gezeigt. Problematisch ist ebenfalls, dass die nebeneinander aufgestellten Öfen zu unterschiedlichen Zeitpunkten gefüllt und gedrückt werden und von Ofen zu Ofen eine entsprechend der ungleichen Garungszeiten unterschiedliche starke Gasentwicklung auftritt. Eine Regelung des Ofendrucks indem der Vorlagendruck angepasst wird ist also nicht möglich, es muss der Ofendruck selbst angepasst werden. Das Problem besteht dann nur noch darin, dass der Druck über die Höhe des Ofens variiert. Der grüne Graph in Diagramm 2.1 gibt den mittleren Idealdruck innerhalb des Ofens an, bei dem nur geringe bis keine Emissionen auftreten und ebenfalls keine Luft in den Ofen gelangt. Zum Einstellen dieser Idealfunktion ist ein Ventil zur Ofenkammerdruckregelung entwickelt worden [Pa93][Pa14].



Diagr. 2.1: Druck hinter den Ofentüren über die Garungszeit [SHG96]

Mit Hilfe dieses Systems wird der Ofendruck erstmals vollständig vom Vorlagendruck entkoppelt. Dazu wird ein feststehendes Ventil zwischen die Vorlage und jeden einzelnen Ofen eingesetzt. Zudem wird die Betriebsweise geändert: Die Vorlage, die ursprünglich im positiven Druck betrieben wurde, kann jetzt unter Unterdruck gefahren werden. In der ursprünglichen Entwicklung besteht das Ventil aus der äußeren Fix Cup-Tasse, einem inneren Kronenrohr, dessen unteres Ende geometrisch verschieden geformt sein kann, und dem Kolben zur Stellung des Verschlussstopfens in der Mitte der Fix Cup. Abbildung 2.4 zeigt die Position des Ventils zwischen Ofen und Vorlage auf der linken Seite der Abbildung und dessen konstruktiven

Aufbau auf der rechten Seite. Das Rohgas, das bei der Verkokung entsteht, strömt zunächst aus der Ofenkammer durch das Steigrohr senkrecht nach oben. Anschließend wird das Gas umgelenkt und durch einen Krümmer geführt. Hierin befinden sich je nach Bauart eine oder auch zwei Düsen durch die Ammoniakwasser eingedüst wird. Dieses dient zur Kühlung des etwa 800 °C heißen Koksofengases auf Temperaturen von etwa 80 °C. Das Ammoniakwasser kommt als Überschusswasser aus der Teerabscheidung und wird in einem Kreislauf geführt. Zusätzlich zur Gaskühlung dient das eingedüste Wasser dazu, die Oberflächen des Krümmers und des Kronenrohres zu benetzen, damit sich keine starken Kondensatablagerungen an den nur schwer zugänglichen Stellen ansammeln können. Das Ammoniakwasser läuft an der Krümmerwand nach unten und sammelt sich schließlich innerhalb der Tasse. Nach der zweiten Umlenkung hinter dem Krümmer strömt das gekühlte Koksofengas senkrecht nach unten auf die Wasseroberfläche. Das Gas wird hier oberhalb der Tasse noch einmal umgelenkt und strömt von innen nach außen durch die Schlitze, die auf dem Umfang des Kronenrohres angeordnet sind, sowie, je nach Betriebspunkt, auch durch das Wasser [Pa93][Pa14].

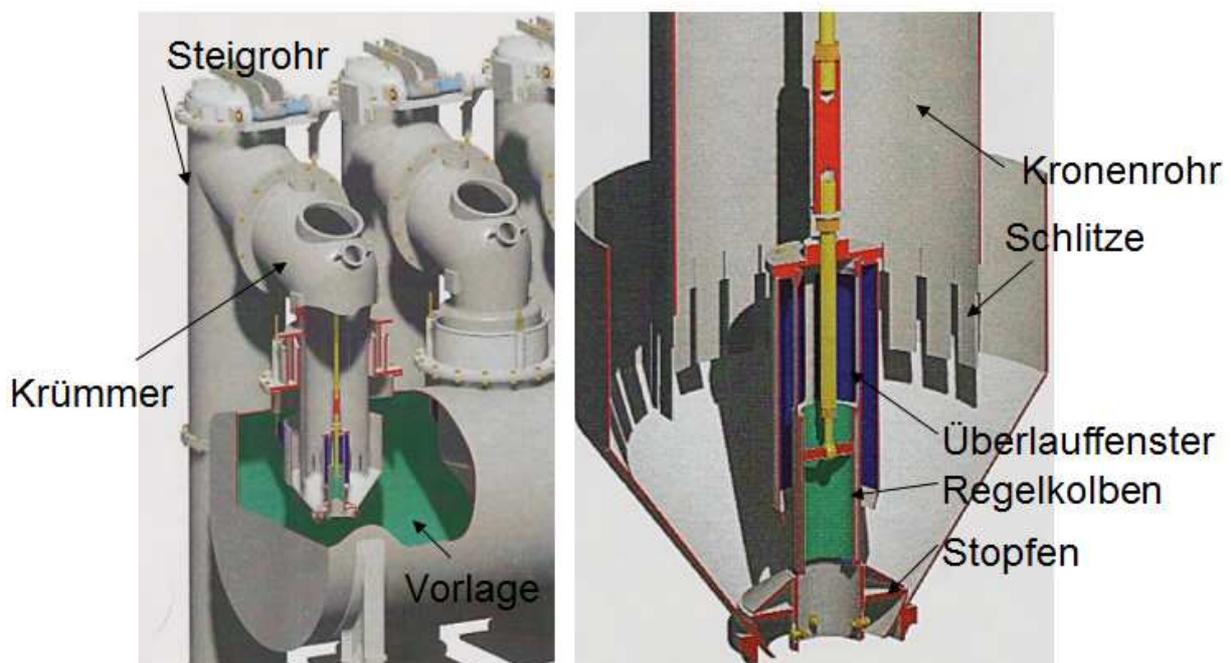


Abb. 2.4: Regelventil des Druckregelungssystems [HH11]

Die eigentliche Regelung des Ofendrucks erfolgt dabei über das Regelorgan und den Abflussstutzen, der in der Mitte der Fix Cup sitzt und rechts im Bild vergrößert dargestellt ist. Das Ammoniakwasser sammelt sich bei geschlossenem Abflussstutzen innerhalb des konischen Teils der Fix Cup und steigt zunächst an. Im Regelorgan sind zum Abfließen des Wassers Fenster angebracht. Durch einen Pneumatikzylinder wird ein Regelkolben in vertikaler Richtung bewegt, so dass die Größe dieser Fenster variiert werden kann. Dadurch wird das aufgestaute Ammoniakwasser kontrolliert in die Vorlage abgelassen, so dass die Höhe des Wasserstands innerhalb der Fix Cup stufenlos geregelt werden kann. Das Wasser fließt

dabei innerhalb des Regelorgans ab. Während der Entwicklung des Systems wurden zwei mögliche Regelungsarten erprobt. Die eine stellt die Zuflussregelung dar, bei der die Menge des eingedüsten Ammoniakwassers durch ein Regelventil variiert wird um den Wasserstand zu verstellen. Die Abflussmenge wird dabei konstant gehalten. Die andere Regelungsart ist entsprechend die Abflussregelung, bei der die Menge des zufließenden Wasser konstant eingestellt wird. Die Position des Wasserstandes wird bei dieser Regelung durch die Position des Kolbens bzw. des Überlaufensters bestimmt. Die Funktion ist hierbei besser und der Wasserstand durch die Position des Kolbens bekannt, weshalb diese Regelung beim Einbau des Systems bevorzugt wird[Sc09]. Das Funktionsprinzip des Druckregelungssystems basiert also auf einer variablen Wassertauchung, wie sie in Abbildung 2.5 gezeigt ist. Durch die Regelung des Wasserpegels wird ein variabler Strömungswiderstand für das durchtretende Koksofengas geschaffen. Werden die Schlitze des Kronenrohres tiefer in das Wasser eingetaucht oder wahlweise der Wasserspiegel angehoben, verringert sich die freie Strömungsquerschnittsfläche für das durchströmende Gas, die in Abbildung 2.5 schraffiert dargestellt ist. Das Gas wird stärker beschleunigt und generiert aufgrund dessen einen höheren Staudruck im Ofen. Im Betrieb muss bei konstantem Vorlagendruck für hohe Volumenströme ein entsprechend größerer Querschnitt freigegeben werden als für kleine Volumenströme. Da der Vorlagen- und Kammerdruck durch dieses System unabhängig voneinander sind, ist es möglich die Vorlage bei Unterdruck zu betreiben und den Druck in den einzelnen Ofenkammern individuell an die Garungszeit anzupassen, wobei dieser immer im positiven Bereich bleibt [Pa93][HLS01].

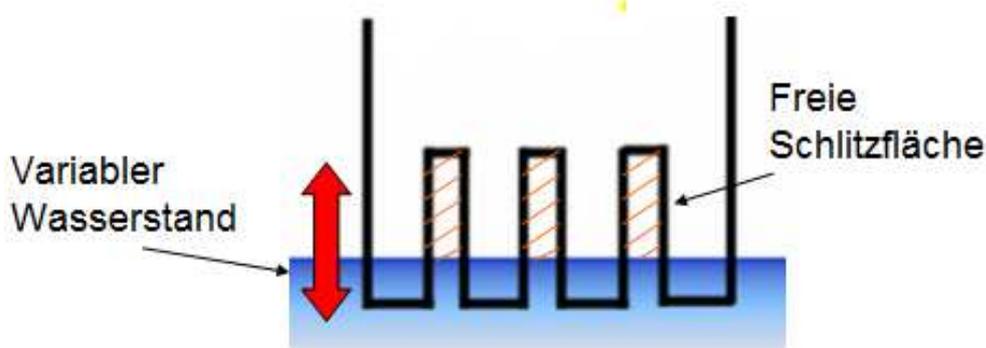


Abb. 2.5: Schematische Zeichnung des Funktionsprinzips

Damit der Druck im Ofen in Abhängigkeit des Vorlagendrucks und der Gasmenge und -zusammensetzung geregelt werden kann, wird ein regelungstechnisches System benötigt, das die prozessrelevanten Größen erfasst und auswertet. Dieses ist in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt. Der aktuell während des Betriebs in einer Ofenkammer vorherrschende Druck wirkt näherungsweise ebenfalls im Steigrohr und im Krümmer wird dort als Ist-Wert über einen Drucksensor gemessen. Wie in späteren Untersuchungen gezeigt wird hierbei ein Mittelwert aufgenommen. Mit Hilfe eines in eine Regelungssoftware integrierten PID-Reglers wird dann der Ist- mit dem Sollwert des Ofendrucks verglichen und nach Bedarf ein Pneumatikzylinder angesteuert. Der Sollwert für den Ofendruck kann auf jeder Anlage individuell vorgegeben werden. Theoretisch ist er konstant, üblicherweise wird er stufenweise zum Ende der Garungszeit erhöht, um bei kleinen Volumenströmen eine höhere Sicherheit gegen Luftein-

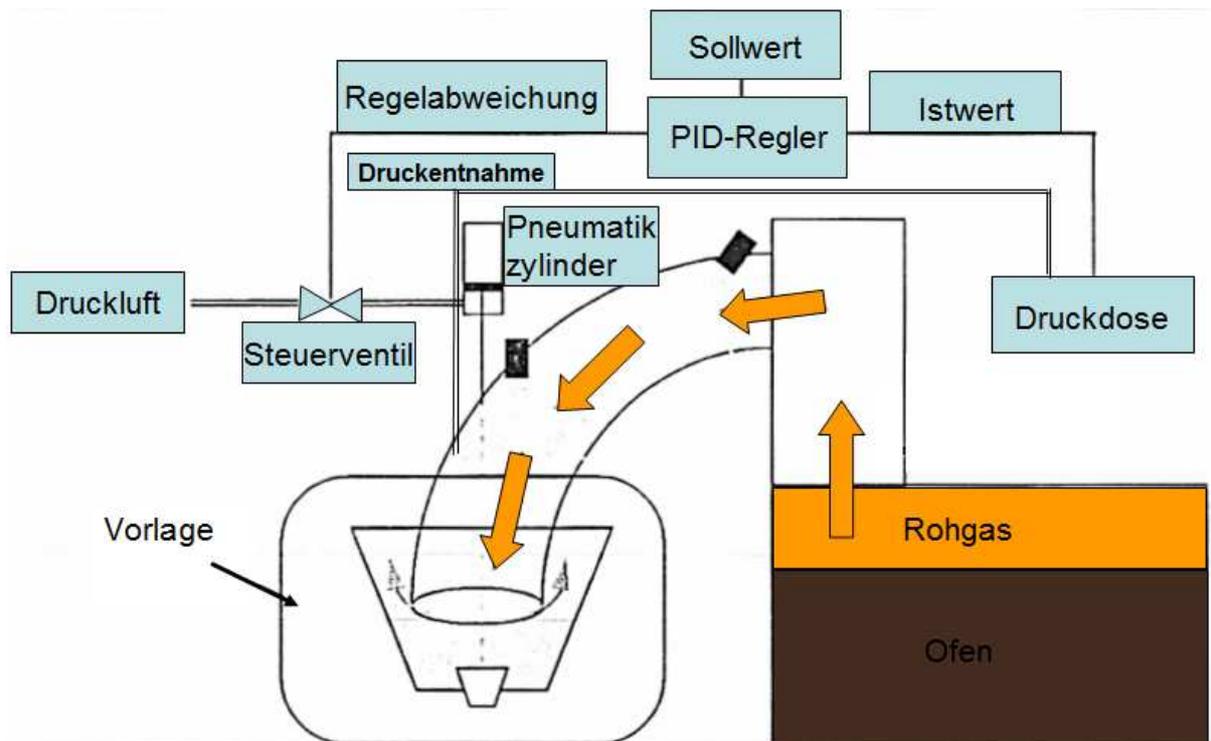
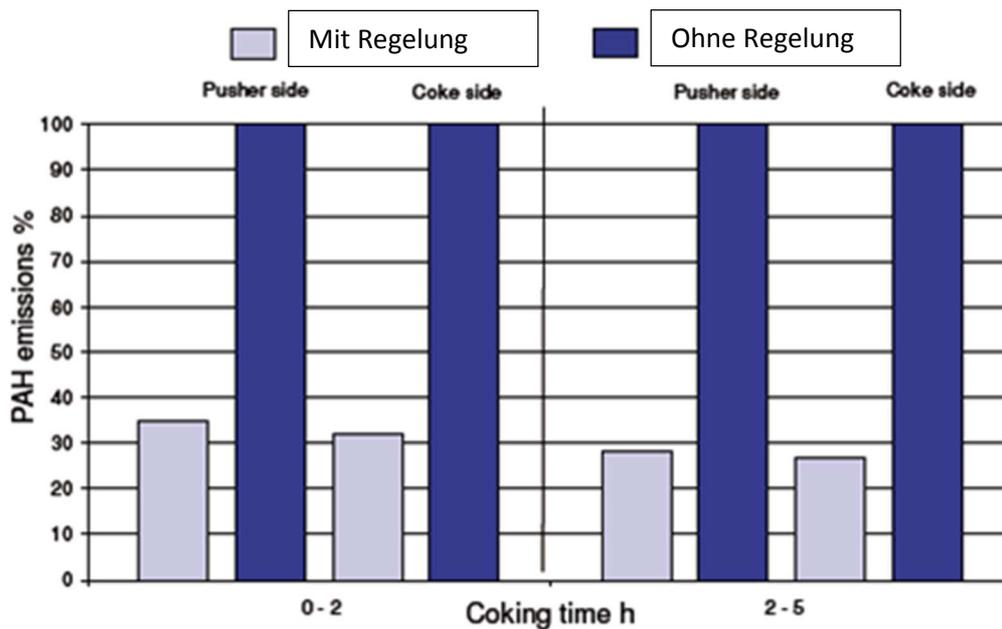


Abb. 2.6: Das Druckregelungssystem, nach [Sc09]

brüche in den Ofen zu gewährleisten. Der angesteuerte Pneumatikzylinder bewegt den Verschlussstopfen bedarfsweise nach oben oder unten, um den Austrittsquerschnitt der Fenster im Regelkolben für die Wassermenge zu verändern. Dadurch wird der Wasserstand in der Fix Cup variiert, und damit die freie Strömungsfläche für das Gas und der daraus resultierende Druckverlust. Als Störgrößen innerhalb des Systems sind die Schwankungen des Vorlagendrucks und die variierende Gasmenge zu nennen. Für den Füllvorgang des Ofens wird die einzelne Ofenkammer direkt mit der Vorlage verbunden. Dazu wird der Stopfen am Boden der Fix Cup angehoben, so dass der Wasserspiegel komplett abgelassen wird. Dadurch werden die großen Gasmengen, die beim Füllvorgang entstehen, mit dem negativen Vorlagendruck abgesaugt. Es ist damit keine Presswasserabsaugung mehr notwendig [SKL05].

Wie in Kapitel 2.1.4 beschrieben, wird die Ofenkammer vor dem Ausdrücken des Kokskuchens von der Vorlage getrennt. Indem die Abflussfenster des Regelkolbens komplett verschlossen werden, steigt das Wasser innerhalb der Fix Cup an und läuft schließlich über den Tassenrand ab. Die Strömungsfläche für das Gas ist so komplett verschlossen, wobei die Tauchungshöhe größer ist als der Gasdruck. Dadurch sind die Systeme entkoppelt [Pa93].

Anhand von Messungen auf der Kokerei August Thyssen, auf der der erste Testeinbau des Druckregelungssystems durchgeführt wurde, konnte das enorme Potential zur Reduzierung der PaH-Emissionen durch den Einbau der Einzelkammerdruckregelung nachgewiesen werden. Wie in Diagramm 2.2 gezeigt, reduzieren sich mit dem Einbau des Ventils die Emissionen in den ersten beiden Garungsstunden auf der Maschinenseite um rund 65 %, auf der Koksseite um etwa 68 %. Für den Zeitraum zwischen der 2. und 5. Garungsstunde ergibt sich sogar eine Einsparung von knapp 72 % auf der Maschinenseite und 74 % auf der Koksseite [WSH00].



Diagr. 2.2: Vergleich der Emissionen mit und ohne Druckregelungssystem [SKL05]

2.4.2 Gegenüberstellung des alten und neuen Druckregelungssystems

Als wichtiges Instrument zur Emissionsreduktion wurde das System daher in das BREF-Dokument aufgenommen und ist heute weltweit in über 2100 Öfen verbaut und erfolgreich in der Industrie im Einsatz. Um auch in Zukunft den kontinuierlich steigenden Anforderungen der Gesetzgeber hinsichtlich der Grenzwerte der B(a)P-Emissionen gerecht zu werden, entwickelt die DMT in einem ständigen Prozess ihre Technologien weiter. Auch das Ventil für die Einzelkammerdruckregelung konnte aufgrund der in über 20 Jahren gesammelten Erfahrungen in Design und Funktion deutlich optimiert werden. Als Resultat der Entwicklungen geht die zweite Generation der Einzelkammerdruckregelung hervor, die gegenüber dem alten System deutliche Vorteile bietet [Pa14].

Abbildung 2.7 zeigt eine Gegenüberstellung des alten Systems und der Weiterentwicklung. Zunächst fällt auf, dass das ursprüngliche System innerhalb der Vorlage verbaut ist. Bei der Weiterentwicklung wird das System außerhalb der Vorlage in einer Erweiterung des Krümmers installiert, was das Aufrüsten existierender Anlagen deutlich vereinfacht. Der Einbau des neuen Ventils kann während des regulären Betriebs der Kokerei erfolgen, ohne dass, wie bisher, ein ganzer Vorlagenabschnitt vom Betrieb entkoppelt werden muss und es zu enormen Produktionsausfällen kommt. Die Vorlage muss dabei nicht modifiziert werden, da der Anschlußstutzen an die Maße des bisherigen Anschlusses angepasst wird. Das Ventil kann ebenfalls installiert werden, wenn die Vorlage zu klein ist, um die Komponenten des Druckregelungssystems einzubauen. Ein weiterer Vorteil dieser Anordnung besteht darin, dass die Komponenten des Systems sich bei einer temperaturbedingten Verformung oder Alterung der Anlagenteile nicht relativ zueinander verschieben, wie es beim Einbau des alten Systems in der Vorlage passieren kann. Bisher liegt der Aufhängepunkt der Fix Cup des alten Systems an der Vorlage, der des Kronenrohres am Krümmer. Das System lässt sich zudem als Gesamteinheit vormontieren, so dass die Einbaukosten reduziert werden [Pa14].

Des Weiteren unterscheiden sich die Systeme in der Art der Regelung. Wie oben beschrieben besteht die erste Generation des Systems aus dem Kronenrohr, das sich als Verlängerung an den ursprünglichen Krümmer anschließt. Darunter sitzt die fest installierte Tasse, die neben dem unteren, konisch zulaufenden Teil, einen zylindrischen Teil, besitzt. Durch die Regelung des Wasserstandes wird die Querschnittsfläche für das Gas eingestellt. Als Nachteil daraus resultieren unterschiedliche Regelungsgeschwindigkeiten für eine Druckerhöhung oder Erniedrigung, da das Abfließen des Wassers sehr viel schneller erfolgt, als das Auffüllen der Tasse durch das eingedühte Wasser. Bei dem neuen Ventil wurde daher die Form der Tasse variiert. Der konische Teil ist entfallen, so dass sich ein bekannter Wasserstand bis zum Rand der Tasse einstellt.

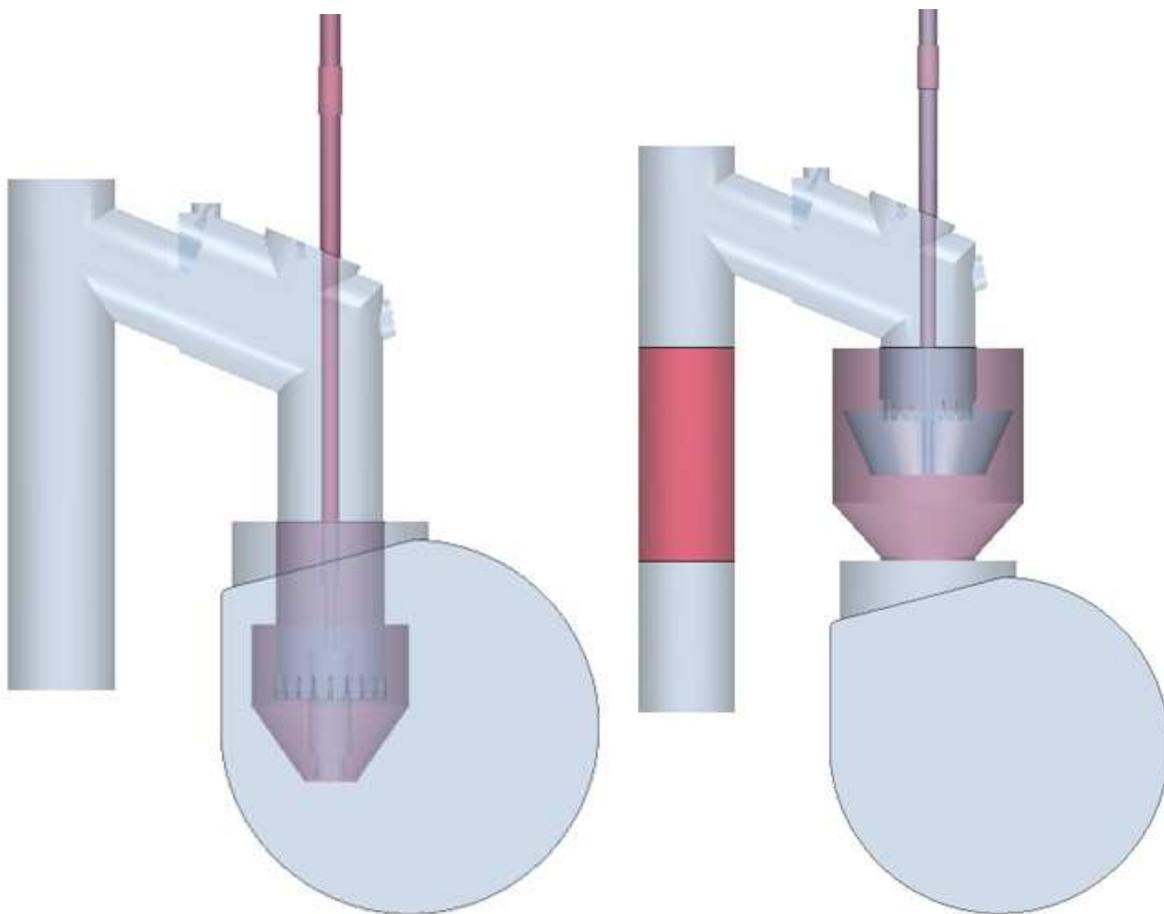
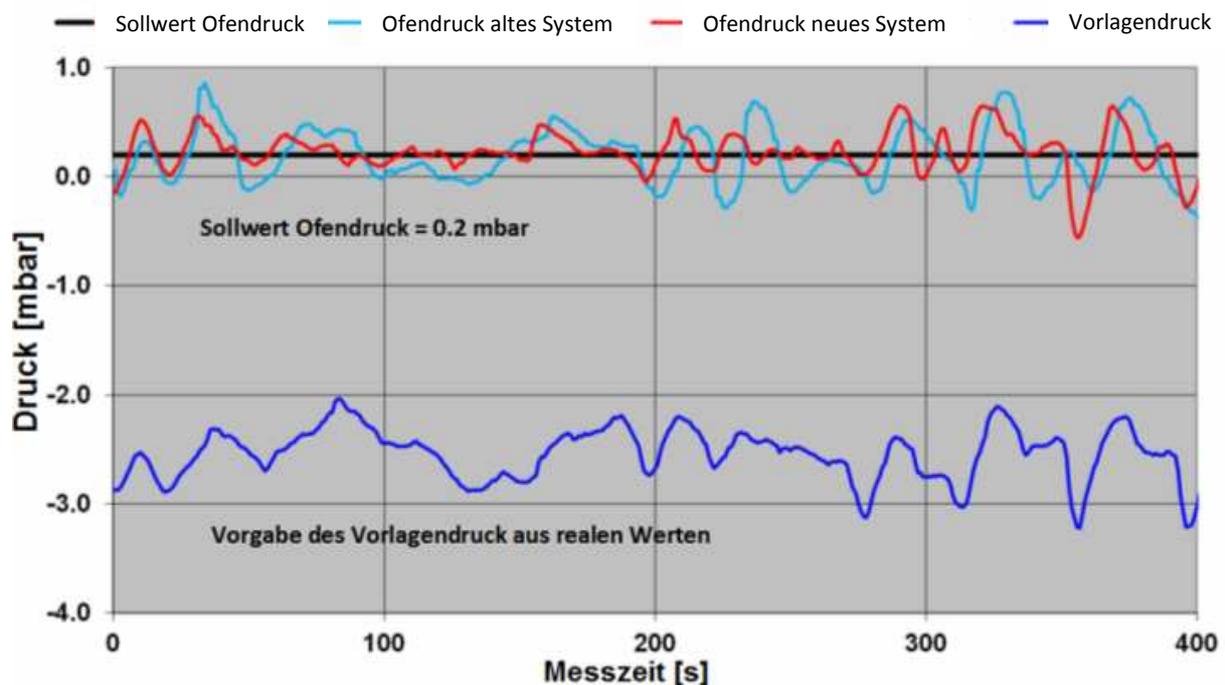


Abb. 2.7: Gegenüberstellung des alten und neuen Druckregelungssystems

Der kontinuierliche Überlauf bietet zudem den Vorteil, dass schwimmende Kondensate umgehend aus der Tasse gespült werden. Die Druckregelung selbst erfolgt durch das Verstellen des Kronenrohres und nicht mehr durch die Regelung des Wasserstandes. Das Kronenrohr wird als bewegliche Verlängerung des Krümmers gestaltet und über eine Wassertauchung gegen den Vorlagendruck abgedichtet. Um auch schwere Kondensate aus der Tasse spülen zu können, lässt sich diese über das mittig angebrachte Gestänge zur Seite schwenken. Das Wasser spült dabei die Verschmutzungen in die Vorlage, so dass nicht die Gefahr besteht, dass der Querschnitt durch große Ablagerungen verringert oder sogar verstopft wird. Das Überlauffenster des alten Systems hat hingegen einen kleinen Querschnitt, der durch

Kondensate schnell versperrt werden kann. Ein weiterer Unterschied des neuen Systems besteht in der Position der Wassertauchung des Gestänges an der Durchführung durch den Krümmer. Beim alten System lag diese innerhalb des Krümmers, so dass es durch die Abkühlung des Gases schnell zur Kondensatbildung kam. Problematisch hierbei ist ebenfalls, dass die Tauchung nicht unmittelbar eingesehen werden kann. Beim neuen System liegt die Tauchung außerhalb des Krümmers. Dabei ist sie einer geringeren thermischen Beanspruchung ausgesetzt und kann leicht eingesehen und gereinigt werden.



Diagr. 2.3: Ausgeregelter Ofendruck bei schwankendem Vorlagendruck, Messwerte Teststand

Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit ist das neue System zur Druckregelung noch nicht auf einer Kokerei verbaut. Es stehen lediglich die Testmessungen, die auf dem Betriebsgelände der DMT am Teststand durchgeführt wurden zur Verfügung. Das Diagramm 2.3 zeigt eine solche Versuchsmessung. Abgebildet ist der Verlauf der Kurven für den Ofen- und Vorlagendruck über eine Messzeit von 400 Sekunden. Der Ofendruck, der durch das alte und neue System geregelt wird, ist jeweils in hellblau und rot dargestellt. Der Vorlagendruck, der als Sollwert vorgegeben ist, ist in dunkelblau dargestellt. Der Volumenstrom wird bei diesem Versuch konstant bei einem Wert von 1100 m³/h gehalten. Bei dieser Messung wird kein konstanter Wert für den Vorlagendruck vorgegeben, sondern ein Mittelwert von etwa -2,5 mbar der mit einer Amplitude von 0,5 mbar unregelmäßig schwankt. Die Werte für diesen Verlauf wurden bei einer Messung auf einer Kokerei aufgenommen und stellen typische Werte für eine Vorlagendruckschwankung dar. Obwohl der Vorlagendruck im Bereich von -2,5 mbar schwankt, wird der Ofendruck durch das Regelungssystem bei einem leicht positiven Wert gehalten. Das gilt in gleichem Maße für das alte und neue Ventil, so dass auch für den realen Einsatz der Weiterentwicklung auf der Kokerei eine sehr gute Regelung des Koksofendrucks erfolgt.

2.4.3 Betriebszustände des Druckregelungssystems

Für den Betrieb auf der Kokerei wird das System in drei unterschiedlichen Betriebszuständen gefahren, die in der Abbildung 2.8 an einem CAD - Modell und in Abbildung 2.9 am Testmodell dargestellt sind. Der erste Betriebszustand stellt das Füllen des Ofens vor dem Beginn der Garungszeit dar. Durch das Einschütten der Kohle werden zum einen große Mengen Staub aufgewirbelt, zum anderen entstehen durch das Auftreffen der Kohle auf den heißen Wänden innerhalb des Ofens immense Mengen an Füllgasen. Diese müssen möglichst vollständig abgesaugt werden. Für das System bedeutet das, dass der maximal mögliche Querschnitt freigegeben werden muss. Das Kronenrohr wird dabei über die Pneumatikzylinder auf die höchste Position gezogen, die Tasse zur Seite geschwenkt. Damit ist der Ofen komplett mit der Vorlage gekoppelt und durch den Unterdruck werden die Gase effizient abgesaugt.

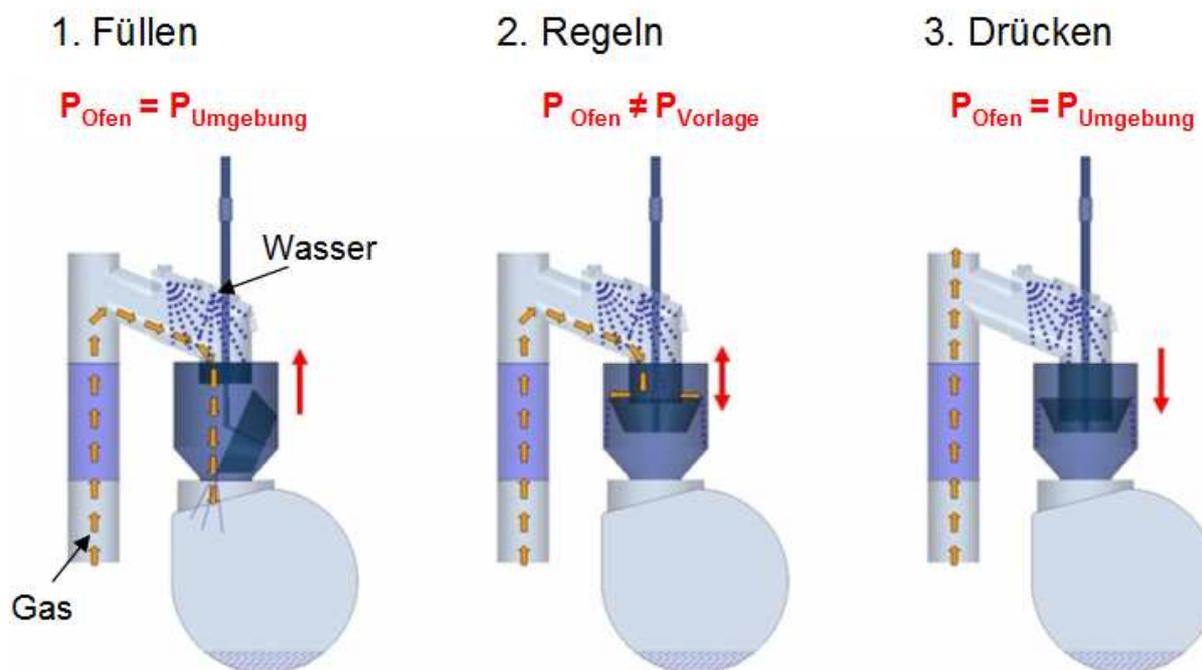


Abb. 2.8: Betriebszustände während der Verkokung

Im zweiten Betriebszustand erfolgt dann die Regelung. Nachdem die Kohle in die Ofenkammer gefüllt ist beginnt der Prozess der Verkokung. Da die Kohlenbestandteile bei unterschiedlichen Temperaturen ausgasen, variiert die Gaszusammensetzung über den Garungsprozess. Zu Beginn entstehen große Mengen an Koksofengas, das sich je nach Zusammensetzung der Kohle aus Wasserstoff, Methan, Kohlenstoffmonoxid, -dioxid, Stickstoff und schweren Kohlenwasserstoffen zusammensetzt. Die Tasse wird zur Regelung des Ofendrucks zugefahren, mit Wasser gefüllt und das Kronenrohr leicht eingetaucht. Gegen Ende der Garungszeit nimmt die Gasmenge stetig ab und das Gas besteht zum Großteil aus Wasserstoff mit einem geringen Anteil Methan und Stickstoff. Um hierbei den benötigten Druckausgleich zwischen Vorlage und Ofen auszuregeln, werden die Schlitze kontinuierlich weiter zugefahren. Störungen, die als Schwankungen im Vorlagendruck oder Volumenstrom auftreten, werden durch das System ausgeglichen, damit der Ofendruck zu jeder Zeit auf dem vorgegebenen

Sollwert liegt.

Der dritte Betriebszustand wird eingestellt, nachdem der Verkokungsprozess abgeschlossen ist. Der Ofen muss hierbei vollständig von der Vorlage entkoppelt werden, damit beim Drücken des Ofens keine Luft durch die geöffneten Türen eintritt, da sonst ein explosionsfähiges Gemisch entstehen würde. Dazu wird das Kronenrohr auf die tiefste Position gefahren. Die Schlitze sind dabei vollständig eingetaucht. Je nach Betriebsdruck der Vorlage ist es außerdem nötig, die Krone weiter einzutauchen um die Höhendifferenz des Wasserspiegels aufgrund die Druckdifferenz zwischen dem Ofen, in dem Umgebungsdruck vorliegt, und der Vorlage auszugleichen.



**Krone vollständig
hochgezogen**



**Druckregelung
während der
Garungszeit**



**Krone vollständig
eingetaucht**

Abb. 2.9: Nachgefahrene Betriebszustände am Modell

3 Grundlagen der Strömungsmechanik

Innerhalb des betrachteten Systems finden sich verschiedene Strömungsformen, die in der vorliegenden Arbeit untersucht werden. Im Bereich des Steigrohres tritt zunächst eine Einphasenströmung eines Gasgemisches auf. Im Krümmer wird im weiteren Strömungsverlauf das Spülwasser zur Gaskühlung eingedüst, wodurch sich eine disperse Zweiphasenströmung einstellt. Zusätzlich dazu läuft ein Wandfilm an der Innenwand des Modells herab. Innerhalb des Regelventils liegt außerdem eine geschichtete, wellenbehaftete Oberflächenströmung vor, die den eigentlichen Druckverlust bestimmt. Jede dieser Strömungsformen stellt eine eigene Klasse von Strömungen dar und wird durch verschiedene Parameter und Gesetzmäßigkeiten bestimmt. In diesem Kapitel sollen daher vorweg die physikalischen Grundlagen zur generellen Beschreibung und Klassifizierung einer Strömung und anschließend auch der unterschiedlichen Strömungstypen vermittelt werden. Dadurch sollen dem Leser die numerischen und experimentellen Ergebnisse, die dann im Folgekapitel detailliert beschrieben sind, verständlich gemacht werden. Auf die mathematischen Herleitungen wird weitgehend verzichtet und dazu auf die einschlägige Literatur verwiesen.

3.1 Erhaltungsgleichungen zur Strömungsbeschreibung

Zur allgemeinen Strömungsbeschreibung werden die fünf fundamentalen Erhaltungsgleichungen der Kontinuumsmechanik, die sogenannten Navier-Stokes-Gleichungen, herangezogen. Sie beschreiben prinzipiell jede Strömung und beinhalten die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie. Bilanziert man die Erhaltungsgrößen über ein Volumenelement in einem kartesischen Koordinatensystem mit den Raumrichtungen x, y, z erhält man das folgende Gleichungssystem [Le14]:

$$\vec{u} = (u, v, w) \quad (\text{Gl. 3.1})$$

Erhaltung der Masse, Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w) = 0 \quad (\text{Gl. 3.2})$$

Erhaltung des Impulses in drei Raumrichtungen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot u \cdot v - \tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot u \cdot w - \tau_{zx}) - \rho \cdot g_x = 0 \quad (\text{Gl. 3.3})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u \cdot v - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v^2 + p - \tau_{yy}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot v \cdot w - \tau_{zy}) - \rho \cdot g_y = 0 \quad (\text{Gl. 3.4})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot w \cdot u - \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot w \cdot v - \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w^2 + p - \tau_{zz}) - \rho \cdot g_z = 0 \quad (\text{Gl. 3.5})$$

Erhaltung der Energie:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot \left(e + \frac{1}{2} \cdot \vec{u}^2 \right) \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \cdot u \cdot \left(h + \frac{1}{2} \cdot \vec{u}^2 \right) - (u \cdot \tau_{xx} + v \cdot \tau_{xy} + w \cdot \tau_{xz}) - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \cdot v \cdot \left(h + \frac{1}{2} \cdot \vec{u}^2 \right) - (u \cdot \tau_{yx} + v \cdot \tau_{yy} + w \cdot \tau_{yz}) - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] \\
& + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \cdot w \cdot \left(h + \frac{1}{2} \cdot \vec{u}^2 \right) - (u \cdot \tau_{zx} + v \cdot \tau_{zy} + w \cdot \tau_{zz}) - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right] \\
& - \rho \cdot (u \cdot g_x + v \cdot g_y + w \cdot g_z) - \rho \cdot \dot{q}_s = 0. \tag{Gl. 3.6}
\end{aligned}$$

mit $\vec{u}^2 = |\vec{u}|^2$.

Die Änderung der Masse innerhalb eines Kontrollvolumens ist demnach nur über die Ströme über dessen Kontrollflächen möglich, eine Änderung des Impulses resultiert aus angreifenden Kräften, wozu Körperkräfte, wie die Schwerkraft, oder Oberflächenkräfte, wie Normal- und Tangentialspannungen gehören. Die Änderung der Energie, bestehend aus kinetischer, innerer und potentieller Energie, resultiert immer aus einer zu- oder abgeführten Leistung oder eines Wärmestroms über die Grenzen des Kontrollvolumens [Ku07].

Die hier gewählte Darstellungsform der Erhaltungsgleichungen ist die Differentialform, die aufgrund der einfachen Übertragbarkeit in der Numerik verwendet wird. Es ist ebenso möglich die Gleichungen in Skalar- oder auch Vektorform zu überführen. Für eine genaue Herleitung wird an dieser Stelle auf die einschlägige Literatur, wie sie in [Oe13] oder [Le14] zu finden ist, verwiesen.

An dieser Stelle soll noch angemerkt werden, dass die hier dargestellten Erhaltungsgleichungen für die mathematische Modellannahme eines Kontinuums gelten. Demnach besteht ein Fluid aus Teilchen, die keine Ausdehnung und keinen Zwischenraum haben“ [SKK13]. Die skalaren Größen und damit auch die Masse m eines Volumens in einem Kontinuum ändern sich dann von Teilchen zu Teilchen stetig. Damit ist die Dichte zu

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta m}{\Delta V} \tag{Gl. 3.7}$$

definiert [Bö10].

Die mittlere freie Weglänge der Moleküle λ_m muss bei allen zu untersuchenden Problemstellungen klein gegenüber den Abmessungen der Strömungsdomäne sein.

Ausgedrückt wird das über die Knudsen-Zahl Kn , die als Quotient der beiden Größen definiert ist [Ku07].

$$Kn = \frac{\lambda_m}{L_{REF}} \quad (\text{Gl. 3.8})$$

Für eine Knudsen-Zahl $Kn \ll 1$ ist die Kontinuumsannahme gültig [Ku07].

Die Navier-Stokes-Gleichungen bilden ein System von gekoppelten, nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung, durch die die Strömung vollständig beschrieben wird. Das gilt sowohl im laminaren als auch im turbulenten Bereich, für stationäre sowie instationäre Strömungsphänomene. Ebenso werden Reibungs- und Kompressibilitätseffekte einbezogen. Aufgrund der Komplexität dieses Gleichungssystems ist es daher nur für besonders einfache Fälle analytisch lösbar, in denen viele Terme des Gleichungssystems vernachlässigt werden [Le14]. Für alle anderen Strömungen wird es deshalb iterativ mit numerischen Berechnungsverfahren gelöst. Dazu wird das Strömungsgebiet in eine endliche Anzahl von Zellen diskretisiert, auf denen die Gleichungen unter Vorgabe von Randbedingungen gelöst werden.

3.2 Modellannahmen

Auch in der Numerik ist es noch sinnvoll, vereinfachende Modellannahmen zu verwenden. Teilweise können die zu untersuchenden Fragestellungen auch für automatisierte Berechnungsverfahren noch zu komplex sein, um die Strömung durch Lösung der vollständigen Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben zu können. Zur Einsparung von Rechenkapazitäten werden daher Modelle verwendet, die im Folgenden kurz erläutert werden.

Um das Gleichungssystem zu schließen, wird eine weitere Gleichung benötigt, die im Allgemeinen eine thermische Zustandsgleichung ist. Es existieren unterschiedliche Modellannahmen für Fluide. Eines dieser Modelle ist das Gesetz des idealen Gases, das für kompressible Gase verwendet wird. Die entsprechende Zustandsgleichung für ideale Gase ist zu

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad (\text{Gl. 3.9})$$

definiert, wobei

$$R = \frac{R_m}{M_{mol}} \quad (\text{Gl.3.10})$$

mit $R_m = 8.3145 \frac{J}{mol \cdot K}$

ist [Kü07].

Eine weitere Modellannahme ist die eines inkompressiblen Gases. Für Strömungen mit ausreichend kleiner Geschwindigkeit kann das Gas als inkompressibel betrachtet werden. Als Maß wird hierbei die Mach-Zahl herangezogen. Sie ist definiert als das Verhältnis der

Strömungsgeschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit des Fluids

$$Ma = \frac{c}{a_s} \quad (\text{Gl. 3.11})$$

mit

$$a_s = \sqrt{\kappa_G \cdot R \cdot T} . \quad (\text{Gl. 3.12})$$

Bis zu einem Grenzwert von $Ma < 0.3$ ist der Einfluss der Kompressibilität so gering, dass er vernachlässigt und das Fluid als inkompressibel betrachtet werden kann [OB04].

Werden Flüssigkeiten betrachtet, zeigt sich generell, also auch für sehr hohe Drücke, dass die Annahme der Inkompressibilität verwendet werden kann. Als Anhaltspunkt wird hier auf die Kompressibilität von Wasser verwiesen, die bei einer Druckerhöhung von Atmosphärendruck auf 1000 bar lediglich bei rund 4% liegt und damit vernachlässigbar gering ist [SKK13].

Sind alle Strömungsgrößen (\bar{u}, p, ρ, μ) im untersuchten Bereich konstant, ist die Strömung zeitunabhängig und die entsprechenden Ableitungen nach der Zeit reduzieren sich zu 0. Man spricht hierbei von einer stationären Strömung und die Erhaltungsgleichungen reduzieren sich gemäß

$$\frac{\partial}{\partial t} = 0 . \quad (\text{Gl. 3.13})$$

Im Gegensatz dazu ist die Strömung bei veränderlichen Zustandsgrößen instationär. Als Sonderfall sollen hier außerdem periodische Strömungen genannt werden, bei denen sich die Strömungsgrößen mit der Zeit zwar ändern, diese aber mit einer konstanten Amplitude und Frequenz um einen Mittelwert schwanken und damit als quasi-stationär angesehen werden können [Oj13][Bö10].

Eine wichtige Kenngröße zur Charakterisierung der Strömung ist die Reynolds-Zahl. Diese gibt das Verhältnis von Trägheitskraft zur Reibung wieder und ist damit definiert als

$$Re = \frac{\rho \cdot u \cdot L_{REF}}{\mu} . \quad (\text{Gl. 3.14})$$

In Abhängigkeit dieser Kennzahl ist die Strömung für sehr kleine Reynolds-Zahlen laminar. Dabei ist der Einfluss der Zähigkeit dominant, was in einer Dämpfung von kleinen Störungen, die der Strömung aufgeprägt werden, resultiert. Die Fluidteilchen folgen in laminarer Strömung glatten Bahnen und der Impulsaustausch zwischen benachbarten Teilchen erfolgt nur auf molekularer Ebene [He08]. Mit steigender Reynolds-Zahl folgt schließlich die Transition von laminarer zu turbulenter Strömung. Die Trägheitskräfte sind bei der turbulenten Strömungsform dominant und kleine Störungen der Strömung destabilisieren diese noch weiter. Die Strömung ist durch eine stark schwankende, dreidimensionale Schwankungsbewegung der Fluidteilchen charakterisiert, deren Einfluss den Impulsaustausch stark erhöht [He08].

Für die meisten technischen Anwendungen spielt eher die turbulente Strömung eine Rolle, weshalb die Behandlung der Turbulenz in der Numerik im Folgenden kurz vorgestellt werden soll.

3.3 Grundlagen turbulenter Strömung

Bevor ein Überblick über die Behandlung der Turbulenz in der Numerik gegeben wird, sollen zunächst die grundlegenden Eigenschaften und Begriffe bei der Beschreibung turbulenter Strömung und die einhergehende Modellvorstellung der Energiekaskade betrachtet werden.

Oberhalb einer kritischen Reynolds-Zahl Re_{krit} erfolgt in der Grenzschicht der Strömung die Transition von laminar zur turbulent. Die Struktur turbulenter Strömung unterscheidet sich dabei stark von der laminaren. Turbulenz ist immer durch eine dreidimensionale und instationäre Struktur mit stochastischen Schwankungen der Strömungsgrößen charakterisiert [Fr06]. Es bilden sich Wirbel in der Strömung, die sich über mehrere räumliche und zeitliche Skalen erstrecken und miteinander in Wechselwirkung stehen. Man spricht hierbei auch von kohärenten Strukturen, wie sie sich beispielsweise bei einer Wirbelstraße einstellen. Durch die Überlagerung der Wirbel und die turbulenten Fluktuationen kommt es in turbulenter Strömung zu einem Impulsaustausch, der deutlich größer ist als der auf molekularer Ebene. Diesen Effekt kann man sich für Aufgabenstellungen in der Industrie zunutze machen, etwa um eine bessere Durchmischung von zusammengeführten Stoffen zu erzielen oder den Wärmeübergang zu verbessern. Es muss aber beachtet werden, dass die Erhöhung der Turbulenz zu einem Anstieg des Strömungswiderstandes und damit zu erhöhten Druckverlusten führt.

Um die Strömungsstruktur genauer zu charakterisieren führte Lewis Fry Richardson bereits 1922 in einem von ihm veröffentlichten Artikel das Modell der turbulenten Energiekaskade ein [Ri22]. Danach zerfallen bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl die größten Wirbel in einer turbulenten Strömung in immer kleinere und transferieren dabei kontinuierlich die Energie von den großen zu den kleinsten Skalen.

Nach Kolmogorov, der 1941 die Idee der Energiekaskade aufgriff und weiterentwickelte, wird die Größe der größten Wirbel allgemein durch die Geometrie und die Randbedingungen des Strömungsgebietes bestimmt.

Die Größenskala des Strömungsgebietes wird mit L und die mittlere Geschwindigkeit der Strömung mit U bezeichnet. Die Größen der in der Strömung auftretenden Hauptwirbel werden mit dem Index 0 versehen, die Größe der Wirbel also mit l_0 und die zugehörige Geschwindigkeit mit u_0 bezeichnet.

Die Energie dieser Wirbel wird durch den Gradienten der Hauptströmung eingetragen, wobei die kinetische Energie dafür der Hauptströmung entzogen wird und die Turbulenz im Bereich der größten Wirbel, entsprechend des Gradienten, richtungsabhängig oder auch anisotrop ist. Aufgrund des Energieeintrags in die größten Wirbelstrukturen wird dieser Bereich

der Energiekaskade als Produktions- oder besser Energiebereich bezeichnet [Pop00].

Die Dissipationsrate \mathcal{E} beschreibt in diesem Prozess den Energietransfer von den großen Skalen der Wirbel zu den kleineren, wird aber durch den ersten Transfer, das heißt von den größten Wirbeln ausgehend, festgelegt. Man kann zeigen, dass \mathcal{E} unabhängig von ν ist [Po00] und

$$\mathcal{E} \sim \frac{u_0^3}{l}. \quad (\text{Gl. 3.15})$$

Der Zerfallsprozess der Wirbel erfolgt aufgrund der Instabilität der Strömungsstruktur und läuft so lange ab bis die Reynolds-Zahl der kleinen Wirbel so gering ist, dass die Struktur stabil ist. Die Energie, die schließlich noch vorhanden ist wird auf diesem Level durch die molekulare Viskosität dissipiert. Die Größenordnung der kleinsten Wirbel wird als Kolmogorov-Skala, ihre Größe im Folgenden mit l_K bezeichnet.

Der Bereich zwischen dem Energie- und dem Dissipationsbereich wird als Inertialbereich bezeichnet, die Größenordnung dieser Wirbel mit l bezeichnet. Obwohl die Turbulenz auf der größten Skala l_0 aufgrund der Abhängigkeit von den Randbedingungen der Strömung anisotrop ist, sind die kleineren Wirbel bereits im Trägheitsbereich isotrop. Die Informationen über die Hauptströmung gehen während des Zerfallsprozesses der Wirbel und des Energietransfers verloren und die Turbulenz ist lediglich von der Dissipationsrate \mathcal{E} und nicht von der molekularen Viskosität ν abhängig [Po00].

Zur Struktur turbulenter Strömung fasste Kolmogorov 1941 drei Hypothesen zusammen:

Hypothese lokaler Isotropie: Bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl ist in jeder turbulenten Strömung die Bewegung der kleinskaligen Turbulenz ($l \ll l_0$) statistisch isotrop. Nach [Po00] liegt die Abgrenzung dieses Bereichs, der mit l_{EI} (EI als Grenze zwischen Energie/Inertial) bezeichnet wird, bei etwa

$$l_{EI} \approx \frac{l_0}{6} \quad (\text{Gl. 3.16})$$

Der Bereich unterhalb dieser Grenze wird als universelle Equilibriumzone bezeichnet, wie in Abbildung 3.1 gezeigt.

1. Ähnlichkeitshypothese: Bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl sind in jeder turbulenten Strömung die kleinskaligen Bewegungen statistisch ähnlich und haben eine universelle Form die nur von \mathcal{E} und ν abhängt.

2. Ähnlichkeitshypothese: Bei ausreichend hoher Reynolds-Zahl hat in jeder turbulenten Strömung die Statistik der Bewegungen der Skala l im Bereich $l_K \ll l \ll l_0$ eine universelle Form, die einheitlich bestimmt ist durch \mathcal{E} , unabhängig von ν .

Dieser Bereich wird Inertialzone genannt. Nach [Po00] wird die Grenze zwischen dem Dissipations- und Inertialbereich (Index DI) zu

$$l_{DI} = 60 \cdot l_K \tag{Gl. 3.17}$$

berechnet.

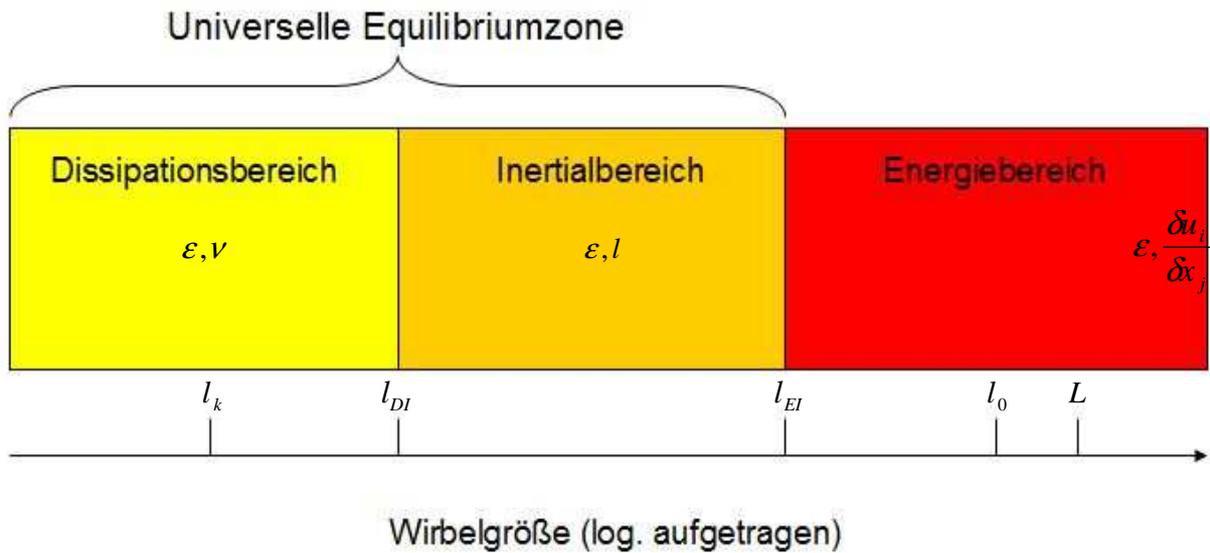
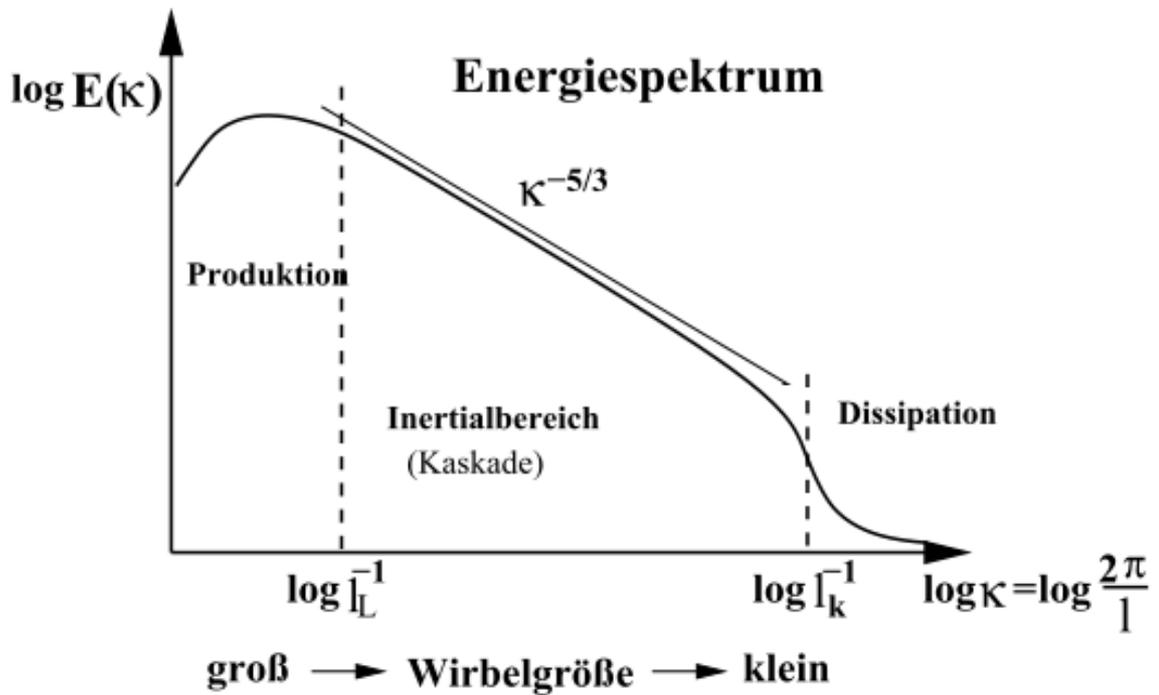


Abb. 3.1: Bezeichnungen der Skalen der Turbulenz und Wirbelgrößen, angelehnt an [Po00]



Diagr. 3.1: Energiespektrum turbulenter Strömung [Hä07]

Wie die turbulente Energie über die Bereiche der Wirbelskalen verteilt ist, lässt sich im sogenannten Energiespektrum darstellen, das in Diagramm 3.1 gezeigt ist.

Das Diagramm stellt eine logarithmische Darstellung der turbulenten kinetischen Energie über der Wellenzahl κ , die als

$$\kappa = \frac{2\pi}{l} \quad (\text{Gl. 3.18})$$

definiert ist, dar. Das Energiespektrum $E(\kappa)$ ist definiert durch die integralen Größen

$$\kappa = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa, \quad (\text{Gl. 3.19})$$

$$\varepsilon = \int_0^{\infty} 2\nu\kappa^2 E(\kappa) d\kappa. \quad (\text{Gl. 3.20})$$

Die Steigung der Kurve im Produktions- oder Energiebereich ist aufgrund der Abhängigkeit von den geometrischen Parametern der um- oder durchströmten Region für jeden Anwendungsfall individuell. Die negative Steigung im sich anschließenden Kaskadenbereich besitzt aber den charakteristischen Wert von $-5/3$. Die Form des Spektrums ist durch den Zusammenhang

$$E(\kappa) = C_K \varepsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (\text{Gl. 3.21})$$

gegeben, wobei die Konstante C_K als Komogorov-Konstante bezeichnet wird und in experimentellen Arbeiten zu einem Wert von etwa 1.5 bestimmt wurde. Im anschließenden viskosen Bereich sinkt die Energie dann aufgrund der Dissipation noch steiler ab, wobei Heisenberg die Steigung der Kurve mit einer Potenz von -7 bestimmt [Po00].

Als letzte Anmerkung über die Eigenschaften turbulenter Strömung sei an dieser Stelle noch angemerkt, dass es im realen Anwendungsfall neben dem Energietransfer der großen auf die kleinen Wirbel auch eine Rückstreuung der Energie geben kann. Dieses Phänomen wird gemeinhin als „Backscattering“ bezeichnet und tritt beispielsweise auf, wenn kleinere Wirbel zu einem großen verschmelzen [Fr06].

3.3.1 Behandlung in der Numerik

Durch Lösen der Navier-Stokes-Gleichungen ist es prinzipiell möglich, jede turbulente Strömung zu beschreiben. Dazu muss lediglich die räumliche und zeitliche Auflösung so hoch sein, dass die Wirbelstruktur und -bewegung auf den kleinsten Skalen, den Kolmogorov-Skalen, erfasst wird. Mit Hilfe der turbulenten Reynolds-Zahl lässt sich das Verhältnis der Größen und Geschwindigkeiten der größten zu den kleinsten Wirbeln abschätzen.

$$\frac{l_0}{l_k} \sim \text{Re}^{\frac{3}{4}} \quad (\text{Gl. 3.22})$$

$$\frac{u_0}{u_k} \sim \text{Re}^{\frac{1}{4}} \quad (\text{Gl. 3.23})$$

Auch die zeitliche Auflösung kann in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl zu

$$\frac{t_0}{t_k} \sim \text{Re}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{Gl. 3.24})$$

bestimmt werden [Wi94].

Ist die Auflösung eines diskretisierten Bereich hoch genug, so dass sie die Wirbel bis zu den kleinsten Skalen erfasst werden, spricht man von der **Direkten Numerischen Simulation**, kurz **DNS**.

Da die Reynolds-Zahl für technische Anwendungen in der Regel groß ist, wird hier deutlich, wie schnell die zur Auflösung der kleinsten Wirbel notwendige Zellenanzahl ansteigt. Die Anwendung der Direkten Numerischen Simulation wird daher im Allgemeinen praxisuntauglich und ist deswegen auch in naher Zukunft trotz steigender Rechenkapazitäten auf kleine Reynolds-Zahlen und die Grundlagenforschung beschränkt [Le08].

Für die Industrie ist die Kenntnis der exakten Momentanwerte einer Strömung ohnehin eher von sekundären Interesse. Es hat sich daher ein Ansatz durchgesetzt, der als statistische Turbulenzmodellierung bezeichnet wird. Die Grundidee hinter dieser Vorstellung geht auf O. Reynolds zurück, der bereits im Jahre 1895 annahm, dass die turbulente Strömung im Mittel um einen stationären Wert schwankt. Nach ihm wird daher die Reynolds-Mittelung bezeichnet, der zufolge bei statistisch stationären Strömungen die Strömungsgrößen in einen zeitlichen Mittelwert und eine Schwankungsgröße gemäß

$$\theta(\vec{r}, t) = \bar{\theta}(\vec{r}) + \theta'(\vec{r}, t) \quad (\text{Gl. 3.25})$$

zerlegt werden können.

Für inkompressible Strömungen gilt das für den Druck p und die Geschwindigkeit \vec{v} . Bei kompressiblen Strömungen zusätzlich noch für die Dichte ρ und die Temperatur T . Das Zeitintervall, über das gemittelt wird, muss dabei so groß sein, dass der Mittelwert unabhängig von der Zeit ist. Der Mittelwert ist dann definiert zu

$$\bar{\theta}(\vec{r}) = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \theta(\vec{r}, t) dt. \quad (\text{Gl. 3.26})$$

Der Mittelwert der Schwankungsgröße ergibt sich per Definition zu

$$\int_0^{\Delta t} \theta'(\vec{r}, t) dt = 0. \quad (\text{Gl. 3.27})$$

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle noch die Definition für die Momente höherer Ordnung gegeben, die durch Potenzieren der Schwankungsgröße zu

$$\overline{\theta'^n} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \theta'^n(\vec{r}, t) dt \quad (\text{Gl. 3.28})$$

bestimmt werden. Die Varianzen der Schwankungen werden zur Definition der mittleren Turbulenzenergie k und des Turbulenzgrades Tu verwendet:

$$k = \frac{1}{2} \overline{\vec{u}'^2} = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right) \quad (\text{Gl. 3.29})$$

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \overline{\vec{u}'^2}}}{|\overline{\vec{u}}|} = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right)}}{\sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}}} \quad (\text{Gl. 3.30})$$

Ersetzt man die Strömungsgrößen im obigen Gleichungssystem (Gl. 3.1-3.4) unter der Annahme einer stationären, inkompressiblen Strömung jeweils durch die zeitlichen Mittelwerte und ihre Schwankungsgrößen, erhält man ein System partieller Differentialgleichungen zu

$$\frac{\partial \overline{u_i + u_i'}}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Gl. 3.31})$$

$$\frac{\partial \overline{u_i + u_i'}}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{u_j + u_j'})(\overline{u_i + u_i'})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p + p'}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i + u_i'}}{\partial x_j^2} \quad (\text{Gl. 3.32})$$

Nach Umformung erhält man daraus:

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{Gl. 3.33})$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i' u_j'} \quad (\text{Gl. 3.34})$$

Man sieht, dass in diesem modifizierten Gleichungssystem, der zusätzliche unbekannte Term $\overline{\rho u_i' u_j'}$ auftritt. Dieser wirkt wie eine Schubspannung, die durch die Turbulenz verursacht wird, und wird als Reynolds-Spannungstensor bezeichnet. Es handelt sich hierbei um einen symmetrischen Tensor, der folglich sechs weitere Unbekannte enthält [Po00].

Die Bestimmung dieses Terms wird in der Literatur gemeinhin als Schließungsproblem der Turbulenz bezeichnet. Um das Gleichungssystem zu lösen, werden die Reynolds-Spannungen in der Regel über Wirbelviskositäts- oder Reynolds-Spannungsmodelle modelliert, was als

statistische Turbulenzmodellierung bezeichnet wird [Wi94][Kü07].

Für Wirbelviskositätsmodelle liegt die Annahme zugrunde, dass sich die turbulenten Spannungen analog zu den viskosen Spannungen aus der Proportionalität zur Scherrate bestimmen lassen. Der Wirbelviskositätsansatz lautet:

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{Gl. 3.35})$$

Dabei wird die turbulente Viskosität μ_t eingeführt, die als zusätzliche Unbekannte im Gleichungssystem unter der Annahme der Gleichgewichtsturbulenz bestimmt wird. Danach wird die Turbulenz, die im kleinskaligen Bereich wieder als isotrop angenommen wird, über charakteristische Zeit- und Längenmaße vollständig beschrieben.

Je nach Anzahl der partiellen Differentialgleichungen, die zusätzlich zu den Reynoldsgemittelten Gleichungen gelöst werden müssen, werden die Wirbelviskositätsmodelle in 0-, 1- oder 2 - Gleichungsmodelle gegliedert.

Das bekannteste Nullgleichungsmodell beruht auf dem Prandtl'schen Mischungswegansatz

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (\text{Gl. 3.36})$$

wobei l_m die Mischungsweglänge ist, die empirisch bestimmt werden muss. Da keine zusätzliche Gleichung gelöst werden muss ist das Nullgleichungsmodell relativ einfach, jedoch wird der Transport von Turbulenz durch dieses Modell nicht berücksichtigt. Daher wurde 1945 von Prandtl ein Eingleichungsmodell eingeführt, bei dem eine partielle Differentialgleichung für k berücksichtigt wird. In diesem Modell wird die Abhängigkeit von der turbulenten Viskosität μ_t von der turbulenten kinetischen Energie k berücksichtigt. Eine bessere Abbildung der Turbulenz wird durch die Zweigleichungsmodelle erzielt. Dabei wird eine Gleichung für die turbulente, kinetische Energie k und zusätzlich eine weitere Größe gelöst. Als charakteristisches Zeit- und Längenmaß der Turbulenz ergibt sich hierfür:

$$l = \frac{k}{\varepsilon} \quad (\text{Gl. 3.37})$$

$$t = \frac{k}{\varepsilon} \quad (\text{Gl. 3.38})$$

Das in dieser Dissertation benutzte, halbempirische Turbulenzmodell ist eine Variation des $k - \varepsilon$ -Modells, das von Launder und Spalding 1974 eingeführt wurde [LS72][VM07]. Es ist das in der Industrie am weitesten verbreitete, da es neben der numerischen Stabilität bei ange-

messenen Rechenkapazitäten gute Ergebnisse liefert. Im Folgenden sollen daher die grundlegenden Gleichungen betrachtet werden.

Die Grundlage für das $k-\varepsilon$ -Modell bildet eine vollturbulente Strömung, in der die Effekte der molekularen Viskosität vernachlässigt werden können. Die zwei zusätzlichen Transportgleichungen für k und ε dieses Modells lauten für inkompressible Strömung, wie sie hier vorliegt:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \varepsilon \quad (\text{Gl. 3.39})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{Gl. 3.40})$$

Dabei ist P_k die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie k , die mit dem Deformationsgeschwindigkeitstensor S_{ij}

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{Gl. 3.41})$$

nach Boussinesq zu

$$P_k = \frac{2\mu_t S_{ij} S_{ij}}{\rho} \quad (\text{Gl. 3.42})$$

definiert ist. $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ und σ_k sind Modellkonstanten, die empirisch zu

$$C_{1\varepsilon} = 1.44, \quad C_{2\varepsilon} = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

bestimmt wurden. Mit der Modellkonstanten $C_\mu = 0,09$ wird die turbulente Viskosität zu

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{Gl. 3.43})$$

bestimmt [VM07].

Das ursprünglichen $k-\varepsilon$ -Modell überschätzt die Produktion turbulenter kinetischer Energie bei der Berechnung von Staupunktströmungen. Außerdem kommt es zum Auftreten von negativen, turbulenten Normalspannungen. Daher wurde das ursprüngliche Turbulenzmodell von Shih [SLS95] zum realizable $k-\varepsilon$ -Modell modifiziert, das deutlich zuverlässigere Ergebnisse erzielen kann. Die Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k bleibt dabei unverändert, lediglich die Gleichung für die Dissipationsrate ε und die Berechnung der ursprünglichen Konstante C_μ wird verändert. Die veränderte Differentialgleichung für ε lautet

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right] + C_{1\varepsilon} \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k - \sqrt{\nu \varepsilon}}. \quad (\text{Gl. 3.44})$$

Dabei ist

$$C_{1\varepsilon} = \max \left(0,43 \cdot \frac{\eta}{\eta + 5} \right) \quad (\text{Gl. 3.45})$$

mit

$$\eta = \frac{k \cdot \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}}{\varepsilon} \quad (\text{Gl. 3.46})$$

Die Vermeidung von negativen turbulenten Normalspannungen wird über die folgende Ungleichung realisiert:

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial x} \geq \frac{1}{3C_\mu} \quad (\text{Gl. 3.47})$$

Die turbulente Viskosität wird zu

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{Gl. 3.48})$$

berechnet, wobei C_μ , anders als im ursprünglichen $k - \varepsilon$ -Modell keine Konstante, sondern eine Variable ist, die zu

$$C_\mu = \frac{1}{4,04 + A \frac{U^* k}{\varepsilon}} \quad (\text{Gl. 3.49})$$

mit

$$A = \frac{1}{3} \arccos \left(\sqrt{6} \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{\sqrt{S_{ij} S_{ij}}} \right) \quad (\text{Gl. 3.50})$$

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + (\Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k) \cdot (\Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk} \omega_k)} \quad (\text{Gl. 3.51})$$

berechnet wird. Die Größe Ω_{ij} ist der Rotationstensor, der zu

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{Gl. 3.52})$$

definiert ist. Die Modellkonstanten wurden hier experimentell zu

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.2, \quad C_{2\varepsilon} = 1.9$$

bestimmt.

Neben dem Ansatz des Wirbelviskositätsmodells existiert in der statistischen Modellierung noch der Ansatz des Reynoldsspannungsmodells. Zur Lösung des Schließungsproblems der Turbulenz wird hierbei eine zusätzliche Erhaltungsgleichung für den unbekanntem Tensor $\overline{u_i u_j}$ aufgestellt. Das führt zu Termen höherer Ordnung, die dann wiederum modelliert werden müssen. Bei einem Reynoldsspannungsmodell werden die Terme ab der 2. Ordnung modelliert.

Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle noch der Ansatz der Grobstruktursimulation oder auch Large-Eddy-Simulation, kurz LES, genannt werden. Dabei werden die größten Wirbelstrukturen durch das numerische Gitter aufgelöst und die kleineren Wirbel werden modelliert. Dadurch wird die Genauigkeit des Ergebnisses verbessert, gleichzeitig steigt jedoch gegenüber der rein statistischen Beschreibung der Rechenaufwand an. Aufgrund der geringen Rechenkapazitäten, die für die vorliegende Arbeit zur Verfügung stehen, und den gleichzeitig immensen Abmessungen der zu untersuchenden Geometrie, die teilweise mehrere Meter betragen, sind alle hier durchgeführten Berechnungen mit dem Ansatz des Wirbelviskositätsmodells durchgeführt worden.

3.4 Mehrphasenströmung

Zur Beschreibung von Mehrphasenströmungen stehen verschiedene Modelle zur Verfügung, die in Abhängigkeit der betrachteten Strömungsform verwendet und im Folgenden vorgestellt werden.

3.4.1 Euler-Lagrange-Methode

Für disperse Strömungen innerhalb einer kontinuierlichen Phase, wie sie beispielsweise bei der Tropfenströmung innerhalb des Krümmers auftritt, eignet sich am besten die sogenannte Euler-Lagrange-Methode. Dabei wird die inhomogene Verteilung von dispersen Partikeln oder Tropfen berücksichtigt und es existiert eine Relativgeschwindigkeit zwischen der kontinuierlichen und der dispersen Phase. Das kontinuierliche Fluid wird mit Hilfe des Euler-Systems beschrieben. An jedem Ort im Kontrollvolumen ist die Strömung dabei zu jeder Zeit durch die strömungsmechanischen und thermodynamischen Zustandsgrößen Geschwindigkeit \vec{u} , Druck p sowie Temperatur T und Dichte ρ beschrieben. Die Grundgleichungen, die in Kapitel 3.1 vorgestellt wurden, werden anhand eines ortsfesten Kontrollvolumens bilanziert [LO09][FP96].

Im Gegensatz dazu wird bei der Lagrange'schen Betrachtungsweise, mit der die Partikel beschrieben werden, das Kontrollvolumen mit dem Fluidelement mitbewegt. Jeder Tropfen wird durch den Ortsvektor $\vec{x}_p(t)$, die Geschwindigkeit $\vec{u}_p(t)$, die Masse $m_p(t)$ und die Temperatur $T_p(t)$ beschrieben. Zusätzlich dazu ist die Kenntnis des Anfangszustandes des Partikels, definiert als

$$\vec{x}_p(t=0) = \vec{x}_{p0} \quad (\text{Gl. 3.53})$$

von Bedeutung, um die Bahnlinie, auch Trajektorie genannt, die der Partikel in Abhängigkeit der Zeit zurücklegt, durch Integration bestimmen zu können [KI03].

$$\vec{x}_p = \vec{x}_{p0} + \int_0^t \vec{u}_p(\vec{x}_p, t) dt \quad (\text{Gl. 3.54})$$

Dabei ist die Geschwindigkeit mit der sich die Partikel bewegen vom Folgevermögen des Partikels in der kontinuierlichen Hauptströmung abhängig. Als charakteristische Kennzahl wird dazu die Stokes-Zahl St angeführt. Diese ist definiert als das Verhältnis der charakteristischen Zeitskala des Partikels zur charakteristischen Verweilzeit des Partikels im Strömungsfeld.

$$St = \frac{\tau_{dyn}}{\tau_{Str}} \quad (\text{Gl. 3.55})$$

Über die Impulsbilanz eines kugelförmig angenommenen Partikels, der sich mit der Geschwindigkeit \vec{u} in einer Strömung mit der Geschwindigkeit \vec{U} bewegt, erhält man die Widerstandskraft des Partikels, anhand derer die Änderung der Partikelgeschwindigkeit bei einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit abgeleitet werden kann.

$$m_p \frac{du}{dt} = c_D \cdot \underbrace{\frac{\pi}{4} d^2 \cdot \frac{\rho}{2} (\vec{u} - \vec{U})}_{\text{Widerstandskraft}} \quad (\text{Gl. 3.56})$$

Da die Partikel in nahezu allen betrachteten Anwendungen sehr klein sind, kann man mit der Zähigkeit der kontinuierlichen Gasphase μ_G und der Annahme einer schleichenden Strömung um die Partikel herum arbeiten. Der Widerstandskoeffizient c_D ergibt sich damit zu

$$c_D = \frac{64}{\text{Re}}, \quad \text{mit } \text{Re} = \frac{\rho_G \cdot (\vec{u} - \vec{U})}{\mu_G} \quad (\text{Gl. 3.57})$$

Nach Umformung erhält man daraus:

$$\frac{du}{dt} = \frac{18\mu_G}{d^2 \cdot \rho_P} \cdot (\vec{u} - \vec{U}) \quad (\text{Gl. 3.58})$$

Und daraus

$$\tau_{dyn} = \frac{d^2 \cdot \rho_P}{18\mu_G} \quad (\text{Gl. 3.59})$$

Die dynamische Antwortzeit des Tropfens ist damit noch dimensionsbehaftet, ebenso wie die Verweilzeit des Partikels, die mit den strömungsmechanischen Größen der Hauptströmung zu

$$\tau_{Str} = \frac{L_{REF}}{U} \quad (\text{Gl. 3.60})$$

abgeschätzt werden kann [Lo09][K103].

Die Stokes-Zahl als Quotient der beiden Werte gibt damit das Folgevermögen des Partikels innerhalb der Strömung an [YT10]. Unterschieden werden dabei drei Bereiche. Für

$St \ll 1$ bewegen sich die Partikel näherungsweise ungestört mit der Strömung mit und die Geschwindigkeit der Partikel kann mit der Strömungsgeschwindigkeit gleichgesetzt werden. Tatsächlich ist der Einfluss der Trägheitskraft jedoch nur bei $St = 0$ nicht vorhanden, für praktische Anwendungen wird eine Stokes-Zahl von 0.01 als Grenze festgelegt [Pf10].

$St \sim 1$ ergibt sich eine starke Gegenseitige Wechselwirkung zwischen Partikel und kontinuierlicher Phase. Die Geschwindigkeit des Partikels wird aus der Impulsbilanz des Partikels abgeleitet, wobei als Kräfte neben der Widerstands-, Druck-, Auftriebs-, virtuelle Massen-, hydrostatische Auftriebskraft, gegebenenfalls auch die Magnus- und Basset-Kraft berücksichtigt werden müssen.

$St > 1$ werden die Tropfen aufgrund ihrer sehr kurzen Verweilzeit, zum Beispiel durch hohe Strömungsgeschwindigkeiten, von der Strömung quasi nicht beeinflusst [YT10].

3.4.1.1 Charakteristika der Strömung

Für die Modellierung des Tropfenverhaltens in der kontinuierlichen Strömung im Krümmer ist es im Vorfeld notwendig die Strömung zu charakterisieren. Eine der wichtigsten Kenngrößen dabei ist die Weber-Zahl We . Diese gibt das Verhältnis der aufgeprägten Druckkräfte an den Tropfen zur Wirkung der Oberflächenspannung zwischen den Fluiden an [Sc03][Wo03] und ist definiert als

$$We = \frac{\rho_G u^2 d_P}{\sigma} \quad (\text{Gl. 3.61})$$

Sowohl für Flüssigkeitstropfen als auch für in einen Gasraum eingetragene Flüssigkeitsstrahlen erfolgt ein Zerfallsprozess des Fluids, der aus dem Ungleichgewicht zwischen den stabilisierenden und destabilisierenden Kräften resultiert [Wo03]. Während

die Oberflächenspannung und die dynamische Viskosität der Flüssigkeit im ungestörten Zustand dafür sorgen, dass ein Flüssigkeitstropfen eine Kugelform ausbildet, verursachen aerodynamische Kräfte eine Abweichung dieser Gleichgewichtslage und die Kugelform der Tropfen zerfällt in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern. Die Weber-Zahl kann deshalb als Maß für die Belastung eines Tropfens, im weiteren Sinne auch eines größeren, zusammenhängenden Fluidstrahls interpretiert werden [SW03]. Steigt die Weber-Zahl über einen Wert von 1 treten bereits leichte Abweichungen von der runden Tropfenform im ungestörten Zustand auf und für Weber-Zahlen größer als 1 wird der Tropfen zunächst durch die seitliche Anströmung quer verformt. Infolge dieser Verformung ändert sich daraufhin die Umströmung des Tropfens, so dass es zu einer Wechselwirkung zwischen Strömung und Tropfen kommt. Der anschließende charakteristische Zerfall unter dem Einfluss steigender aerodynamischer Kräfte kann in vier Kategorien gegliedert werden, die in den nachfolgenden Abbildungen gezeigt sind. Für Weber-Zahlen unter 50 kommt es zum so genannten Blasenzerfall. Der Tropfen wird durch den Staupunkt an der angeströmten Seite stark gestaucht, wobei sich in Strömungsrichtung dann eine „dünne Filmtasche“ [Sc03] entwickelt, die im weiteren Verlauf zerplatzt. Dabei entstehen ihrerseits mehrere kleinere Tropfen, für die die Weber-Zahl wieder individuell bestimmt werden muss. Der Flüssigkeitsring, der den Großteil der Flüssigkeit beinhaltet, zerfällt anschließend in größere Flüssigkeitsfragmente.

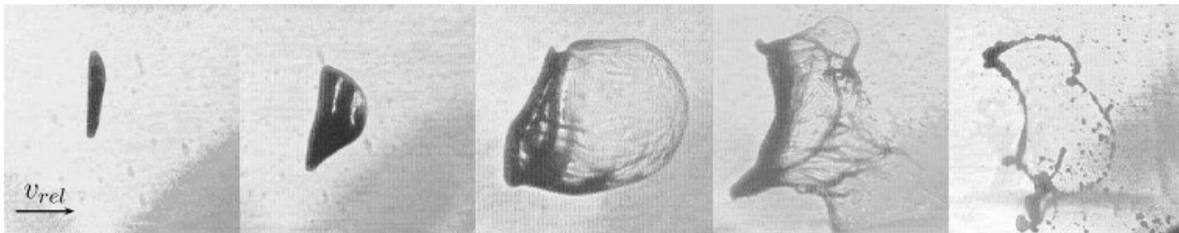


Abb. 3.2: Blasenzerfall eines Wassertropfens[Sc03]

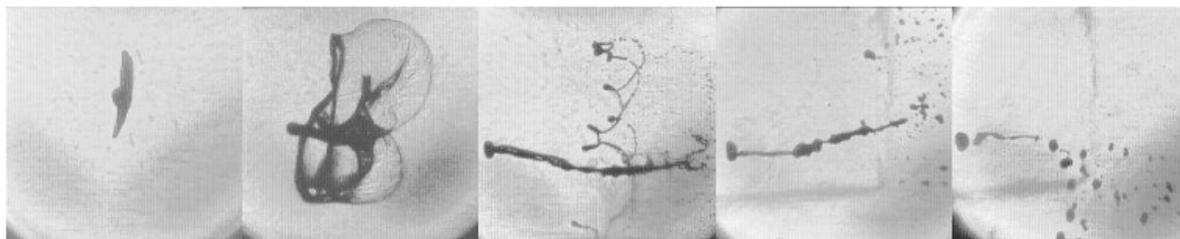


Abb. 3.3: Keulenzzerfall eines Wassertropfens[Sc03]



Abb. 3.4: Scheibenzerfall eines Wassertropfens[Sc03]



Abb. 3.5: Wellenkammerzerfall eines Wassertropfens[Sc03]

Steigt die Geschwindigkeit und damit die Weber-Zahl auf den Bereich zwischen 50 und 100 an, kommt es zum Keulenzерfall der Wassertropfen, wie in Abbildung 3.3 gezeigt. Ähnlich wie beim Blasenzerfall wird der Tropfen auch hierbei zu Beginn aufgrund der inhomogenen Druckverteilung abgeflacht. Es entsteht dann eine Blasenstruktur, wobei der Großteil der Flüssigkeit im Zentrum des Tropfens liegt und einen Flüssigkeitsstrahl ausbildet, der in Strömungsrichtung verläuft. Aufgrund der sehr kurzen Zerfallszeit kann sich die Flüssigkeit nicht homogen über die Blasenfläche verteilen und bildet im Zentrum die sogenannte Keule, nach welcher der Zerfall benannt ist. Der Ring und die Keule zerfallen anschließend wieder nach einem der gezeigte Schemata. Steigen die aerodynamischen Kräfte auf die Flüssigkeit spricht man von Scheibenzerfall, dargestellt in Abbildung 3.4. Die Weber-Zahlen liegen dabei zwischen 100 und 350. Auf der Stromzugewandten Seite wird der Tropfen abgerundet und es treten sehr schnell kleinste Ablösungen von „schnell zerfallenden Filmstrukturen“ auf [Sc03]. Es handelt sich dabei um die Grenzschicht im Tropfen, die infolge der steigenden Schubspannung abreißt. Durch den Flüssigkeitsabtrag nimmt die Tropfenmasse ab.

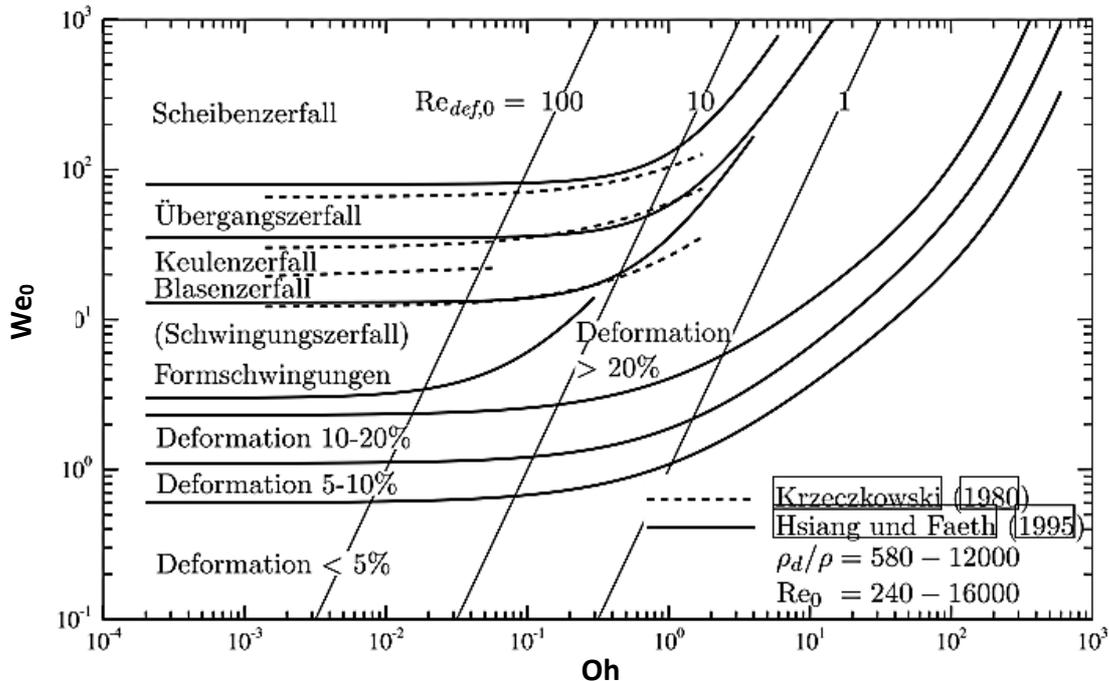
Steigt die Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase weiter an und Weber-Zahlen werden größer als 350 kommt es an der Oberfläche der Tropfen zu kurzwelligen Störungen, die eine große Amplitude aufweisen. Durch die starke Scherkraft der Hauptströmung kommt es infolge dessen zu einer Ablösung feinen Nebels, wobei sich der Tropfen anschließend plötzlich zersetzt. Eine Darstellung dieser Zerfallsart, die als Wellenkammerzerfall geläufig ist, zeigt Abbildung 3.5 [SW03].

Um diese Reibungskräfte innerhalb des Flüssigkeitstropfens ebenfalls zu erfassen, da sie für die Zerfallsprozesse eine wichtige Rolle spielen, wird eine weitere dimensionslose Kennzahl eingeführt. Die Ohnesorge-Zahl Oh ist der Quotient der Viskosität der Flüssigkeit zur Oberflächenspannung zwischen den Fluiden.

$$Oh = \frac{\mu_p}{\sqrt{\rho_p d_p \sigma}} \quad (\text{Gl. 3.62})$$

Wie in Diagramm 3.2 gezeigt, werden die Bereiche der Zerfallsarten durch verschiedene Wertekombinationen von Weber- und Ohnesorge-Zahl festgelegt. Für Ohnesorge-Zahlen, die unterhalb von einem Wert von 0.01 liegen, erkennt man, dass die Zerfallsart nur von der Weber-Zahl abhängt. Die Oberflächenspannung übt hier die dominante Kraft aus. Steigt die

Ohnesorge-Zahl über diesen Wert, verschieben sich die Zerfallsmechanismen zu höheren Weber-Zahlen und der Einfluss der dynamischen Viskosität wird verstärkt.



Diagr. 3.2: Weber-Zahl als Funktion der Ohnesorge-Zahl [Sc03]

Ebenso wird die Reynolds-Zahl Re zur Charakterisierung der dispersen Zweiphasenströmung verwendet. Sie wird zum einen für die Gasströmung definiert als

$$Re_G = \frac{\rho_G u^2 d_p}{\mu_G} \quad (\text{Gl. 3.63})$$

und zum anderen als Reynolds-Zahl des Tropfens, mit der die Umströmung einzelner Tropfen und damit die Spannungsverteilung auf der Tropfenoberfläche charakterisiert werden kann, definiert [SW03].

$$Re_p = \frac{\sqrt{\rho_G \rho_P} u d_p}{\mu_P} \quad (\text{Gl. 3.64})$$

Der Vollständigkeit halber soll an dieser Stelle noch ein weiterer Parameter zur Untersuchung der Zerfallsprozesse angegeben werden: die dimensionslose Zeit t^* , die die Dauer eines Tropfenzerfalls angibt.

$$\frac{t}{t^*} = t \frac{u}{d_p} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_P}} \quad (\text{Gl. 3.65})$$

Die zum Zerfall der Flüssigkeit erforderliche Zeitdauer hängt nach dieser Definition sowohl vom Durchmesser des Tropfens, als auch der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen

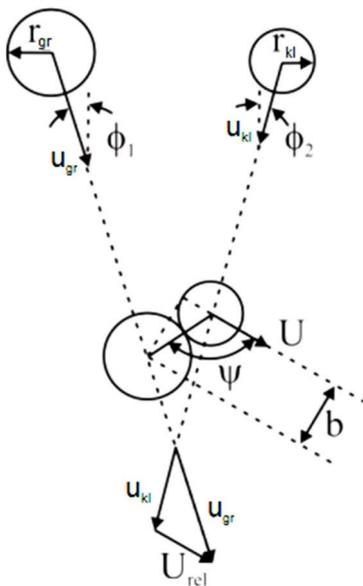
und Gas und ebenso vom Dichteverhältnis der beiden Fluide ab.

Weiterhin wird mit der Bond-Zahl Bo der Quotient aus der aufgeprägten Beschleunigungskraft und der Oberflächenkraft gebildet. Die Bond-Zahl wird damit zu

$$Bo = \frac{\rho_G a d_p^2}{\sigma} \quad (\text{Gl. 3.66})$$

definiert.

Neben den Zerfallsarten die für die Simulation der Düsenströmung im Krümmer eine Rolle spielen müssen, weitere Effekte berücksichtigt werden. Ist die Beladung der Strömung relativ gering kann man oft von einer Beeinflussung der Strömung durch die Partikelkollisionen absehen und zur Berechnung wird eine Zwei-Wege-Kopplung zwischen Gas und Tropfen herangezogen [Hi72]. Je nach Stokes-Zahl findet dann eine gegenseitige Beeinflussung der Fluide statt. Für höhere Beladungen ist es hingegen nötig eine Vier-Wege-Kopplung der Strömung zu modellieren, bei der die Kollisionen der Partikel berücksichtigt werden müssen. Diese treten aufgrund unterschiedlicher Geschwindigkeiten und Trajektorien der Tropfen auf.



Untersuchungen, deren Gegenstand die Kollision von Tropfen sind, zeigen, dass der Zusammenprall zweier Tropfen maßgeblich durch die Parameter Aufprallenergie, Größenverhältnis der aufeinandertreffenden Tropfen, Dichten der Fluide und die Viskosität des umgebenden Gases bestimmt sind [Pf10]. Zur weiteren Beschreibung sind in Abbildung 3.6 die relevanten Größen eingetragen. Zusätzlich zu den Tropfenradien r_{kl} , r_{gr} und deren entsprechenden Geschwindigkeiten u_{gr} und u_{kl} sind der Aufprallwinkel ψ und der Aufprallparameter b eingetragen, die die Kollision maßgeblich bestimmen. Der Aufprallparameter b stellt die Projektion des Abstandes zwischen den Mittelpunkten der kugelförmigen Tropfen senkrecht zur Relativgeschwindigkeit u_{rel} zwischen diesen dar.

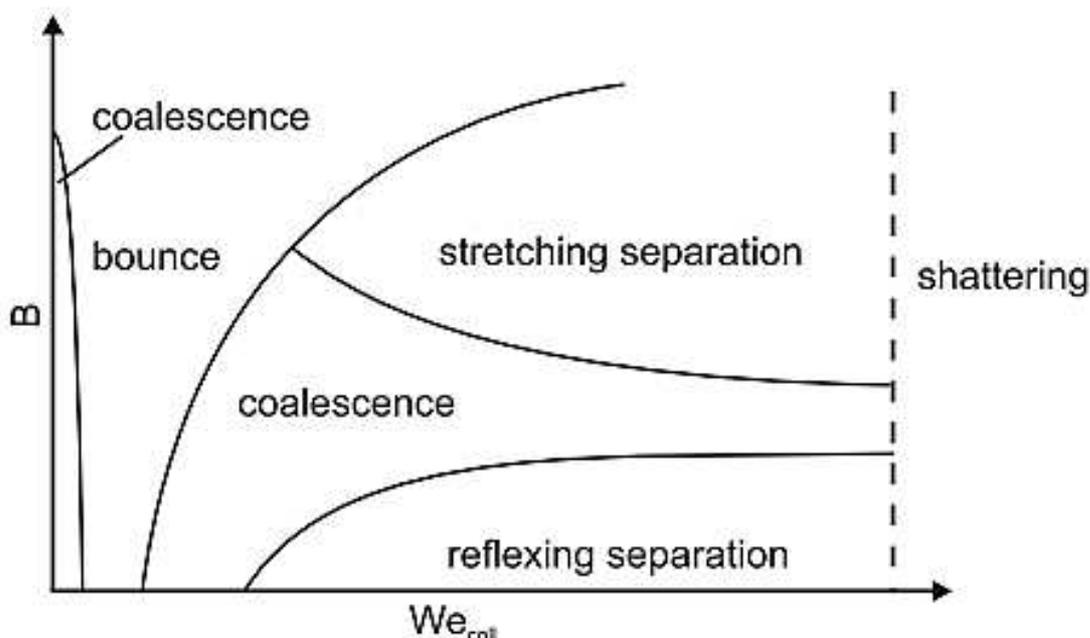
Abb. 3.6: Parameter bei der Tropfenkollision [Pf10]. ϕ_1 und ϕ_2 sind die Winkel zwischen der Flugbahn und der senkrechten Richtung. Mit den aufgeführten Größen ergibt sich die Relativgeschwindigkeit zu

$$u_{rel} = \sqrt{u_{gr}^2 + u_{kl}^2 - 2u_{gr}u_{kl} \cos(\phi_1 + \phi_2)} \quad (\text{Gl. 3.67})$$

Zur Charakterisierung des Aufpralls wird der dimensionslose Aufprallparameter B herangezogen, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann und definiert ist zu

$$B = \frac{b}{r_{gr} + r_{kl}} \quad (\text{Gl. 3.68})$$

Ein Aufprallparameter von $B = 0$ gibt danach an, dass die kollidierenden Tropfen exakt auf einer Bahn liegen. Für einen Wert von 1 berühren sich die Tropfen tangential. Für Werte innerhalb dieses Intervalls treffen beim Aufprall nur Teilflächen der Tropfen gegeneinander. Ähnlich wie beim Tropfenzerfall werden auch hier in Abhängigkeit der Kollisions-Weber-Zahl, die hierbei mit dem kleineren der Tropfendurchmesser gebildet wird, verschiedene Bereiche kategorisiert. Bei kleinen Geschwindigkeiten, sowie geringen Tropfendurchmessern stoßen sich die Tropfen wie einem elastischen Stoß wieder ab und es kommt lediglich zu einer Änderung der Trajektorien der Tropfen. Das Verschmelzen der Tropfen wird aufgrund der geringen Aufprallenergie durch einen dünnen Luftfilm verhindert, es sei denn, die Geschwindigkeit ist so gering, dass genügend Zeit vorhanden ist bis das Luftpolster verdrängt wird. Ein weiterer Bereich ist anschließend das Verschmelzen, bei denen der Tropfenimpuls ausreicht, um den Luftfilm und die Oberflächenspannung zu überwinden, wobei zwischen kurzzeitigem und dauerhaftem Verschmelzen unterschieden wird. Für den Fall, dass die Schwingung, die durch den Zusammenprall ausgelöst wird, stärker ist als die Oberflächenspannung, trennen sich die Tropfen wieder, wobei ebenfalls kleinere Tropfen herausgelöst werden können [BJL72]. Das geschieht ebenso wenn der Aufprallparameter B zu groß ist und die Tropfen eine zu geringe Berührungsfläche haben um einen stabilen Tropfen zu bilden. Zum sogenannten Tropfenaufbruch kommt es bei sehr hohen Geschwindigkeiten. Dabei zerschellen die Tropfen bei der Kollision, da die Oberflächenspannung bei Weitem nicht ausreicht, um den Stoß abzdämpfen, unabhängig vom Aufprallparameter B [QL97]. Eine qualitative Gegenüberstellung der Bereiche zeigt Diagramm 3.3.



Diagr. 3.3: Interaktion der Tropfen in Abhängigkeit von We_{coll} und B [Pf10]

Bei den für diese Dissertation verwendeten Versionen des kommerziellen Simulationsprogramms Star CCM+ der Firma CD-adapco war es bis dato nicht möglich, Partikel, die im Lagrange'schen System betrachtet werden, in die Eulerphase einer VoF-Methode (siehe Kapitel 3.4.2) zu integrieren. An dieser Stelle soll das Verhalten der Tropfen beim Aufschlag

auf eine Wasseroberfläche aber der Vollständigkeit halber erwähnt sein. Beim Aufschlag eines Wassertropfens auf der Wasseroberfläche werden in Abhängigkeit der Weber-Zahl vier Bereiche unterschieden, die in Abbildung 3.7 dargestellt sind.

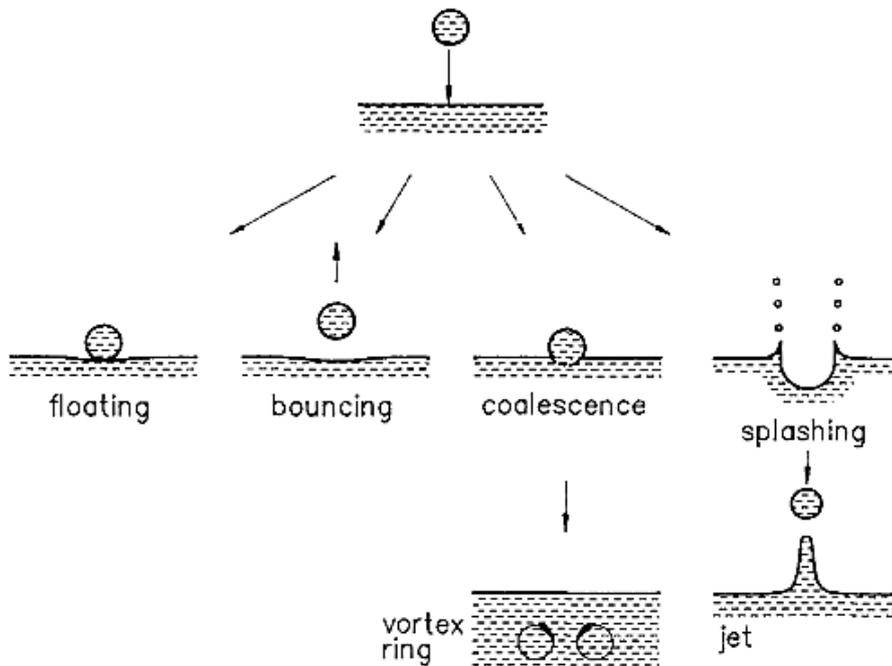


Abb. 3.7: Einschlag des Tropfens auf der Wasseroberfläche [Re93]

Bleibt der Tropfen auf der Wasseroberfläche liegen oder wird leicht reflektiert, wird das als „floating“ und als „bouncing“ bezeichnet, was jedoch nur bei sehr geringen Weber-Zahlen und ebenfalls sehr hoher Reinheit der Flüssigkeit vorkommt [Re93]. Die typischen Fälle unterscheiden jedoch prinzipiell zwischen dem Verschmelzen des Tropfens mit der Flüssigkeit, wobei diese nur minimal gestört wird und unterhalb der Oberfläche ein Wirbelring gebildet wird, und dem Tropfeneinschlag, bei dem die Wasseroberfläche extrem gestört wird. Bei höheren Weber-Zahlen tritt ausschließlich dieses Verhalten auf. Es kommt dabei zunächst zu einem Krater, an dessen Rand sich eine Krone ausbildet. Durch dessen anschließenden Zerfall wird unter der Wasseroberfläche eine Luftblase eingeschlossen, wodurch anschließend eine Wassersäule entsteht, die als Strahl aus dem Wasser in der Mitte der Krone schießt [Re93].

3.4.2 Euler-Euler-Methode

Bei geschichteten Oberflächenströmungen, bei denen die Lage der Trennflächen zwischen den Fluiden von Bedeutung ist und die Fluide nicht mischbar sind, findet eine andere Vorgehensweise als bei Dispersionen statt. Wird eine Zweiphasenströmung betrachtet, wird davon ausgegangen, dass zu jeder Zeit im gesamten Rechengebiet zwei Sätze von Zustandsgrößen existieren, sich die Phasen also durchdringen. Diese Methode wird auch Volume-of-Fluid-Modell, kurz VoF-Modell genannt und erstmals im Jahr 1981 von Hirt und Nichols vorgeschlagen wurde. Das bei der Euler'schen Betrachtungsweise resultierende Gleichungssystem wird über Phasenwechselwirkungsterme miteinander gekoppelt. Über die

sogenannte Phasenmittelung werden die Grundgleichungen aus den Navier-Stokes Gleichungen abgeleitet. Dazu wird zunächst eine Phasenfunktion für die Phase k aufgestellt, die mit ε_k bezeichnet wird und innerhalb der Phase k den Wert 0, außerhalb der Phase k den Wert 1 annimmt. Jeweils an der Trennfläche zwischen den betrachteten Fluiden findet ein Sprung von 0 auf 1 statt. Durch eine zeitliche Mittelung dieser Phasenfunktion erhält man den lokalen, volumetrischen Phasengehalt, der eine neue Zustandsgröße für die jeweilige Phase darstellt und Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann [LO09].

$$\bar{\varepsilon} = a_k, \quad \text{mit } k = L, G \quad (\text{Gl. 3.69})$$

Die Summe der Phasengehalte für beide Phasen ergibt sich per Definition immer zu 1.

$$a_L + a_G = 1 \quad (\text{Gl. 3.70})$$

Für die Geschwindigkeitskomponenten ergibt sich mit Hilfe der Phasenmittelung

$$\bar{\vec{u}}_k = \frac{1}{\bar{\varepsilon}_k \cdot \Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \varepsilon_k(t) \cdot \vec{u}(t) dt. \quad (\text{Gl. 3.71})$$

Für die Temperatur ergibt sich

$$\bar{T}_k = \frac{1}{\bar{\varepsilon}_k \cdot \Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \varepsilon_k(t) \cdot T(t) dt. \quad (\text{Gl. 3.72})$$

Diese Phasenmittelwerte stellen einen Mittelwert dar, der mit der Phasenfunktion ε_k gewichtet ist und jeweils nur diejenigen Zeitintervalle berücksichtigt, in denen die Phase an einem definierten Messpunkt auch tatsächlich vorhanden ist.

Ähnlich wie bei der Definition der Turbulenz existieren für beide Phasen Schwankungswerte, die als

$$\vec{u} = \bar{\vec{u}}^k + \vec{u}'^k \quad (\text{Gl. 3.73})$$

und

$$T = \bar{T}^k + T'^k \quad (\text{Gl. 3.74})$$

definiert sind [FP96].

Die Navier-Stokes-Gleichungen können damit ebenso auf ein Zweiphasensystem angewendet werden [Ko05]. Mit der Phasenmittelung ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \rightarrow \overline{\varepsilon_k \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u})} = 0 \quad (\text{Gl. 3.75})$$

Durch Umformung, die der einschlägigen Literatur entnommen werden können, erhält man

$$\frac{\overline{\partial \varepsilon_k \cdot \rho}}{\partial t} + \overline{\nabla(\varepsilon_k \rho \bar{u})} = \underbrace{\rho \frac{\partial \varepsilon_k}{\partial t} + \rho \bar{u} \nabla \varepsilon_k}_{\text{Massenquelle/-Senke}} \quad (\text{Gl. 3.76})$$

Wobei der rechte Term als Quelle oder Senke Γ_k verstanden werden kann, der den Massenaustausch zwischen den beiden Phasen wiedergibt, beispielsweise beim Kondensieren von Wasser. Für die beiden Phasen gilt immer, dass die Quelle der einen Phase gleich der Senke der anderen Phase ist, damit die Kontinuitätsgleichung erfüllt ist [Ko05].

Für den in dieser Arbeit betrachteten Bereich kleiner Geschwindigkeiten, bei denen die Mach-Zahl unterhalb von 0.3 liegt ist die Strömung inkompressibel. Damit ergeben sich die Navier-Stokes-Gleichungen zu

Kontinuitätsgleichung

$$\rho_k \left\{ \frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \bar{u}_k) \right\} = \Gamma_k \quad (\text{Gl. 3.77})$$

Impulsgleichung für $i = 1, 2, 3$

$$\rho_k \left\{ \frac{\partial \alpha_k \bar{u}_i^k}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \bar{u}^k \bar{u}_i^k) \right\} = -\alpha_k \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nabla[\alpha_k (\tau^k + \tau^{\text{Re},k})]_i + u_i^k \Gamma_k + f_{k,i} + M_{k,i} \quad (\text{Gl. 3.78})$$

$u_i^k \Gamma_k$ ist dabei der Impulsübertrag zwischen den ausgetauschten Massen, $f_{k,i}$ ist ein Auftriebsterm, M ist der Impulsaustauschvektor.

Die Reynolds-Spannungen der einzelnen Phasen $\tau^{\text{Re},k}$ in der Impulsgleichung werden dabei modelliert. Ebenso muss die Wirkung der turbulenten Schwankungsbewegung modelliert werden. Bei kleinen Volumenanteilen wird oft nur ein Turbulenzmodell für die kontinuierliche Phase verwendet. Haben die beiden Fluide keine Relativgeschwindigkeit ist es aber auch möglich ein Modell für beide Phasen zu nutzen.

Für den Fall, dass die Strömung nicht isotherm ist, wird zusätzlich die Energiegleichung benötigt. Sie ergibt sich zu

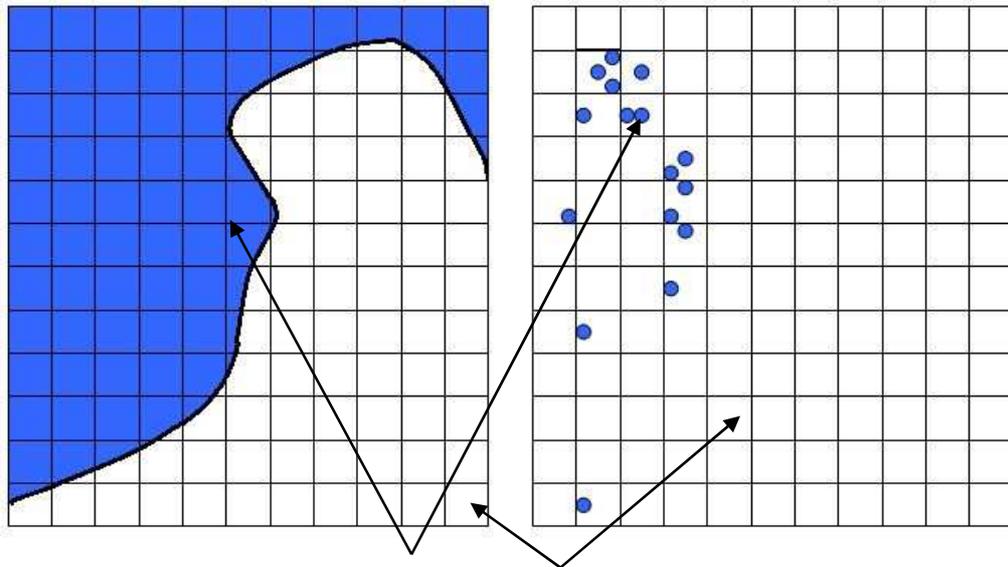
$$\rho_k c_{vk} \left\{ \frac{\partial \alpha_k \bar{T}_k}{\partial t} + \nabla(\alpha_k \bar{u}^k \bar{T}_k) \right\} = \nabla[\alpha_k (\bar{q}^k + \bar{q}^{\text{Re},k})]_m + \bar{e}_{tot}^k \Gamma_k + E_k \quad (\text{Gl. 3.79})$$

mit

$$\bar{e}_{tot}^k \Gamma_k = c_{vk} \bar{T}_k + 0.5 \bar{u}_k^2. \quad (\text{Gl. 3.80})$$

Die Oberfläche wird als Teil der Lösung numerisch berechnet und muss die kinematische Randbedingung erfüllen, nach der kein Durchfluss über die freie Oberfläche erfolgt. Ebenso muss die dynamische Randbedingung erfüllt sein, nach der sich ein Gleichgewicht zwischen den an der Oberfläche wirkenden Normal- und Tangentialkräften einstellt [PT09][Ma11].

Diese Methode eignet sich prinzipiell zur Beschreibung aller Mehrphasenströmungen. Speziell für disperse Strömungen ergibt sich aber der Nachteil, dass die Netzauflösung extrem fein sein muss, wie in Abbildung 3.8 gezeigt. Im linken Teil des Bildes ist die Netzauflösung fein genug, so dass näherungsweise die exakte Kontur der Phasengrenze aufgelöst wird. Im Vergleich dazu ist in der rechten Bildhälfte eine Düsenströmung gezeigt. Mit einer derart groben Gitterauflösung, wie sie hier gezeigt ist, lassen sich die Tropfen nicht auflösen.



Zweiphasensystem: Wasser und Luft

Abb. 3.8: Gitterauflösung bei Verwendung des VoF-Modells

Dadurch wird der Rechenaufwand gerade bei großen Abmessungen und feinen Fluidfilamenten extrem erhöht. Für praktische Anwendungen wird dieses Verfahren daher schnell praxisuntauglich [PT09][LHB05].

3.4.2.1 Charakteristika der Strömung

Die Wellenbewegung der Wasseroberfläche im Regelungsventil wird durch die darüber liegende Luftströmung induziert. In diesem Abschnitt sollen daher die Grundlagen dieses Mechanismus und einige Eigenschaften der Wellen erläutert werden.

Die Wellenerzeugung an der Wasseroberfläche erfolgt durch sogenannte Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten. Bereits 1868 beschrieb Hermann v. Helmholtz das Phänomen des Anwachsens einer kleinen Störung in der Schwertschicht zwischen zwei geschichteten Fluiden, die mit unterschiedlicher Geschwindigkeit strömen. 3 Jahre später löste Lord Kelvin das resultierende Instabilitätsproblem, wodurch sich die räumliche und zeitliche Ausbreitung der aufgeprägten Störung beschreiben lässt [Mi57].

Nach der Theorie werden zwei geschichtete Fluide betrachtet, wobei sich das obere Fluid, im vorliegenden Fall Luft, mit der Geschwindigkeit u_1 bewegt. Entsprechend bewegt sich das untere Fluid, hier Wasser, mit der Geschwindigkeit u_2 , wie in Abbildung 3.9 dargestellt.

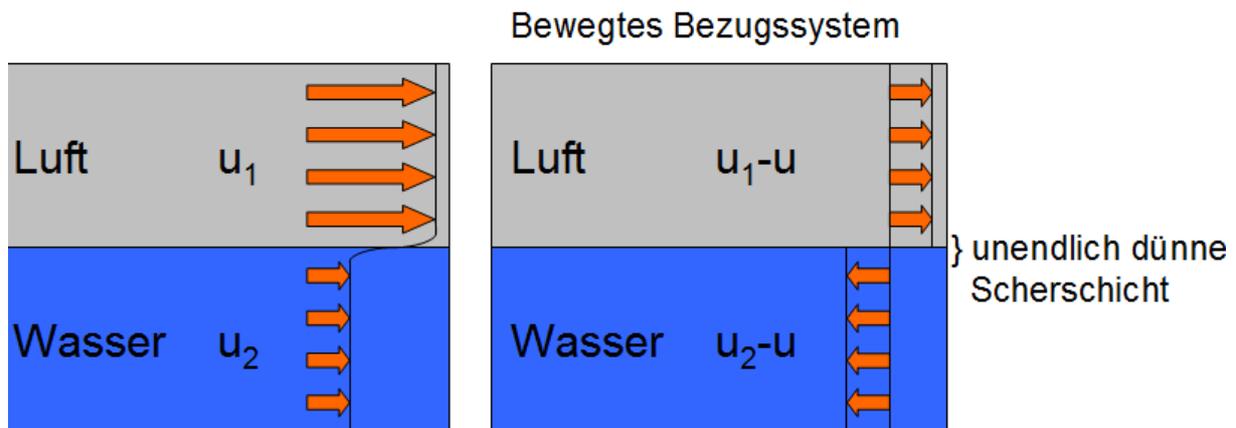


Abb. 3.9: Ursprüngliches und bewegtes, idealisiertes System

Die Scherschicht selbst ist für diese Modellvorstellung als unendlich dünn angenommen und das Bezugssystem wird mit der Geschwindigkeit

$$u = \frac{u_1 - u_2}{2} \quad (\text{Gl. 3.81})$$

mitbewegt, so dass das ursprüngliche System in das System im rechten Teil der Abbildung überführt werden kann.

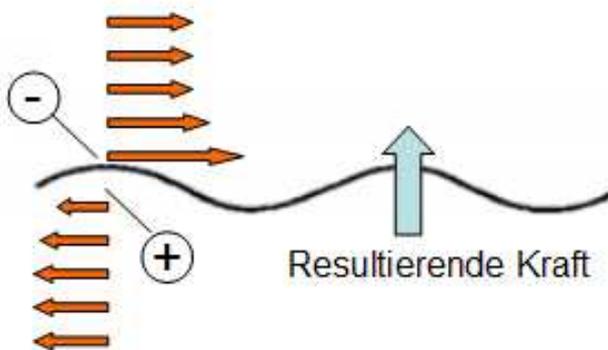


Abb. 3.10: Geschwindigkeit und Druck an der Scherschicht

Wird die Scherschicht zwischen den Fluiden wie in Abbildung 3.10 ausgelenkt, ergibt sich nach der Bernoulli-Gleichung

$$\frac{1}{2} \rho u^2 + p_{stat} = p_{ges} = const. \quad (\text{Gl. 3.82})$$

oberhalb der Auslenkung der Scherschicht aufgrund der höheren Geschwindigkeit ein Unterdruck, unterhalb der Auslenkung aufgrund der geringeren Geschwindigkeit entsprechend ein Überdruck. Diese Druckverteilung resultiert zum einen in einer nach oben gerichteten Kraft auf die Scherschicht, zum anderen wird diese Auslenkung durch die höhere Geschwindigkeit an der oben liegenden Seite nach rechts abtransportiert. Die Instabilität ist demnach abhängig von einem Strömungsprofil, das einen Wendepunkt aufweist, und nicht von der Viskosität

der Fluide. Wird die Scherschicht sinusförmig ausgelenkt, erkennt man, dass die Wellenberge und -Täler, wie in Abbildung 3.11 zu sehen, aufeinander zulaufen und die Scherschicht sich durch diese Bewegung aufwickelt [Be06].

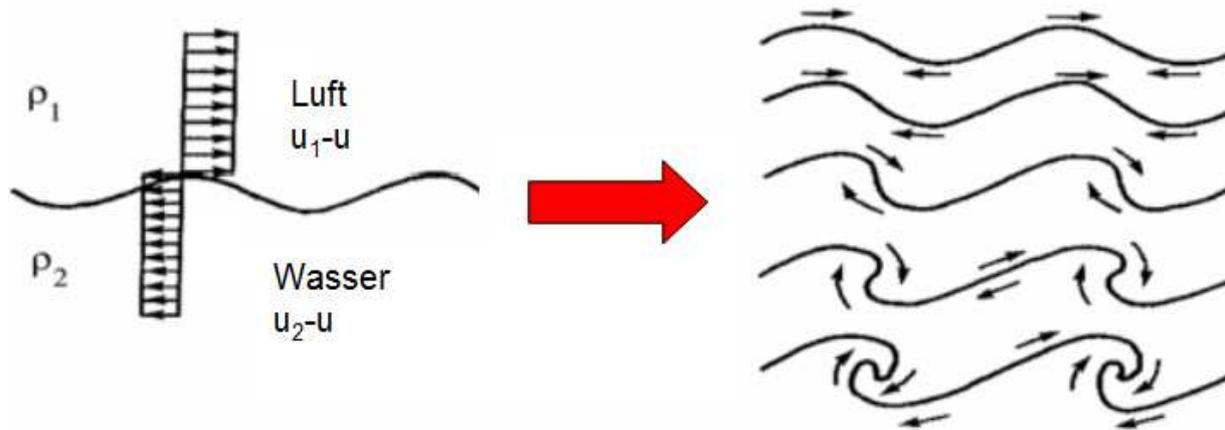


Abb. 3.11: Auslenkung der Scherschicht zwischen zwei Fluiden, nach [CB11]

Sind die Geschwindigkeiten der Fluide gleich groß und entgegengerichtet, ergibt sich eine absolute Instabilität. Das bedeutet, dass die Störung am betrachteten Ort steht und mit der Zeit anwächst. Im Gegensatz dazu existiert noch die konvektive Instabilität, wobei die Störung von Ort abtransportiert wird und räumlich anwächst. Die Oberflächenspannung, sowie die Schwerkraft stabilisieren die Scherschicht.

Durch die Richardson-Zahl Ri wird das Verhältnis von stabilisierenden Auftriebskräften und destabilisierenden Kräften durch die Scherung wiedergegeben.

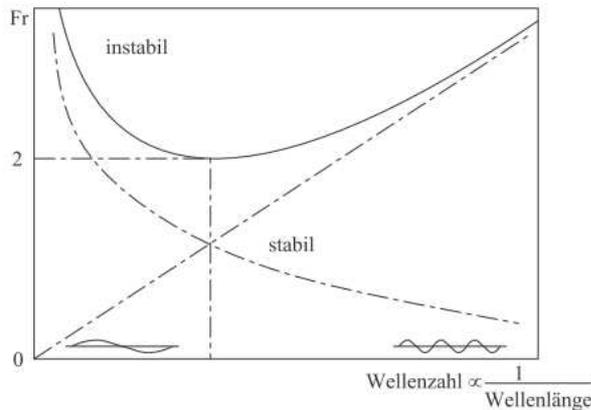
$$Ri = \frac{-g \frac{d\rho}{dy}}{\left(\frac{du}{dy}\right)^2} \quad (\text{Gl. 3.83})$$

Prinzipiell hängt es von der Wellenlänge ab, ob Störungen angefacht werden oder abklingen. Mit der modifizierten Froude-Zahl

$$Fr_{\text{mod}} = \frac{\rho_1 \rho_2 (u_1 - u_2)^2}{(\rho_1 - \rho_2) \sqrt{(\rho_1 + \rho_2) g \sigma}} \quad (\text{Gl. 3.84})$$

ergibt sich ein Kriterium für den Übergang von glatter geschichteter Strömung zu einer wellenbehafteten Strömung für mittlere Wellenlängen, der bei einer modifizierten Froude-Zahl von 2 auftritt, wie in Diagramm 3.4 dargestellt [Eh13]. Lange Wellen werden über die Schwerkraft stabilisiert, kleine über die Oberflächenspannung.

[Be06] gibt eine Windgeschwindigkeit von 7 m/s über Wasser an, bei der sogenannte Kapillarwellen erzeugt werden.



Diagr. 3.4: Stabilitätsdiagramm für das Kelvin-Helmholtz - Problem [Eh13]

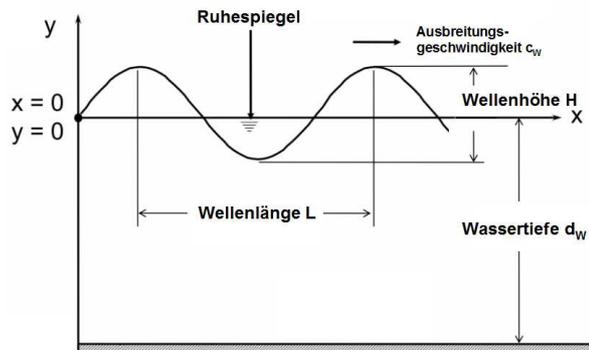


Abb. 3.12: Geometrische Parameter einer Welle

Im Folgenden sollen die gängigen Begriffe bei der Beschreibung von Wellen vorgestellt werden. Unter dem Oberbegriff Wasserwelle werden die transversalen Oberflächenwellen an der Grenzfläche zwischen Wasser und Luft zusammengefasst. Die Abbildung 3.12 gibt einen Überblick über die wichtigsten Größen einer Welle. Dazu gehören die Wellenhöhe H , -länge L_w und die sich daraus ergebene Wellensteilheit S , die definiert ist zu

$$S = \frac{H}{L_w}. \quad (\text{Gl. 3.85})$$

Die Zeit für eine vollständige Welle gibt die Wellenperiode an, aus dem Kehrwert ergibt sich schließlich die Wellenfrequenz, daraus die Fortschrittsgeschwindigkeit. Außerdem von Interesse ist die Tiefe des Wassers d . Oberhalb des Ruhespiegels bezeichnet man als Wellenberg, den höchsten Punkt der Welle als Wellenkamm. Der Bereich unterhalb des Ruhespiegels wird als Wellental bezeichnet.

Man unterscheidet in Abhängigkeit der Wellenlänge Kapillarwellen und Schwerewellen. Bei den Schwerewellen überwiegt der Einfluss der Massenträgheit und der Schwerkraft gegenüber dem Einfluss der Oberflächenspannung. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Schwerewelle in tiefem Wasser, auch Phasengeschwindigkeit genannt, ist zu

$$c_{w,sw} = \frac{\omega}{k} = \sqrt{\frac{g}{k}} \quad (\text{Gl. 3.86})$$

mit der Wellenzahl

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{Gl. 3.87})$$

und der Kreisfrequenz

$$\omega = 2\pi \cdot f \quad (\text{Gl. 3.88})$$

definiert, woraus sich für lange Wellen eine höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit ergibt [Be06]. Damit sind Schwerewellen dispersiv, die Phasengeschwindigkeit variiert also mit der Wellenlänge.

Als Abgrenzung zu den kurzwelligen Kapillarwellen ist die Kapillarlänge zu

$$L_{Kap} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \cdot g}} \quad (\text{Gl. 3.89})$$

definiert. Für Wasser liegt die Grenze bei etwa 1.71 cm. Die Bewegung der Welle ist unterhalb dieser Wellenlänge hauptsächlich durch die Oberflächenspannung des Fluids bestimmt ist. Die Phasengeschwindigkeit von Kapillarwellen ergibt sich zu

$$c_{W,Kap} = \sqrt{\frac{2 \cdot \pi \cdot \sigma}{\rho \cdot \lambda}} \quad (\text{Gl. 3.90})$$

Es wird deutlich, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit mit abnehmender Wellenlänge ansteigt. Das wird als anormale Dispersion bezeichnet [Ku07].

Muss der Einfluss der endlichen Wassertiefe berücksichtigt werden, ergibt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit allgemein zu

$$c_w^2 = \frac{g}{k} \cdot \tanh(k \cdot d_w) \left(1 + \frac{\sigma \cdot k^2}{\rho \cdot g} \right) \quad (\text{Gl. 3.91})$$

Danach werden kurze Wellen durch die Wassertiefe quasi nicht beeinflusst, lange Wellen werden hingegen abgebremst.

Die Eigenschaft der Flüssigkeit, die die Position der Wasseroberfläche gerade bei Kapillarwellen maßgeblich festlegt, ist die Oberflächenspannung, die an dieser Stelle kurz erläutert werden soll.

Während innerhalb des Fluids die molekularen Kräfte gleichmäßig in alle Raumrichtungen wirken, ergibt sich am Rand der Oberfläche eine nach innen gerichtete Resultierende. Eine Vergrößerung der Oberfläche benötigt demnach Energie, die sogenannte Grenzflächenenergie. Nach [SKK13] lässt sich diese Energie auch als Quotient aus der Kraft F , die an einem Kurvenelement angreift, und der Länge dieses Elements s ausdrücken, wie in Abbildung 3.13 gezeigt.

$$\sigma = \frac{dF}{ds} \quad (\text{Gl. 3.92})$$

Die Kraft wirkt dabei als Zugkraft, die tangential an der Grenzfläche zwischen zwei Fluiden angreift. Die Oberflächenspannung ist unter anderem abhängig von der Temperatur, der chemischen Zusammensetzung und auch der Reinheit des betrachteten Fluids und wird experimentell bestimmt und in der Einheit [J/m] angegeben [FP08][Wo03].

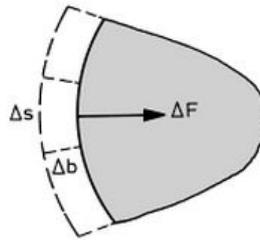


Abb. 3.13: Definition der Oberflächenenergie aus [SKK13]

Für den Rand eines zu untersuchenden Strömungsgebietes, der oft durch eine Wand begrenzt wird, stellen sich durch die Oberflächenspannung charakteristische Randwinkel ein. Diese können mit der Young'schen Gleichung berechnet werden.

$$\sigma_{13} - \sigma_{12} = \sigma_{23} \cos(\alpha) \quad (\text{Gl. 3.93})$$

Wie in Abbildung 3.14 veranschaulicht, unterscheidet man nach der Größe von α :

$\alpha = 0$	$\alpha = 0^\circ$	Die Wand wird vollständig benetzt (zum Beispiel: Petroleum, Glas, Luft)
	$0^\circ < \alpha < 90^\circ$	Spitzer Winkel, die Wand wird teilweise benetzt (zum Beispiel: Wasser, Glas, Luft)
$0^\circ < \alpha < 90^\circ$	$90^\circ < \alpha < 180^\circ$	Stumpfer Winkel, die Wand wird teilweise benetzt (zum Beispiel: Quecksilber, Glas, Luft).
	$90^\circ < \alpha < 180^\circ$	

Abb. 3.14: Randwinkel an Grenzflächen, nach [SSK13]

Über die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenspannung folgt die sogenannte Marangoni-Konvektion. Diese sorgt für eine konvektive Strömung, die aus einem Temperatur- und damit Oberflächenspannungsunterschied in der Grenzfläche resultiert. Das Fluid bewegt sich aus dem Bereich höherer zum Bereich niedrigerer Temperatur. Als Kennzahl wird dafür die Marangoni-Zahl herangezogen, die zu

$$Ma_\sigma = -\frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\Delta T L}{\eta a_T} \quad (\text{Gl. 3.94})$$

mit a_T : Temperaturleitfähigkeit

definiert ist.

3.4.3 Wandfilm

Der Wandfilm, der sich aus der Düsenströmung innerhalb des Krümmers an der Innenwand bildet und in die Tasse hinab läuft, wird in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe eines Fluidfilmmodells in der Software Star CCM+ berücksichtigt. An dieser Stelle sollen daher noch kurz die verwendeten Gleichungen und Zusammenhänge aufgezeigt werden.

Die Gesamtmasse des modellierten Wasserfilms ergibt sich aus der Masse der Wassertropfen, die über die beiden Düsen in die Strömungsdomäne zugeführt werden. Nicht alle Wassertropfen werden in den Wandfilm aufgenommen, die genaue Masse ergibt sich aus der Definition

$$-m_F = m_{La} = \gamma \rho_{La} u_{La} \cdot A \alpha_{La}. \quad (\text{Gl. 3.95})$$

m_{La} ist der Massenstrom, der aus dem Lagrange'schen System abgezogen wird, und in den Wandfilm übergeht. Es werden nur die Tropfen in den Wasserfilm integriert, die auf der Wand des Krümmers auftreffen und nicht reflektiert werden. Als Maß dafür, wird die Größe γ als Einschlagseffizienz mit einem Wert zwischen 0 und 1 in der Gleichung verwendet. Zusätzlich ist es möglich, das Verhalten beim Tropfeneinschlag nach der Theorie von Bai-Gosman zu modellieren. Für eine genauere Darstellung wird an dieser Stelle auf [Ba96], [BG95] und [BRG02] verwiesen [St14].

Die Dicke des Wandfilms wird mit h_F (auch im Folgenden immer Index F für Film) bezeichnet und wird als Teil der Lösung berechnet. Die Kontinuitätsgleichung für den Wandfilm ergibt sich zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_F dV + \int_A \rho_F u_F \cdot dA = \int_V \frac{\Gamma_k}{h_F} dV. \quad (\text{Gl. 3.96})$$

Darin stellt Γ_k den Quellterm dar, der im Falle des Tropfeneinschlags positiv ist, aber auch negativ sein kann, wenn Tropfen zum Beispiel an scharfen Kanten aus dem Wandfilm herausgelöst werden, wie im nächsten Abschnitt erläutert.

Entsprechend zur Kontinuitätsgleichung ergibt sich die Impulsgleichung zu

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho_F u_F dV + \int_A \rho_F u_F u_F \cdot dA = \int_A T_F \cdot dA - \int_A p_F dA + \int_V \left(\rho_F F_K + \frac{\Gamma_k}{h_F} \right) dV \quad (\text{Gl. 3.97})$$

Hierbei stellt F_K die Körperkräfte, wie beispielsweise die Schwerkraft, Γ_k wieder einen Quellterm und T_F den viskosen Stresstensor dar. Genau wie bei der allgemeinen Behandlung von zwei nicht mischbaren Fluiden, werden an der Trennfläche die kinematische und dynamische Randbedingung eingehalten, die schon in Kapitel 3.4. vorgestellt wurden.

Die Druckverteilung innerhalb des Films ergibt sich letztlich in Abhängigkeit des Druckes am Interface zwischen Fluidfilm und Umgebungsgas zu

$$p_F(\xi) = p_{Inter} - \Gamma_k \cdot n - \rho_F F_K \cdot n (h_F - \xi) + \int_{\xi}^{h_f} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_F u_F \cdot n) d\xi. \quad (\text{Gl. 3.98})$$

Hierbei ist ξ die Koordinate, die senkrecht zur Wand liegt. Aufgrund der isothermen Betrachtung wird die Energiegleichung an dieser Stelle außer Acht gelassen.

Für das untersuchte Geometriemodell muss das Herauslösen von Tropfen aus dem Fluidfilm berücksichtigt werden. Es kann durch zwei Mechanismen geschehen: durch Instabilitäten, die in der benachbarten Hauptströmung begründet liegen, und das Herauslösen von Tropfen durch einen Strömungsabriss an scharfen Kanten des Geometriemodells [St14].

Der Prozess bei dem Tropfen durch Instabilitäten aus dem Flüssigkeitsfilm gelöst werden, gliedert sich in drei Bereiche. Es entstehen zunächst Wellen im Fluidfilm, die im zweiten Schritt aufgrund von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten Zylinder bilden, wie in Kapitel 3.3 erläutert. Diese werden schließlich aus dem Fluidfilm herausgelöst, wobei die Zylinder in kleinere runde Tropfen, nach den in Kapitel 3.3 beschriebenen Mechanismen, zerfallen.

Zur Vorhersage wann Tropfen aus dem Film gelöst werden, muss die Resonanzwellenlänge berechnet werden. Diese ergibt sich zu

$$\lambda_r = \frac{2\pi}{\rho_F \cdot F_K \cdot n} \left(\frac{1}{3} \rho \cdot u_{rel}^2 - \sqrt{\left(\frac{1}{3} \rho \cdot u_{rel}^2 \right)^2 - \rho_F \cdot F_K \cdot n \cdot \sigma} \right) \quad (\text{Gl. 3.99})$$

wobei u_{rel} die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeitsfilm darstellt. Mit Hilfe der Resonanzwellenlänge lässt sich die Mindestfluidhöhe bestimmen, ab der es zum Auftreten des Herauslösens von Tropfen kommt. Sie ist als

$$h_{\min} = c_H \cdot \frac{\lambda_r}{2\pi} \quad (\text{Gl. 3.100})$$

definiert. c_H ist hierbei ein Koeffizient für die Fluidfilmhöhe, über den das Herauslösen der Tropfen auch bei kleineren Filmhöhen realisiert werden kann, wenn der Wert von 1 unterschritten wird. Über die Formel

$$h_a = \pi \cdot \lambda_r \cdot \left[\frac{3}{4} \cdot \left(\frac{2}{c_D} \right)^3 \right]^2 \quad (\text{Gl. 3.101})$$

wird die Amplitude der Welle im Film bestimmt, woraus sich schließlich der Tropfendurchmesser zu

$$D_d = c_D \sqrt{\frac{\lambda_r \cdot h_a}{\pi}} \quad (\text{Gl. 3.102})$$

bestimmen lässt. c_{Drop} ist hierbei ein Koeffizient für den resultierenden Tropfendurchmesser. Im verwendeten Modell beträgt der Wert für c_{Drop} 3.78 womit er aus der Literatur über Rayleigh-Taylor Instabilitäten, wie zum Beispiel [GHP97], entnommen ist. Eine Erhöhung dieses Wertes führt zu größeren Tropfen beim Zerfall des herausgelösten Zylinders.

Der Strömungsabriss an den scharfen Kanten spielt vor allem im Bereich des Regelventils eine Rolle, wie in Abbildung 3.15 dargestellt. Dort läuft der Wandfilm senkrecht nach unten und

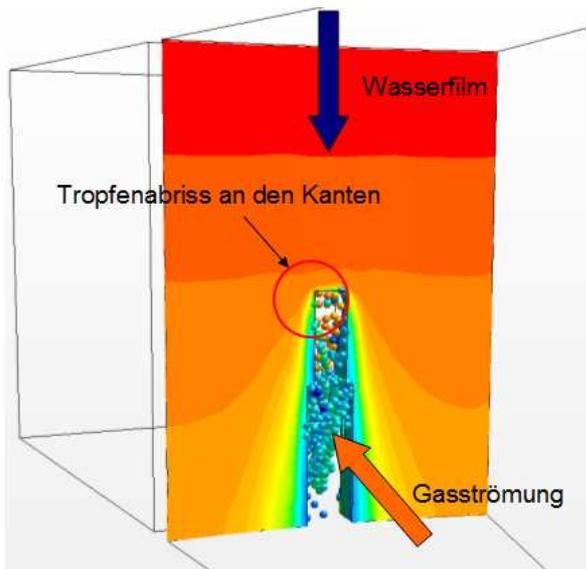


Abb. 3.15: Wandfilmstripping an Kanten

wird dann durch die Hauptströmung durch den Schlitz geblasen. Das in Star CCM+ implementierte Modell beruht auf der Theorie von Maroteaux [MLC02], der die Rayleigh-Taylor Instabilitäten für das Modell zugrunde legt [St14]. Das Kriterium für den Beginn der Ablösung ist hingegen [FLD07] entnommen, der verbesserte und auch experimentell bestätigte Ergebnisse anführt. Zur Berechnung wird demnach ein Kräfteverhältnis FR (Force Ratio) benötigt, das den Impulsfluss des Film zu den stabilisierenden Kräften aus Oberflächenspannung und Schwerkraft ins Verhältnis setzt. Das Verhältnis wird zu

$$FR = \frac{We_F}{1 + \frac{1}{\sin \theta} + Bo_F \cdot \frac{L_b}{h_F \sin \theta}} \quad (\text{Gl. 3.103})$$

definiert. Die darin enthaltenen Kennzahlen sind die Film-Weber-Zahl und die -Bond-Zahl, sowie die charakteristische Länge L_b die nach [AH85] zu

$$We_F = \frac{\rho_F \cdot u_F^2 \cdot h_F}{\sigma}, \quad (\text{Gl. 3.104})$$

$$Bo_F = \frac{\rho_F \cdot g_\theta^2 \cdot h_F^2}{\sigma}, \quad (\text{Gl. 3.105})$$

$$L_b = 0.0388 \cdot h_F^{0.5} \cdot Re_F^{0.6} \cdot We_{rel}^{-0.5}. \quad (\text{Gl. 3.106})$$

definiert sind. Nach [FLD07] liegt die kritische FR , oberhalb derer das Herauslösen von Tropfen auftritt, bei 1. Dabei wird jedoch nicht das gesamte Fluid des Films gelöst sondern nur ein Teil. Die Bestimmung der genauen Mengenanteile x_s wurde in experimentellen Arbeiten untersucht und in die untenstehenden vier Bereiche gegliedert [FLD07].

$$x_s = \begin{cases} 0 & Fr \leq FR_{krit} \\ 0.44 \cdot (FR - FR_{krit}) & FR_{krit} < FR \leq (FR_{krit} + 1.6) \\ 0.057 \cdot (FR - FR_{krit} - 1.6) + 0.704 & (FR_{krit} + 1.6) < FR \leq (FR_{krit} + 6.792) \\ 1 & (FR_{krit} + 6.792) < FR \end{cases}$$

Der Durchmesser des entstehenden Tropfens wird wiederum nach Gleichung 3.102 bestimmt.

4 Untersuchung der Strömung im Druckregelungssystem

4.1 Das Test-Modell aus Plexiglas

Das auf dem Betriebsgelände der DMT GmbH & Co. KG aufgebaute Plexiglasmodell für 4 m -Öfen im Maßstab 1:1 diente bei der bisherigen Entwicklung und Weiterentwicklung des Systems zur Dimensionierung für den individuellen Anwendungsfall auf der Kokerei und zur Untersuchung des Regelverhaltens [Li11]. Für diese Arbeit soll es als Grundlage für die Validierung der Strömungssimulationen herangezogen werden. Daher werden die geometrischen Abmaße und Randbedingungen für die durchgeführten Simulationen anhand der Abmessungen dieses Modells und der Betriebsbedingungen gewählt. Das vorliegende Kapitel gibt dazu einen Überblick über den Aufbau und die Funktion des Modells.

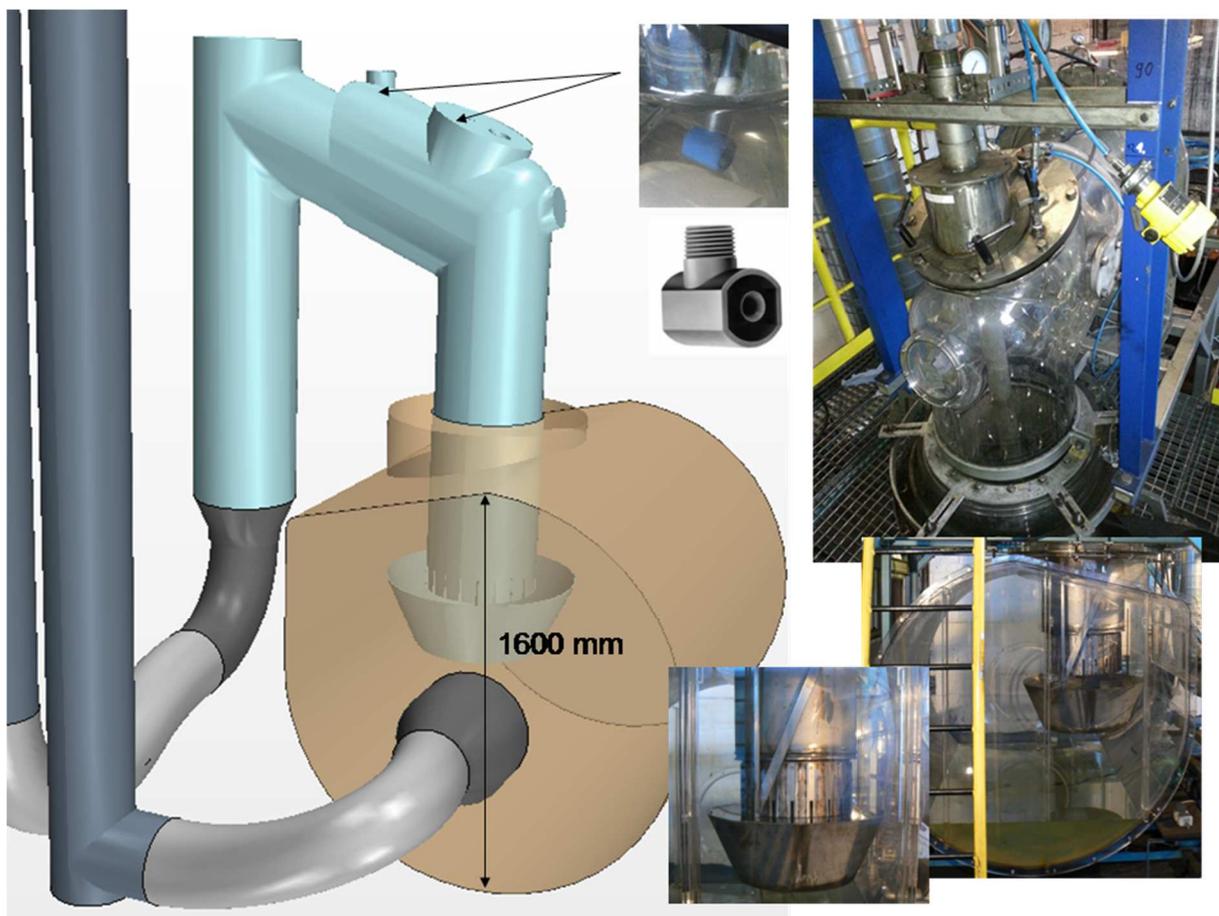


Abb. 4.1: Kernkomponenten des Modells

Abbildung 4.1 zeigt eine Gesamtübersicht des Systems als CAD-Modell und die zugehörigen Fotos des Modells in der Werkstatt. Als Kernkomponenten sind neben dem Druckregelungssystem, das aus dem Kronenrohr, der zugehörigen Verstellmechanik und der Tasse besteht, auch das Steigrohr mit angeschlossenem Krümmer sowie ein Teilabschnitt der Vorlage zu nennen. In einem aufwendigen Verfahren wurden alle Teile für das Modell komplett aus Plexiglas hergestellt. Aufgrund der Tatsache, dass die schwenkbare Tasse des neuen Modells aber deutlich besser einsehbar ist als beim alten Modell, wurde beim Umbau

vom alten zum neuen System beschlossen, die Tasse sowie den beweglichen Teil des Kronenrohres und die Tauchungen aus Edelstahl fertigen zu lassen. Aus konstruktiven Gründen ist ebenso das Gestänge aus Edelstahl gefertigt.

Im Krümmer sind zwei tangentielle Vollkegeldüsen der Firma Lechler (Typ 423.006 und 422.008) angeordnet, ebenfalls dargestellt in Abbildung 4.1, die mit einem Gegendruck von 2 bar betrieben werden. Damit ergibt sich ein konstanter Gesamtvolumenstrom von $4.3 \text{ m}^3/\text{h}$. Die Öffnungswinkel der Düsen betragen für die vordere Düse 120° und für die hintere Düse 90° , so dass der Krümmer und die Krone vollständig benetzt werden. Zusätzlich zum Wasserstrom durch die Düsen werden rund 11 Liter Wasser pro Minute für die drei Tauchungen am Modell benötigt. Für eine Übersicht über diese wird auf Kapitel 5 verwiesen. Das gesamte zugeführte Wasser sammelt sich zunächst in der Tasse und anschließend in der Vorlage, von wo aus es über zwei Pumpen wieder den Sprühdüsen und den Wassertauchungen zugeführt wird. Da das Wasser im Kreis geführt wird müssen am Modell lediglich Verluste durch Kondensation ausgeglichen werden.

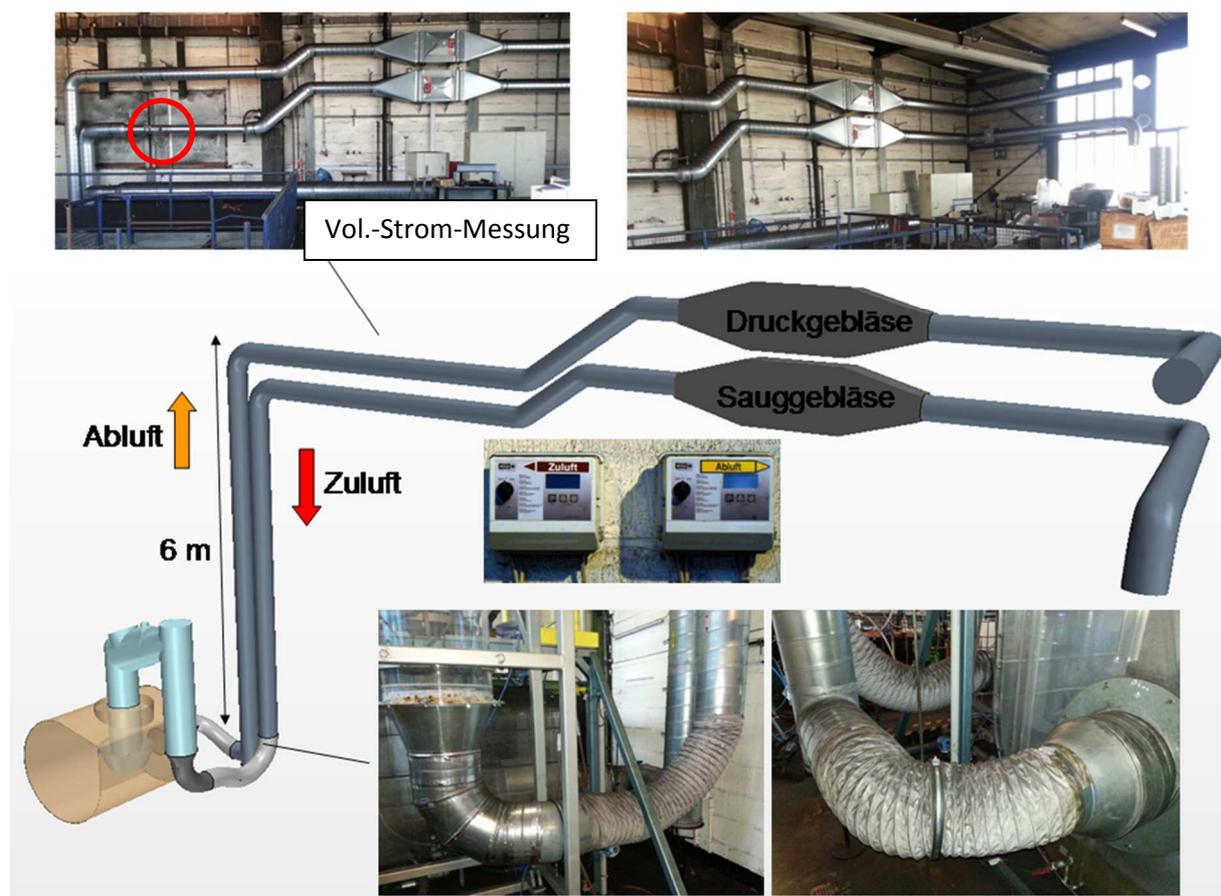


Abb. 4.2: Zuleitungen und Gebläse des Modells auf dem Betriebsgelände der DMT GmbH & Co. KG

Anstatt mit Kokereigas kann das Modell aus Sicherheitsgründen nur mit Luft betrieben werden. Wie in Abbildung 4.2 dargestellt, erstrecken sich die Leitungen zu den Komponenten des Modells über zwei Etagen einer Werkshalle. Ausgehend vom Modell strömt die Luft zunächst durch flexible Schlauchsegmente, die an die Plexiglasteile angeschlossen sind. Erst darauf folgen starre Rohrleitungen für die Zu- und Abfuhr der Luft. Die Leitungen laufen zunächst ca.

6 m senkrecht nach oben, anschließend über eine Länge von rund 16 m bis zu einer Öffnung in der Hallenwand, durch welche die Umgebungsluft durch zwei Gebläse eingesogen bzw. ausgestoßen wird. Die Volumenstrommessung erfolgt mittels einer Differenzdruckmessung an einer Messblende, die sich hinter dem Zuluftgebläse an der in Abbildung 4.2 rot markierten Stelle befindet. Durch eine Regelklappe, die über das Programm DIAdem[®] angesteuert wird, kann der Volumenstrom eingestellt werden. Die Genauigkeit liegt bei 50 m³/h, unterhalb von 200 m³/h kann der Volumenstrom jedoch nicht mehr verlässlich eingestellt werden. Neben dem Luftvolumenstrom werden zusätzlich der Ofen- und Vorlagendruck sowie der Wasserstand etwa mittig der Tasse über die Druckmessumformer Vegabar 52 der Firma Vega erfasst. Beim Betrieb des Regelungssystems am Modell gibt es zwei Einstellmöglichkeiten:

1. Regelung: Die Regelgröße *Ofendruck* wird als Sollwert in die Software DIAdem[®] eingegeben. Durch Regelung wird dann die Kronenposition als Stellgröße in Abhängigkeit des Ist-Wertes des Ofendrucks automatisch variiert, so dass sich ein „konstanter“ Ofendruck einstellt. Der Druck innerhalb der Vorlage, sowie der Volumenstrom werden ebenfalls als Sollwerte in das Programm gegeben und über separate PID-Regler werden die Werte unter kontinuierlichem Abgleich mit den Ist-Werten gehalten. Es können hierbei sowohl konstante Werte als auch Funktionen vorgegeben werden. Variationen des Vorlagendruckes oder des Volumenstromes wirken als Störgrößen auf den Regelkreis.

2. Steuerung: Hierbei werden konstante Werte oder Wertereihen für die Kronenposition und den Volumenstrom vorgegeben. Die Größen Vorlagendruck und Volumenstrom werden auch hier über die getrennten Regelkreise auf dem vorgegebenen Sollwert gehalten. Gemessen wird dann der Druck der sich innerhalb des Ofens bzw. im Krümmer einstellt. Diese Art des Betriebs wurde für die Validierung der Simulationen verwendet. Bei konstanter Kronenposition wurden jeweils verschiedene Volumenströme eingestellt und der entsprechende Druck abgelesen.

4.2 Untersuchung der Krümmerströmung



Abb. 4.3: Geometrie - Modell des Krümmers

Aufgrund der für eine numerische Simulation großen geometrischen Abmessungen des Regelventils und seiner zuführenden Komponenten, erfolgt die Simulation des Regelorgans in mehreren Teilschritten. Im ersten Schritt wird lediglich die Krümmergeometrie bestehend aus einem Abschnitt des Steigrohrs, dem Krümmer und dem Kronenrohr untersucht, wie sie in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Es wird darauf verzichtet, die Tasse des Regelventils zu modellieren, so dass die Strömungsdomäne nach dem Kronenrohr endet. Das Gas wird, wie am Plexiglas-Modell, durch Luft ersetzt. Die Tropfenströmung wird mit Hilfe der Lagrange'schen Betrachtungsweise als Wasser dargestellt, so dass die großen Abmessungen nicht zu fein vernetzt werden müssen und der Rechenaufwand nicht den Rahmen überschreitet. Der Krümmer wird mit einem unstrukturierten, polyhedralen Netz mit einer Basiszellengröße von 15 mm diskretisiert. Der Wandbereich wird zudem feiner vernetzt, um die Grenzschicht zu berücksichtigen. Damit besitzt die vernetzte Strömungsdomäne für die durchgeführten Rechnungen im Schnitt eine Zellenanzahl von 340.000 Zellen.

Als Eintrittsbedingung werden am Steigrohr Volumenströme zwischen 200 und 1000 m³/h vorgegeben und am Austritt ein statischer Druck von -2 mbar aufgeprägt. Die instationäre, turbulente Strömung wird mit dem realizable k- ϵ -Turbulenzmodell und einem Zeitschritt von 0.001 s bei einer Genauigkeit 2. Ordnung und einer Anzahl von 10 inneren Iterationen berechnet.

Für die ersten Simulationen wird darauf verzichtet die Düsenströmung zu modellieren, da eine experimentelle Validierung dieser Zweiphasenströmung mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht möglich ist. Es soll daher zunächst die reine Gasströmung betrachtet werden. Da die Geschwindigkeiten ohnehin in einem Bereich unter 5 m/s liegen, wird die Strömung in den folgenden Abbildungen lediglich für den Volumenstrom von 1000 m³/h beschrieben. Abbildung 4.4 zeigt die Geschwindigkeitsvektoren der zum Ventil führenden Strömung in der Seitenansicht. Das Steigrohr ist hier zur Reduzierung des Rechenaufwandes um 1 m gekürzt. Als Strömungsprofil wird eine normale Anströmung mit einem voll ausgebildeten Turbulenzprofil vorgegeben. Wie in der Abbildung 4.4 dargestellt, strömt das Fluid zunächst

senkrecht in das Strömungsgebiet. Es folgt eine erste Umlenkung von 112.5° , bei der die Luft an der Innenkante des Krümmers, der mit einem Radius von 50 mm abgerundet ist, mit einer maximalen Geschwindigkeit von 4.27 m/s entlang strömt und dort ablöst. Am Steigrohrdeckel und der rückseitigen Rohrwand gehen die Geschwindigkeiten auf nahezu 0 m/s zurück, wie auch in Abbildung 4.5 dargestellt. Diese zeigt die symmetrische Geschwindigkeitsverteilung im Steigrohr in der linken Seitenansicht des Modells. Die Blickrichtung ist in Abbildung 4.4 anhand der roten Pfeile gezeigt.

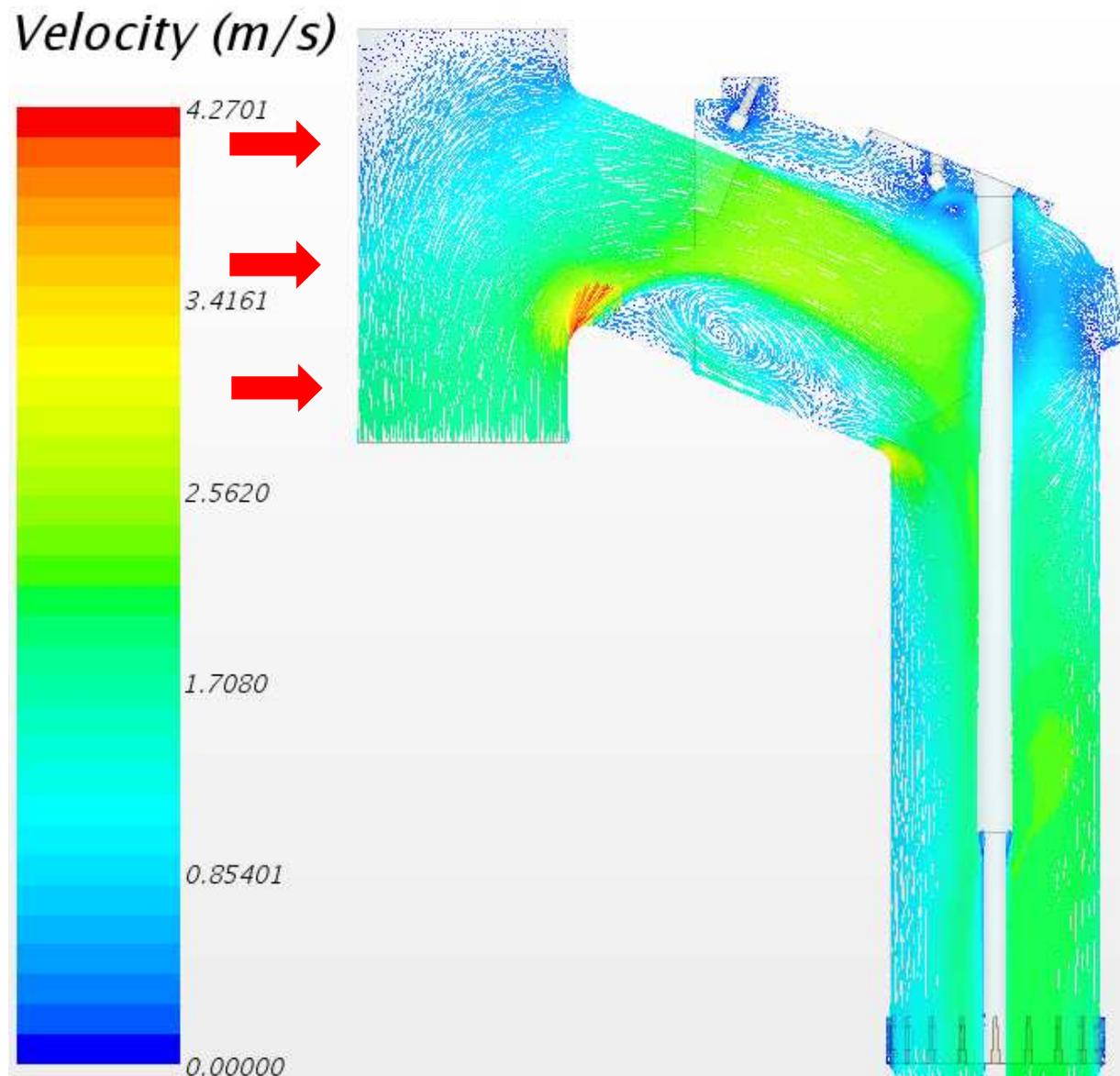


Abb. 4.4: Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer bei $V_{\text{Luft}} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$

Durch die Ablösung am Krümmerboden wird der Querschnitt in Strömungsrichtung verengt, weshalb die Geschwindigkeit von rund 1.7 m/s im Steigrohr auf 2.5 m/s im Krümmer ansteigt. Am Übergang des Steigrohres zum Krümmer befindet sich ein Vorsprung, der als eine Art Schutz für die dahinter angeordnete Düse dient. An diesem löst die Strömung ebenfalls ab, weshalb auch hinter diesem Bereich nicht der volle Querschnitt des Krümmers durchströmt wird. Abbildung 4.6 zeigt die Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Krümmerkniees

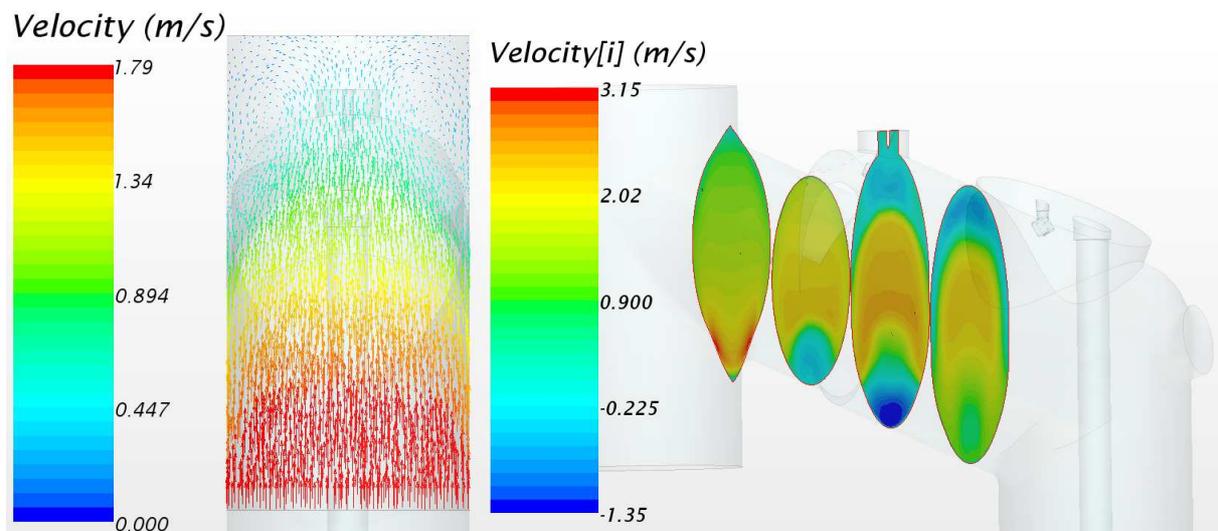


Abb. 4.5: Geschwindigkeitsverteilung im Steigrohr, Seitenansicht links

Abb. 4.6: Bereich der Rückströmung im Krümmer

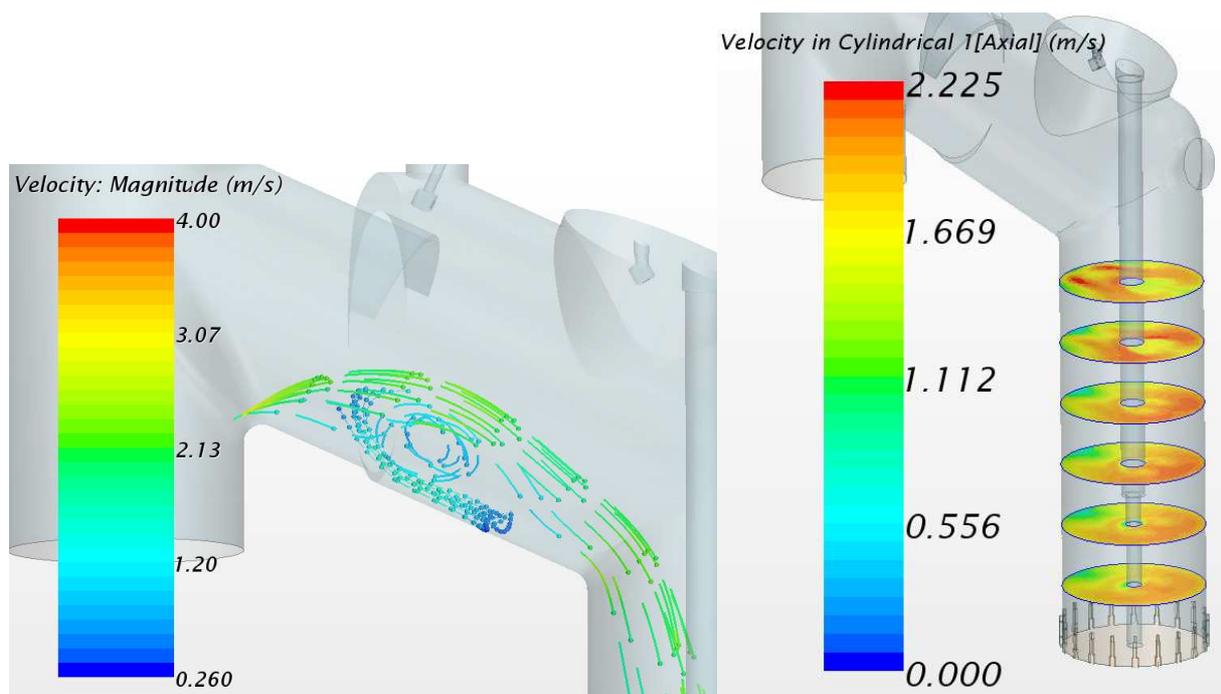


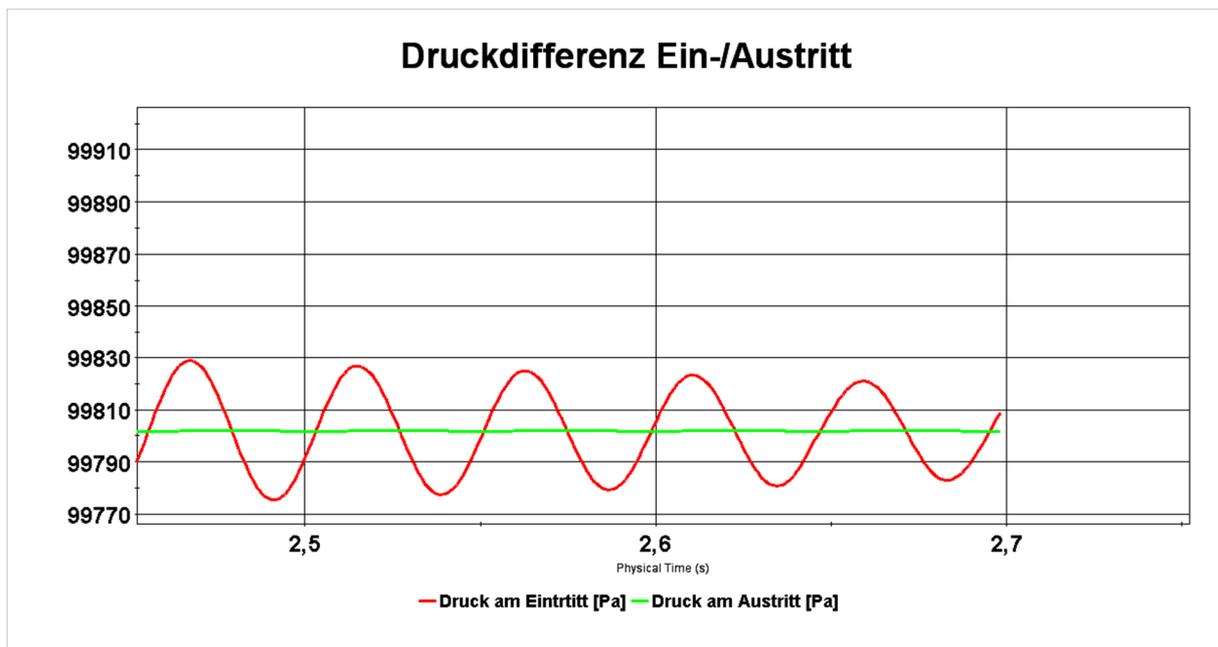
Abb. 4.7: Wirbel am Boden des Krümmers

Abb. 4.8: Geschwindigkeitsverteilung im Kronenrohr

auf hintereinander liegenden Ebenen. Man erkennt im roten Bereich eine Beschleunigung der Strömung, da dort der tangentielle Übergang des Steigrohres zum Krümmer liegt, was den Strömungsquerschnitt lokal leicht einschnürt. Direkt hinter der Umlenkung löst die Strömung im unteren Bereich ab. Der Bereich, in dem die Strömung entgegengesetzt zur Hauptströmung verläuft, ist anhand der Skala in blau dargestellt. In Abbildung 4.7 sieht man den Bereich der Ablösung und den unten entstehenden Wirbel anhand von dreidimensionalen Stromlinien. Die Simulationen mit kleineren Volumenströmen zeigen, dass die Größe dieses Wirbels bei höheren Gasmengen zunimmt. Im Bereich der beiden Düsen, die unterhalb der oberen Rohrwand angeordnet sind, gehen die Geschwindigkeiten auf Werte zwischen 0 und 0.85 m/s

zurück. Für kleinere Gasvolumenströme liegen sie entsprechend noch niedriger. In Strömungsrichtung folgt eine weitere Umlenkung von 67.5° , bei der die Strömung an der Innenwand ebenfalls leicht ablöst. Abbildung 4.8 zeigt die Axialgeschwindigkeit im senkrechten Teil des Krümmers und des Kronenrohres. Man erkennt auch hier auf der obersten Ebene in rot dargestellt, die erhöhte Geschwindigkeit aufgrund des tangentialen Übergangs des Krümmers. Im Bereich der stromabgewandten Seite des Gestänges bilden sich zwei symmetrische Wirbel aus. Auf der Innenseite des Kronenrohres gehen die Geschwindigkeiten auf Werte von 0.44 m/s zurück, eine große Rückströmung findet aber nicht statt. An der Außenseite der Umlenkung beträgt die Geschwindigkeit rund 1.7 m/s . Dieses ungleichförmige Geschwindigkeitsprofil schwächt sich im Strömungsverlauf leicht ab, gleicht sich aber über die Strecke von 1.55 m bis zu den Kronenrohrschlitzen nicht vollständig aus.

Eine Betrachtung der Verteilung des Totaldruckes innerhalb des Krümmers zeigt aufgrund des großen Rohr- und Krümmerdurchmessers mit einer gemittelten Differenz von 0.025 mbar zwischen Strömungsein- und -austritt nahezu keinen Druckverlust an. Man erkennt aber eine periodische Schwankung, die durch die große Ablösung im Krümmer verursacht wird. Dadurch, dass keine klare Abrisskante am Übergang zwischen Steigrohr und Krümmer vorhanden ist, wandert der Ablösepunkt entlang der Abrundung und induziert die Schwankung des Eintrittsdruckes, die in Diagramm 4.1 anhand des roten Graphen dargestellt ist.



Diagr. 4.1: Druckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, $V_{\text{Luft}} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$

4.2.1 Zuströmung ins Steigrohr

4.2.1.1 Ofenströmung

Im Gegensatz zur Strömungszuführung am Testmodell in der Werkstatt strömt das Koksofengas auf einer Kokerei aus dem Ofen unmittelbar ins Steigrohr. Um eine Vorstellung

des realen Geschwindigkeitsprofils zu bekommen, wird die Strömung aus dem Ofen unter vereinfachten Annahmen simuliert. Dazu wird zunächst eine grobe Geometrie einer Ofenkammer erstellt. Die Abmaße betragen 4000 x 600 x 12000 mm und sind hier beispielhaft für eine Ofenkammer gewählt, deren Größe der Auslegung des Plexiglasmodells entspricht. Wie in Kapitel 2.1.3 beschrieben, erfolgt die Verkokung indem die Kohle von den Heizwänden

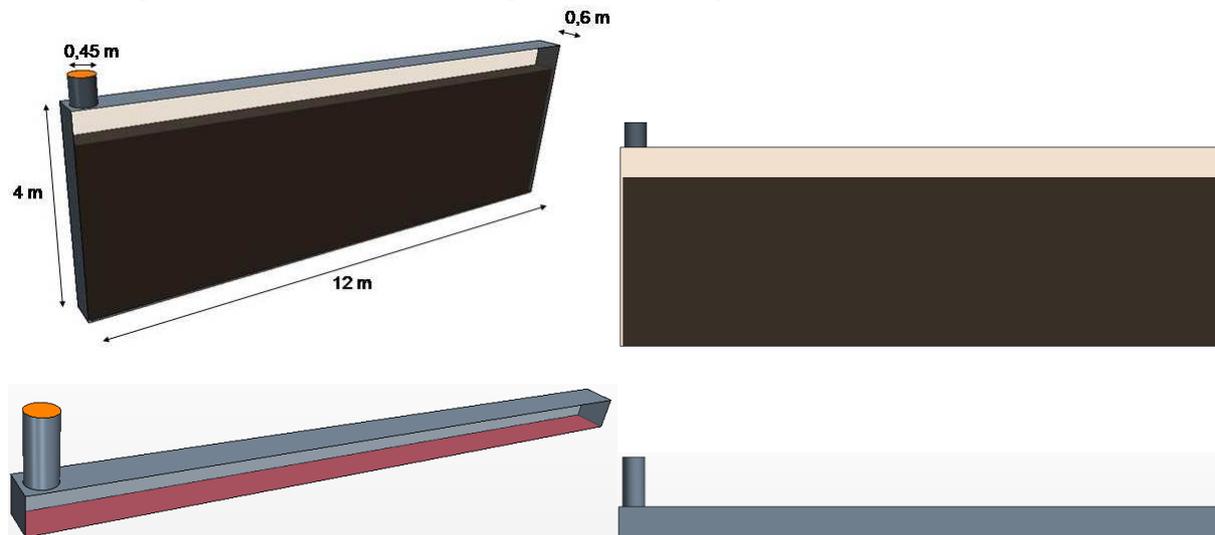


Abb. 4.9: Gesamter Ofen (oben), Vereinfachtes Modell des Gassammelraumes (unten)

ausgehend zur Mitte des Koksofens hin verschiedene Stadien durchläuft. Die Zusammensetzung des freiwerdenden Koksofengases variiert dabei je nach vorherrschender Temperatur in der Kohle.

Aufgrund der Tatsache, dass die Gasentwicklung ohnehin instationär ist und die Geschwindigkeiten relativ klein sind, wird lediglich der Gassammelraum oberhalb des Kokskuchens vernetzt und von einer gleichmäßigen Verteilung des eintretenden Rohgasstroms über die gesamte Bodenfläche (in Abbildung 4.9 in rot dargestellt) ausgegangen. Dadurch verringert sich der nötige Rechenaufwand enorm. Abbildung 4.9 zeigt daher die eigentliche Geometrie des Ofens im Vergleich zur vereinfachten Annahme. Zusätzlich zur Änderung der Ofengeometrie wird das Steigrohr um einen Meter nach oben verlängert, um Rückströmungen unmittelbar am Rand des Rechengebietes zu vermeiden.

Zur Diskretisierung der Strömungsdomäne wird ein quasi-strukturiertes Netz verwendet und die Grenzschicht mit dem „Prism Layer Mesher“ mit zwei Zellen aufgelöst. Aufgrund der Größe des Ofens, der ohne komplexe Einbauten gestaltet ist, wird die Basiszellengröße auf 50 mm festgelegt. Lediglich im Bereich des Steigrohres und leicht darunter wird das Netz auf eine Zellengröße von 15 mm verfeinert, um ein genaueres Geschwindigkeitsprofil am Eintritt in das Steigrohr zu erhalten. Mit dieser Konfiguration ergibt sich ein Volumennetz mit rund 190.000 Zellen.

Als Grundlage für die physikalischen Modelle wird eine dreidimensionale, isotherme Mehrkomponenten - Gasströmung unterschiedlicher Zusammensetzung mit einer Temperatur von 800 °C angenommen. In Abhängigkeit der Reynolds-Zahl ist diese für hohe Gasvolumen-

ströme turbulent, im Bereich kleiner Gasströme laminar. Das Gas wird aufgrund der hohen Temperatur, des niedrigen Drucks und der geringen Geschwindigkeiten als inkompressibles Idealgas behandelt.

Die gesamte Bodenfläche des Modells wird als Eintritt in die Strömungsdomäne definiert. Dafür wird ein jeweils konstanter Massenstrom entsprechend der Volumenströme von 200, 600 und 1000 m³/h vorgegeben. Dieser Bereich gibt die typische Größenordnung bei der Gasentwicklung in einem Ofen dieser Größe wieder. Am Austritt wird der statische Druck vorgegeben, der in diesen Simulationen bei +1 mbar liegt, was dem gewünschten Druck innerhalb des Ofens für höhere Volumenströme bei Regelung entspricht. Simuliert werden mit diesen Randbedingungen typische Betriebszustände für einen hohen, einen mittleren und einen geringen Gasstrom. Die Zusammensetzung der verwendeten Gasgemische entspricht dabei annähernd den typischen Werten bei der Verkokung, wie sie in Kapitel 2 erläutert sind. Die Anteile der Komponenten sind zusammen mit einigen Kennwerten in Tabelle 4.1 aufgelistet.

Parameter und Kennwerte für die Simulation des Gassammelraums im Ofen

Vol.-Strom [m ³ /h]	Gaskomponenten [Vol.-%]	Re	Temperatur [°C]	Geschwindigkeit [m/s]	Durchmesser Steigrohr [m]	dyn. Viskosität [Pa s]	Dichte [kg/m ³]
1000	50% H ₂ , 50% Methan	26551	800	1.747	0.45	1.09324E-05	0.36932
600	60% H ₂ , 40% Methan	13588	800	1.048	0.45	1.08238E-05	0.31188
200	80% H ₂ , 20% Methan	2974	800	0.349	0.45	1.04169E-05	0.19708

Tabelle 4.1: Simulationseinstellungen und Strömungsparameter

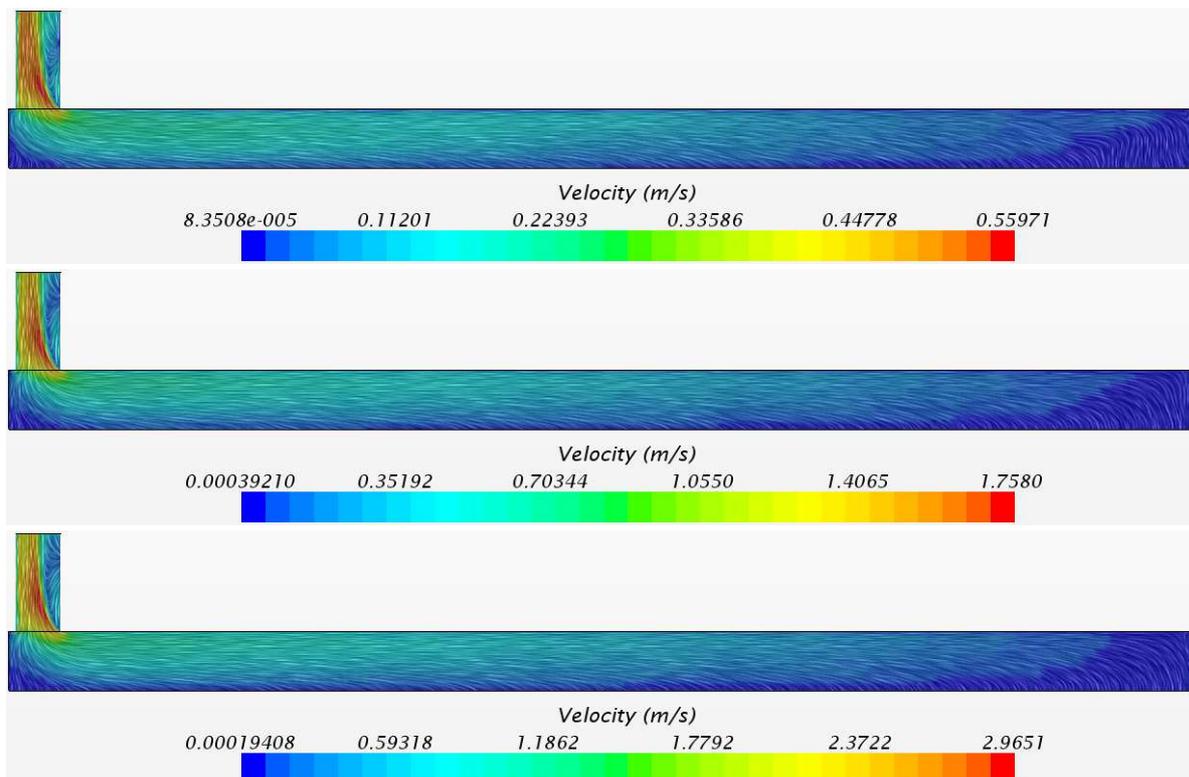


Abb. 4.10: Geschwindigkeitsverteilung in der Seitenansicht bei 200, 600, 1000 m³/h von oben nach unten

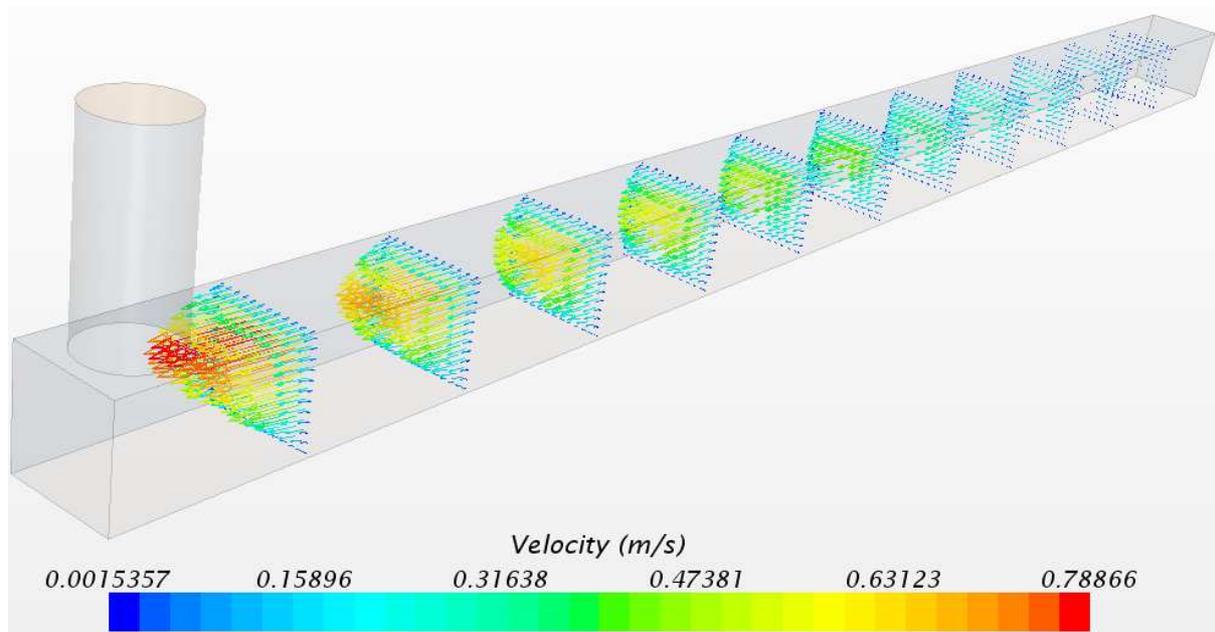


Abb. 4. 11: Geschwindigkeitsverteilung entlang des Gassammelraums bei 600 m³/h

Abbildung 4.10 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung im Schnitt entlang des Ofens für die drei simulierten Volumenströme. Auf der dem Steigrohr gegenüberliegenden, geschlossenen Seite stellen sich auch für den maximalen Volumenstrom nur sehr geringe Geschwindigkeiten ein, die in Strömungsrichtung aufgrund des zunehmenden Volumenstroms ansteigen. Mit Eintritt in das Steigrohr löst die Strömung aufgrund der 90°-Umlenkung am Steigrohrfuß ab und es bildet sich ein großes Totgebiet. Da die qualitative Strömungsverteilung im betrachteten Bereich weitgehend unabhängig vom Volumenstrom ist, werden die Strömungsverhältnisse im Folgenden anhand eines Volumenstroms von 600 m³/h dargestellt.

Abbildung 4.11 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung entlang des Ofens. Man erkennt, dass im hinteren Bereich nur sehr langsame Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich unter 0.2 m/s auftreten. Da das gesamte Gas in diesem Fall einseitig über den Ofen in das Steigrohr abgeführt wird, nimmt die Geschwindigkeit aufgrund des über den Ofen steigenden Gasstroms in Strömungsrichtung zu. Das aus dem Kokskuchen austretende Gas strömt zunächst senkrecht nach oben und wird dann von der Hauptströmung mit abtransportiert. Es bildet sich ein Geschwindigkeitsprofil, dessen Isotachen näherungsweise wie in einem einfachen viereckigen Kanal verlaufen. Mit Eintritt in das Steigrohr besitzt der Gasstrom eine Geschwindigkeit von etwa 0.8 m/s und die Strömung löst am Steigrohrfuß ab. Dabei bildet sich aufgrund der Umlenkung von 90° ein Totgebiet aus.

Abbildung 4.12 zeigt eine Vergrößerung dieses Ablösegebietes. Das Gas wird am äußeren Rand auf Geschwindigkeiten von bis zu 1.4 m/s beschleunigt. Am inneren Rand des Steigrohres strömt das Gas mit sehr kleiner Geschwindigkeit von 0.2 m/s und darunter in die entgegengesetzte Richtung. Zum Austritt des Steigrohres hat sich das Geschwindigkeitsprofil durch Querdiffusion etwas ausgeglichen und das Gas strömt, wenn auch mit unterschiedlicher Geschwindigkeit über den gesamten Umfang in positive Achsrichtung. In der Draufsicht in Abbildung 4.13 sieht man das Profil noch deutlicher. Neben dem halbrunden Gebiet mit

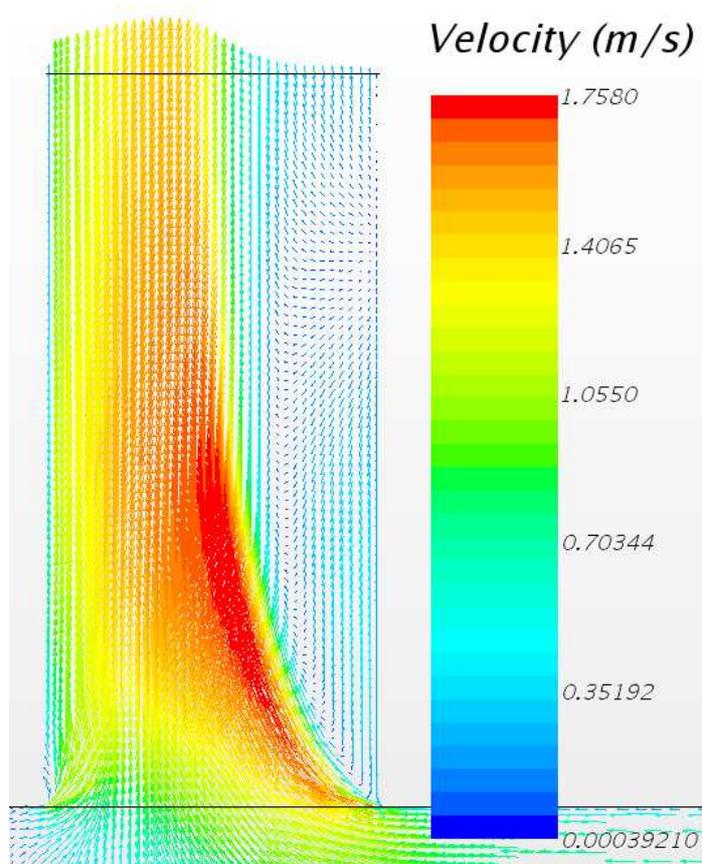


Abb. 4.12: Geschwindigkeitsverteilung, Steigrohr, Seitenansicht

maximaler Geschwindigkeit bilden sich zwei Wirbel aus, die mit entgegengesetzter Drehrichtung rotieren, ähnlich wie bei einem einfachen Rohrkrümmer.

Um den Einfluss der Gaszusammensetzung zu zeigen, werden die Betriebspunkte zusätzlich mit reinem Wasserstoff bei einer Temperatur von 800 °C simuliert. Aufgrund der geringen Dichte und der kleinen Geschwindigkeiten entlang des Gassammelraumes liegt die Strömung auch für den höchsten Volumenstrom von 1000 m³/h in einem Reynolds-Zahlenbereich unter 2300. Erst durch die zusätzliche Komponente Methan erhöht sich hier also die Dichte und die Strömung wird für die betrachteten Volumenströme turbulent. Für die reine Wasserstoffströmung zeigt sich entlang des Ofens zunächst das

gleiche Geschwindigkeitsfeld wie oben beschrieben. Die Abströmung am Austritt des Steigrohres ist jedoch leicht verändert.

Abbildung 4.14 zeigt das Strömungsprofil der reinen Wasserstoff-Strömung mit einem Volumenstrom von 600 m³/h im laminaren Bereich. Vergleicht man dieses Profil und das der Simulation mit dem Gasgemisch von 60% Wasserstoff und 40% Methan, fällt auf, dass die Abströmung bei reinem Wasserstoff noch ungleichförmiger ist. Die Wirbel auf der Innenseite der Umlenkung sind etwas stärker ausgeprägt und der Bereich der maximalen Geschwindigkeit liegt noch weiter außen. Die Reynolds-Zahl liegt für die Strömung mit reinem Wasserstoff bei 1380, für das Gasgemisch hingegen bei 13.000. Die stärkere Turbulenz in der Strömung des Gasgemisches verursacht hier eine erhöhte Querdiffusion im Steigrohr, durch die sich das Geschwindigkeitsprofil in Strömungsrichtung bei höherem Methananteil also etwas schneller ausgleicht.

Betrachtet man die Verteilung des statischen und totalen Drucks in Abbildung 4.15 wird deutlich, dass nur minimale Druckverluste auftreten. Für den statischen Druck ergibt sich im hinteren Bereich bei sehr kleinen Strömungsgeschwindigkeiten im Bereich des Bodens ein minimal höherer Druck. Dieser nimmt im Bereich des Steigrohres aufgrund der höheren Geschwindigkeit ab. Der Unterschied für den Totaldruck zwischen Ein- und Austritt liegt für die durchgeführten Simulationen aufgrund der sehr geringen Dichte von Wasserstoff und den

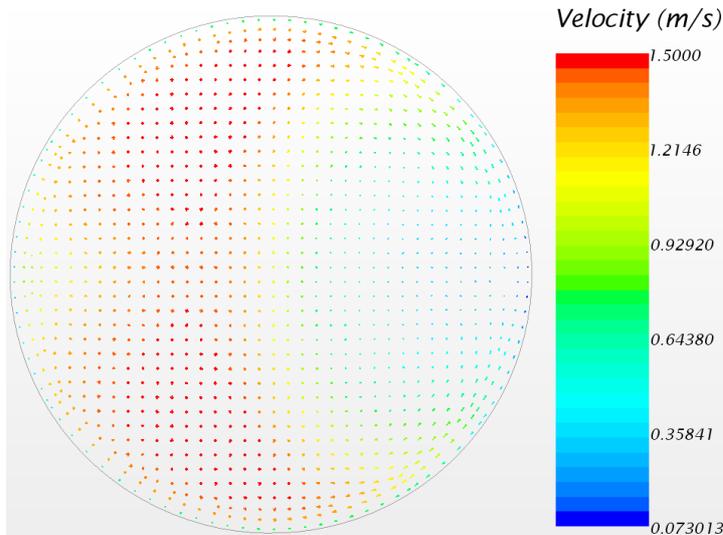


Abb. 4.13: Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt Steigrohr
Steigrohr, Draufsicht, 600 m³/h, 40% CH₄/60% H₂, Re=13.000

kleinen Strömungsgeschwindigkeiten lediglich im Bereich zwischen 0.01 und 0.36 Pa, wie in Tabelle 4.2 gezeigt. Die Druckverluste für Gasgemische, deren Wasserstoffanteil geringer ist, liegen dabei minimal höher als bei reinem Wasserstoff. Der geodätische Druckunterschied dominiert aber die Druckverteilung im Ofen und im Steigrohr. Der Anteil der Druckdifferenz, der aus der geodätischen Höhendifferenz eines Ofens resultiert, liegt bei einem 4 m - Ofen für die Gesamthöhe bereits bei 0.15 mbar.

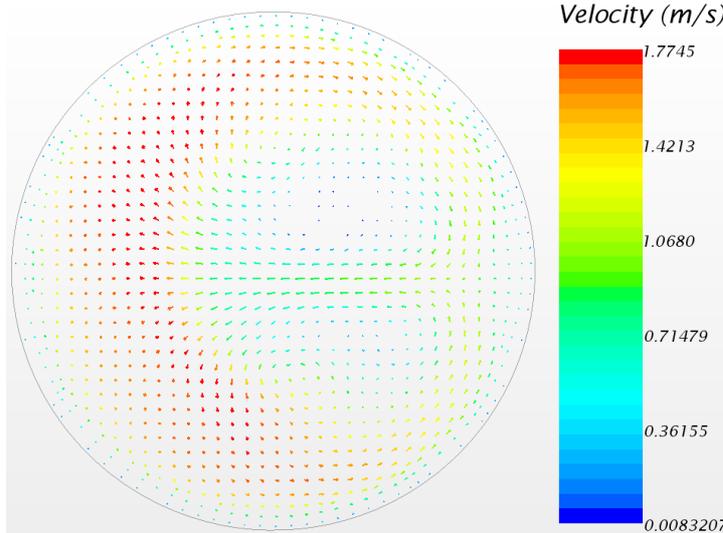


Abb. 4.14: Geschwindigkeitsverteilung am Eintritt
Steigrohr, Draufsicht, 600 m³/h, reines H₂, Re=1380

Die Strömung im Ofen muss damit bei der Auslegung des Regelventils nicht berücksichtigt werden, lediglich der geodätische Höhenunterschied verursacht eine messbare Druckdifferenz. Zum Vergleich der Modellströmung mit der realen Zuströmung wird im Folgenden das Profil der Zuströmung am Testmodell betrachtet.

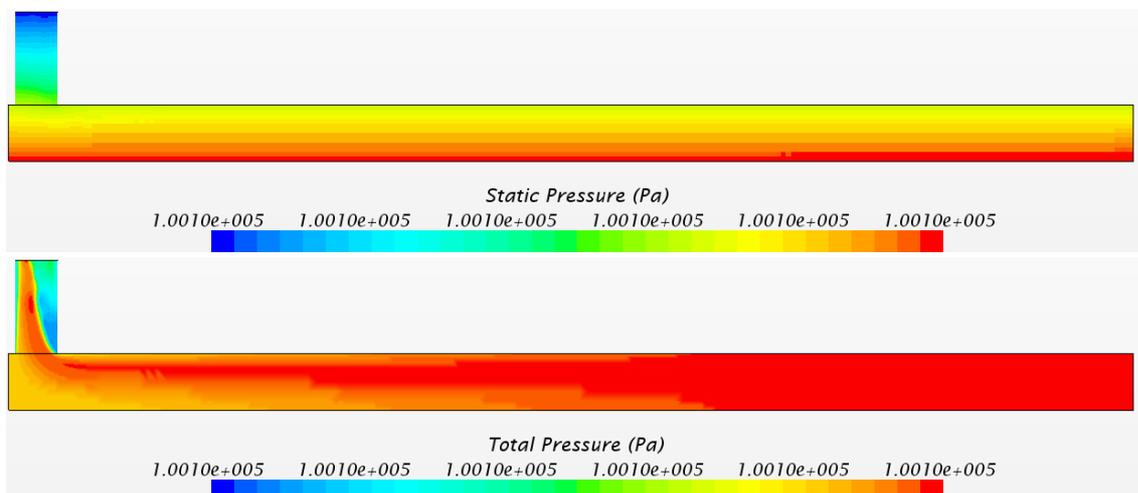


Abb. 4.15: Statischer (oben) und Totaler Druck (unten) in der Seitenansicht bei 600 m³/h

Ergebnisse

Vol.-Strom [m ³ /h]	Gaskomponenten [Vol.-%]	Temperatur [°C]	Druckverlust [Pa]
1000	50% H ₂ , 50% Methan	800	0.36
600	60% H ₂ , 40% Methan	800	0.12
200	80% H ₂ , 20% Methan	800	0.01

Tabelle 4.2: Druckverlust Ofen bis Steigrohreintritt

4.2.1.2 Erweiterung und Umlenkung vor der Krümmerströmung

Die Zuströmung zum Modell erfolgt aufgrund der Anschlussmöglichkeiten in der Werkshalle über eine rund 16 m lange Rohrleitung, die aus mehreren Umlenkungen besteht und in Abbildung 4.2 gezeigt ist. Das Gebläse saugt die Luft aus der Umgebung an, wobei diese dann zunächst durch eine Rohrleitung mit einem Durchmesser von 300 mm über eine Strecke von rund 16 m über die obere Etage der Werkshalle geleitet wird. Im Anschluss daran folgt eine 90°-Umlenkung und das Gas wird senkrecht nach unten geleitet. Dort erfolgt eine weitere 90°-Umlenkung zu einem kurzen, horizontal verlaufenden Rohrstück. Daran angeschlossen ist ein Wellenschlauch aus flexiblem Kunststoff. Schließlich folgen mehrere Segmente gebogener Rohrabschnitte, die zu einem 90°-Krümmer zusammengesetzt sind. Als Letztes erfolgt eine Querschnittserweiterung von 300 mm auf 450 mm Rohrdurchmesser, die dann an das Steigrohr angeschlossen wird (siehe Foto in Abbildung 4.2). Es ergibt sich mit dieser Gaszuführung ein gänzlich unsymmetrisches Strömungsprofil dessen Auswirkungen auf die Krümmerströmung und letztlich die Druckregelung im Folgenden untersucht werden sollen, um die Ergebnisse später bei der Betrachtung im realen Einsatz zu berücksichtigen. Da die Berechnung der Gesamtzuleitung die zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten bei Weitem übersteigt, wird hier für eine erste Annäherung ein Krümmer modelliert, der wie das zuführende Rohr, einen Durchmesser von 300 mm hat. Der Krümmungsradius beträgt 350 mm und ist lediglich an den realen, aus Teilstücken zusammengesetzten Krümmer angenähert. Die Erweiterung auf den Nenndurchmesser von 450 mm, sowie die anschließende Zuleitung zum Steigrohr stimmen mit dem Modell überein. Abbildung 4.16 zeigt eine Gegenüberstellung des Originalkrümmers und des CAD-Modells.

Die Strömungsdomäne wird mit einem strukturierten Netz mit einer Basiszellengröße von 10 mm vernetzt, wobei die Grenzschicht mit fünf Zellen aufgelöst wird. Die Strömung wird als dreidimensionale, turbulente, isotherme, inkompressible Idealgasströmung berechnet. Am Strömungseintritt werden auch hier wieder drei verschiedene Volumenströme von 200, 600 und 1000 m³/h vorgegeben, um die Geschwindigkeitsprofile im nächsten Schritt als Eintrittsprofile einlesen zu können. Am Austritt wird für alle Simulationen ein statischer Druck von 0 mbar aufgeprägt. Die folgenden Abbildungen zeigen beispielhaft die Geschwindigkeitsverteilung für einen Volumenstrom von 600 m³/h. Die Geschwindigkeitsverteilung im Schnitt ist in Abbildung 4.17 dargestellt. An der Innenseite des Krümmers wird die Strömung beschleunigt

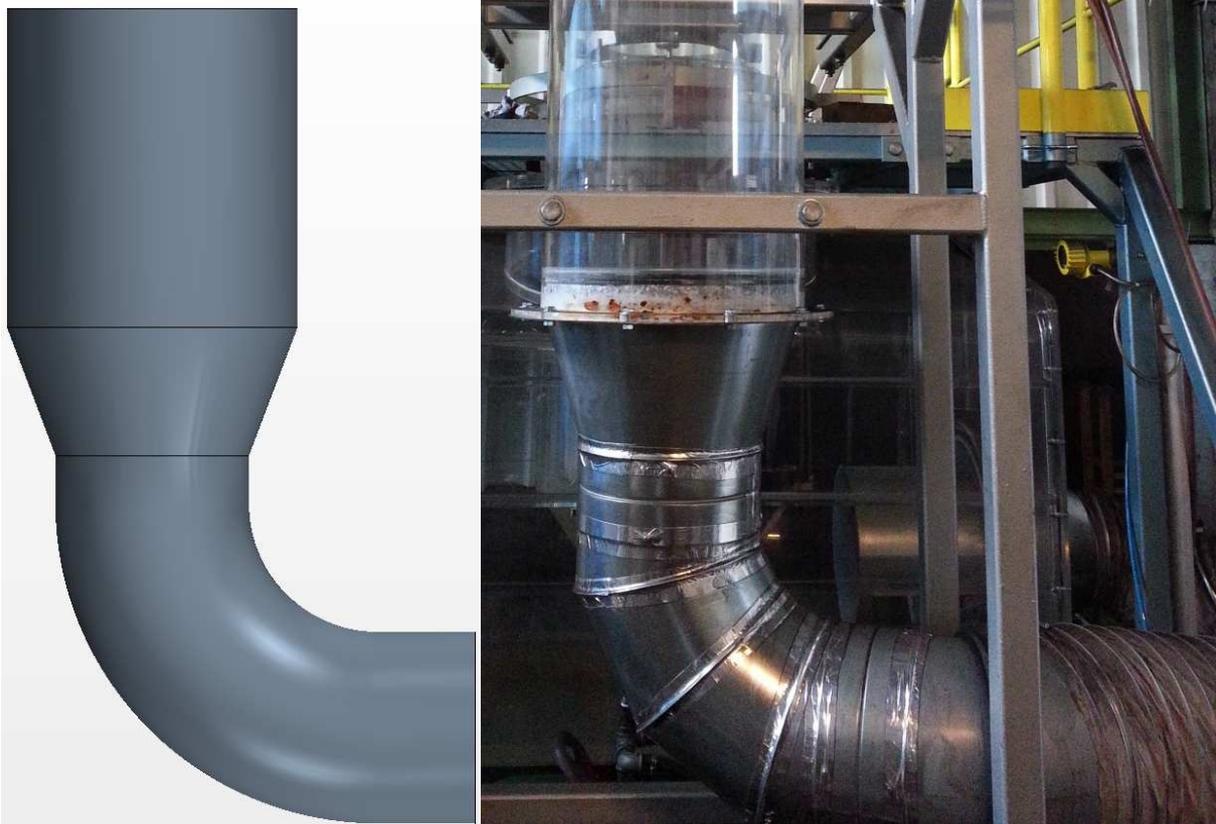


Abb. 4.16: Geometrie der Umlenkung mit Erweiterung, Modell links, Teststand rechts

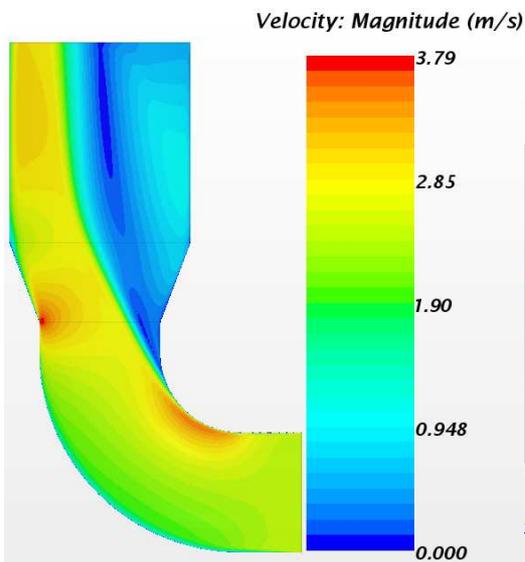


Abb. 4.17: Geschwindigkeitsverteilung Zuführung

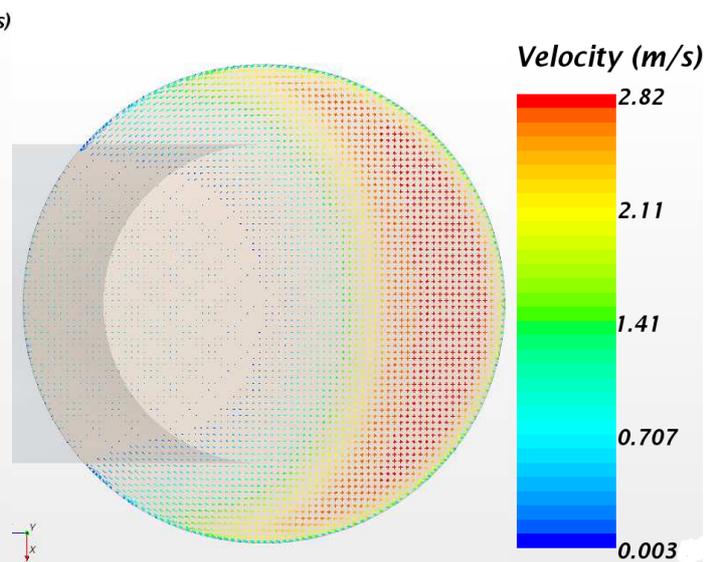


Abb. 4.18: Geschwindigkeitsprofil Steigrohreintritt

und an der Außenseite verzögert. Es tritt die für eine Krümmenströmung typische Ablösung hinter der Umlenkung auf der Innenseite auf, wobei der Bereich der Ablösung aufgrund der anschließenden Erweiterung noch extrem vergrößert wird. Auf der Außenseite des Krümmers wird die Strömung an der Kante des Übergangs zur Erweiterung beschleunigt und liegt, von einer sehr kleinen Ablösung abgesehen, an der Wand an. Das Gas strömt somit lediglich auf

etwa 1/3 des Durchmessers ins Steigrohr ein, wie in der Abbildung 4.18 dargestellt. Für alle Betriebspunkte ist das Geschwindigkeitsprofil über den Umfang damit stark asymmetrisch. Dieses Profil wird im Folgenden ausgelesen und für die weitere Untersuchung als Eintrittsbedingung für die Krümmersimulation eingegeben.

4.2.2 Veränderte Krümmerströmung

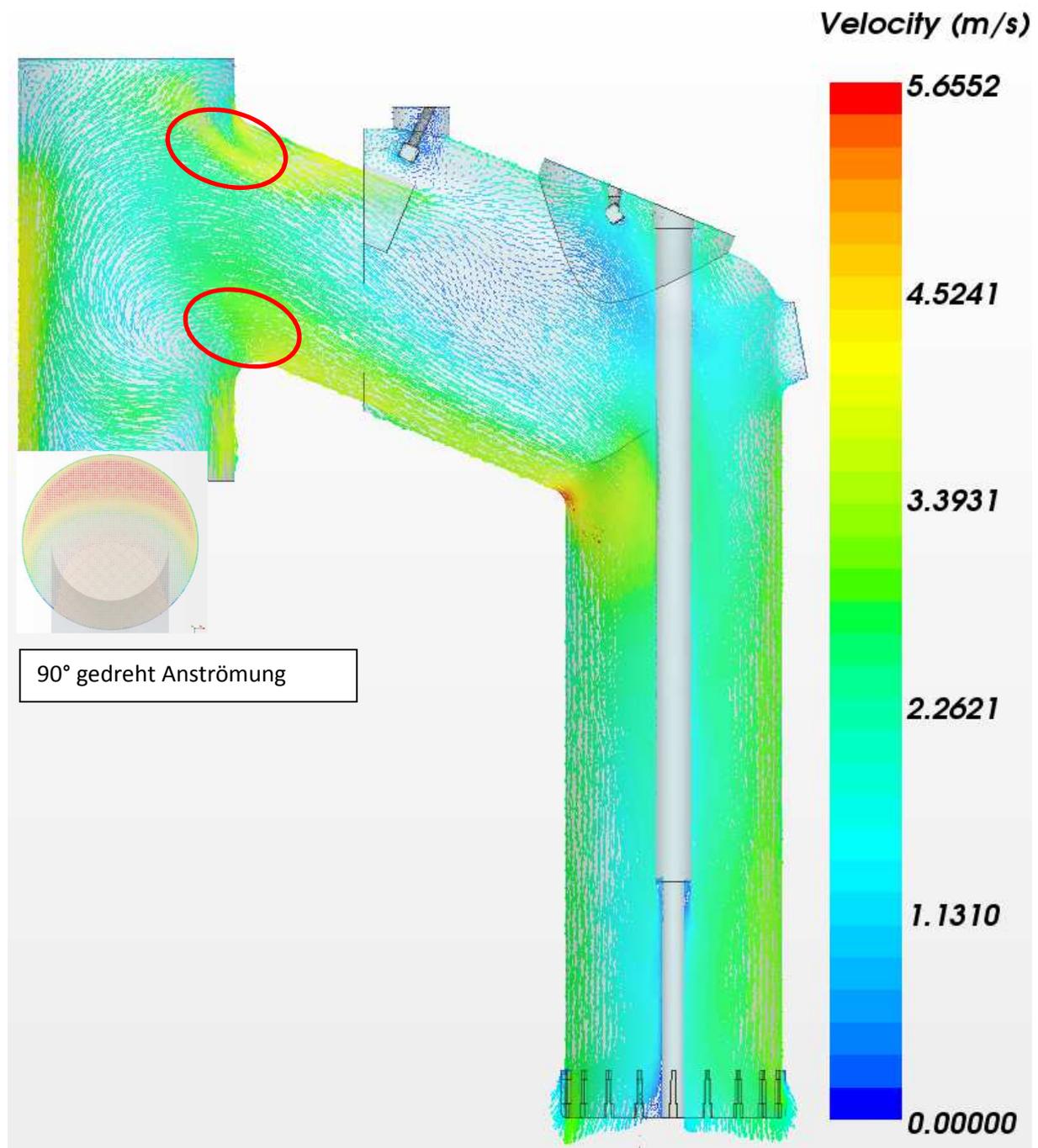


Abb. 4.19: Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer bei Drallanströmung, $V_{\text{Luft}} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$

Auch für die hier dargestellten Strömungsprofile wird wieder der Betriebspunkt mit einem Volumenstrom von $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ betrachtet. Durch die seitliche Anströmung aus der Zuleitung ist nun auch die Strömung im Krümmer nicht mehr symmetrisch. Für die erste Simulation wird die Zuströmung um 90° versetzt vorgegeben. Die Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren im Schnitt, sowie das vorgegebene Profil am Steigrohr sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Es zeigt sich, dass die große Ablösung im Bereich des Krümmerbodens nach der ersten Umlenkung nicht mehr vorhanden ist. Durch den Drall ist die Strömung jetzt angelegt und bewegt sich spiralförmig durch die Geometrie. An den markierten Stellen, an denen der Übergang vom senkrechten zum schrägen Steigrohrteil liegt, wird die Strömung durch die lokale Einschnürung beschleunigt. Die drallbehaftete Strömung setzt sich auch über die zweite Umlenkung bis zum Kronenrohr fort.

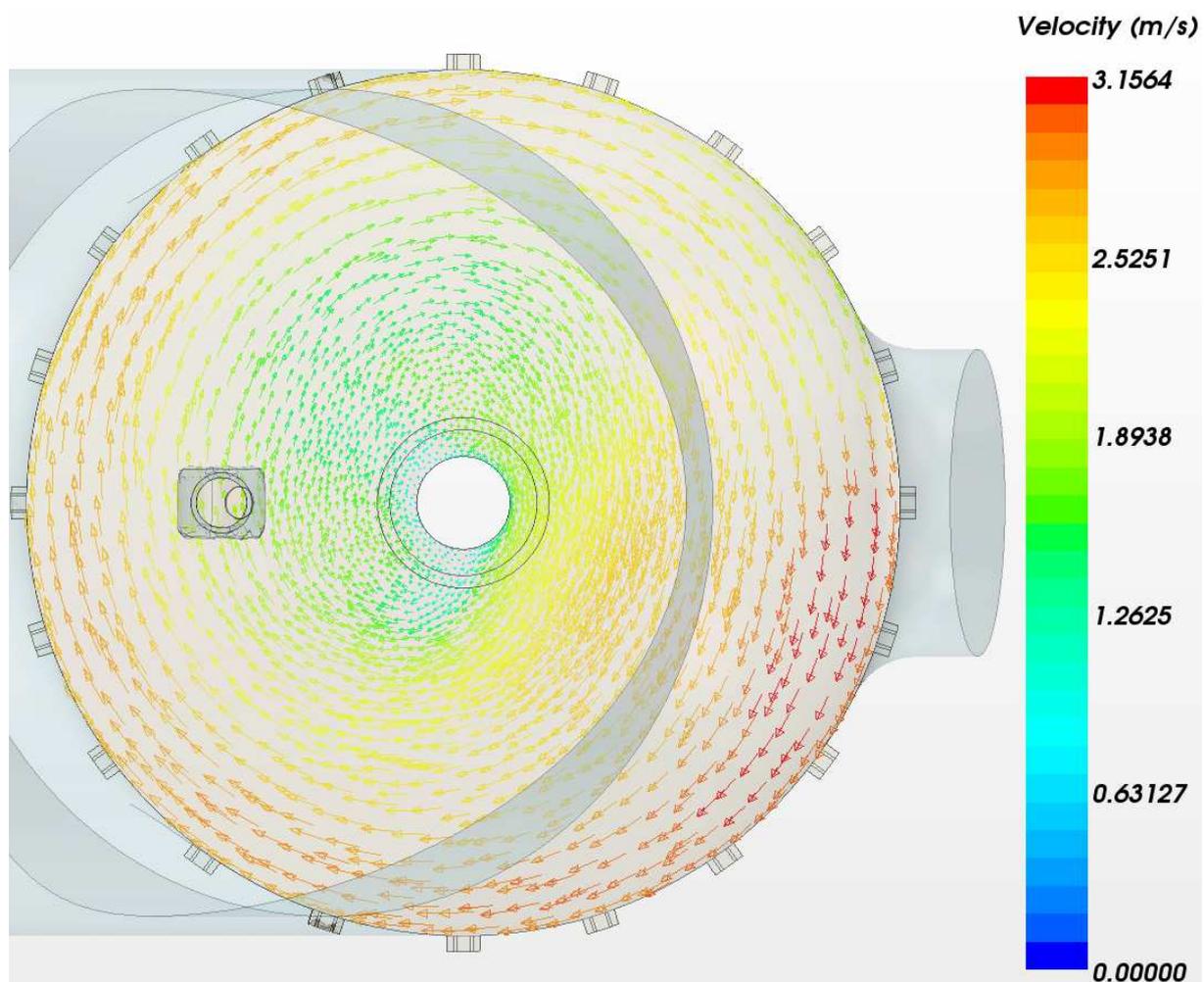


Abb. 4.20. Geschwindigkeitsprofil im Kronenrohr

Abbildung 4.20 zeigt die Draufsicht auf die Geschwindigkeitsverteilung auf einer Höhe von 200 mm oberhalb der Schlitz. Die ungleichförmige Geschwindigkeitsverteilung und die Drallkomponente sind hier deutlich zu erkennen. Die Strömung ist deutlich instationär, die Maximalgeschwindigkeit von 3.15 m/s wandert periodisch entlang des Umfangs. Dieses Phänomen konnte bei Versuchen mit hohen Volumenströmen am Teststand ebenfalls beobachtet werden. Das Wasser wird durch die Strömung im Schlitz über den Tassenrand

geblasen. Für kleine Volumenströme geschieht dies augenscheinlich gleichmäßig. Bei hohen Volumenströmen werden aber die Luft und damit auch das Wasser lokal stärker beschleunigt und es wird mehr Wasser aus der Tasse gepustet. Dieses stärkere Ausblasen bewegt sich als Welle entlang des Umfangs des Kronenrohres und wird über die ausgetragene Wassermasse sichtbar. Das Wasser spritzt dort höher und weiter über den Tassenrand. Dieses Umlaufen der Welle geschieht mit einer Frequenz von etwa 0.7 Hz. Am Teststand zeigt sich, dass dieses Phänomen durch die Aufhängung der Tasse noch verstärkt wird. Über einen Bolzen ist die Tasse an der Aufhängung drehbar gelagert, es ergibt sich aber gleichzeitig durch das vorhandene Spiel ein Freiheitsgrad entlang einer Achse. Dadurch verschiebt sich die Tasse beim Durchlaufen der Welle jeweils an zwei gegenüberliegenden Punkten um rund 7 mm. Dieses kann anhand der Simulationen nicht berücksichtigt werden. Es ist davon auszugehen, dass auch für kleinere Volumenströme ein ähnliches Geschwindigkeitsprofil herrscht, das aber aufgrund der geringen Geschwindigkeiten anhand der ausgeblasenen Wassermasse am Teststand nicht sichtbar ist. Das eingelesene Geschwindigkeitsprofil wurde in weiteren Untersuchungen zusätzlich gedreht, da die Anströmung am Modell nicht exakt bestimmt werden kann. Wie in Abbildung 4.2 zu sehen, besteht der Anschluss zum Steigrohr aus Segmenten, welche in etwa in einem Winkel von 75° an den Steigrohrfuß angeschlossen sind. Zusätzlich zur 90° Anströmung wurden daher eine um 45° und eine um 30° gedrehte Zuströmung untersucht, um den Einfluss des Dralls abschätzen zu können. Auch hier zeigte sich, dass die große Ablösung am Boden des Krümmers nicht mehr vorhanden ist.

4.2.3 Validierung der Krümmersimulation

Die Genauigkeit der vorhandenen Druckmessdosen ist nicht ausreichend, um die geringen Druckschwankungen innerhalb des Krümmers erfassen zu können. Die Strömungsgeschwindigkeiten betragen bei dem höchsten Volumenstrom von $1400 \text{ m}^3/\text{h}$ über die Rohrquerschnittsfläche gemittelt nur 2.45 m/s und auch lokal wird eine maximale Geschwindigkeit von rund 6 m/s nicht überschritten. Nach Bernoulli liegen damit die dynamischen Druckanteile bei maximal 21 Pa , weitestgehend aber im Bereich unter 10 Pa , wohingegen die Genauigkeit des Drucksensors in der gleichen Größenordnung liegt und dieser somit keine zuverlässigen Ergebnisse liefert. Statt einer Druckmessung wird daher der Versuch unternommen, das Strömungsprofil zu visualisieren. Die Wasserdüsen werden dabei nicht eingeschaltet.

In einem ersten Versuch wird die Strömungsvisualisierung mit Hilfe von Nebel durchgeführt. Verwendet wird bei diesem Versuch der Aerosolgenerator ATM 230. Die Standardsubstanz, die zur rückstandsfreien Visualisierung genutzt wird, ist Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat, kurz DEHS. Diese in Wasser unlösliche Substanz verdampft nach einiger Zeit rückstandsfrei und es verbleibt im Gegensatz zu anderen Mitteln kein öliger Film im Modell, welcher aufgrund der schlechten Zugänglichkeit zum Modell unbedingt vermieden werden muss. Außerdem zeichnet sich DEHS durch eine besonders hohe Standzeit der Aerosole aus, was bei den niedrigen Geschwindigkeiten und großen Abmessungen des Modells von Vorteil ist [To10]. Bei den Versuchen zeigt sich, dass der generierte Volumenstrom des Aerosolnebels bei Weitem nicht

ausreicht, um die Strömung zu visualisieren. Das Modell fasst ein Volumen von rund 1 m^3 und der Inhalt wird bei einem mittleren Volumenstrom von $800 \text{ m}^3/\text{h}$ im Durchschnitt alle 4.5 Sekunden ausgetauscht. Laut Herstellerangaben produziert der Generator einen Volumenstrom von bis zu 2500 l/h [To10]. Selbst bei einem Luftvolumenstrom von nur $200 \text{ m}^3/\text{h}$ ergibt sich damit nur ein kleiner Bruchteil von 1.25% des zu visualisierenden Hauptstromes. Bereits unmittelbar hinter dem Austritt aus dem Schlauch ist der eingedüste Nebel bereits nahezu unsichtbar. Der Volumenstrom des Nebels müsste folglich deutlich größer sein.

Im weiteren Verlauf der Untersuchungen wird daher versucht, die Strömung qualitativ durch Verwendung sogenannter Tufts (Wollfäden) abzubilden, was unter den gegebenen Bedingungen die einzige Alternative darstellt. Erste Versuche mit einfachen Woll- und Nylonfäden haben deutlich gezeigt, dass der Luftstrom zu gering ist, um die verhältnismäßig schweren und steifen Fäden zu bewegen. Daher werden für die folgenden Versuche Streifen aus einer Foliendecke eines Erste-Hilfe-Kastens geschnitten. Diese besteht aus Polyester, welches mit Aluminium bedampft ist [NAM10]. Mit einer Materialstärke von $12 \mu\text{m}$ stellt sich das Material als besonders leicht heraus und eignet sich dazu die Strömungsrichtung anzuzeigen.

Die folgenden Abbildungen zeigen die Ergebnisse dieser Untersuchungen. Wie schon für die vorherigen Simulationen angemerkt, bleibt das Strömungsfeld über einen Volumenstrombereich von 200 bis $1400 \text{ m}^3/\text{h}$, von der Größe der Ablösung abgesehen, weitgehend unverändert. Daher werden die Versuchsergebnisse anhand eines Volumenstroms von $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ gezeigt. Abbildung 4.21 zeigt die Fäden im Steigrohr in der Draufsicht unmittelbar hinter der Erweiterung auf der linken Seite und einen Meter weiter oben auf der rechten Seite. Zur besseren Orientierung sind die Positionen in Abbildung 4.22 rot markiert. Die Folie ist an einem Gitter befestigt, das sich über die gesamte Fläche des Steigrohres erstreckt. Es fällt auf, dass im unteren Bereich ein gestörtes, asymmetrisches Geschwindigkeitsprofil vorhanden ist. Dieses ist mit dem im vorherigen Kapitel berechneten Profil nicht



Abb. 4.21: Strömung am Steigrohrfuß, nach der Umlenkung und 1 m weiter oben

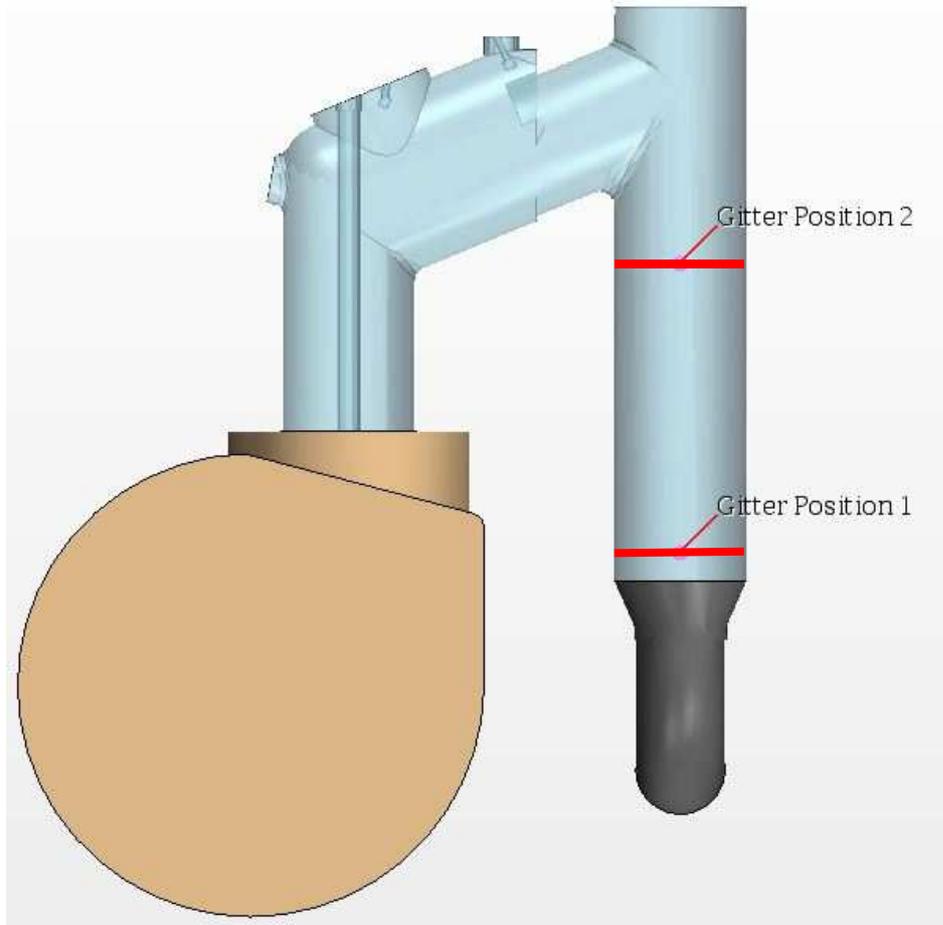


Abb. 4.22: Positionen der Gitterebenen

identisch, man kann aber sagen, dass es ähnlich ist. Die Strömung ist starken Fluktuationen unterworfen und die Fäden werden im markierten Bereich teilweise stark gedreht und hin und her bewegt. Außerhalb des markierten Bereichs sind die Fäden nach oben ausgerichtet, eine Ausnahme bildet hier nur der verkantete Faden, der im Bild gelb gekennzeichnet ist. Einen Meter weiter oben hat sich das Profil leicht gedreht. Im unteren Bildbereich sind die Fäden jetzt stärker zur Umlenkung hin ausgerichtet. Im markierten Bereich gehen die Geschwindigkeiten zurück und die Fäden sind teilweise zu schwer, um durch die geringe Strömungsgeschwindigkeit ausgerichtet zu werden. Abbildung 4.23 zeigt die Fäden im Krümmer unmittelbar hinter der Umlenkung und am Übergang zwischen Steigrohr und Krümmerflansch. Der Bereich der Rückströmung ist auch hier wieder rot markiert. Anders als in der Drallströmung im letzten Kapitel erkennt man hier deutlich den Bereich der massiven Ablösung, der sich von den ausgerichteten Fäden abgrenzt. Die Ablösung ist aber etwas weniger stark ausgeprägt als in der zugehörigen Simulation mit Normalanströmung. Im oberen Bereich der Düsen kommt es zudem zu einer leichten Rückströmung, die auch in den Simulationen angezeigt wird.

Trotz der gestörten Anströmung im Bereich des Steigrohres zeigt sich im Krümmer hinter der ersten Umlenkung die massive Ablösung, die in der Simulation mit einer Normalanströmung auftritt. Mehrere Gründe können hierfür ursächlich sein. Zum einen ist die stark asymmetrische

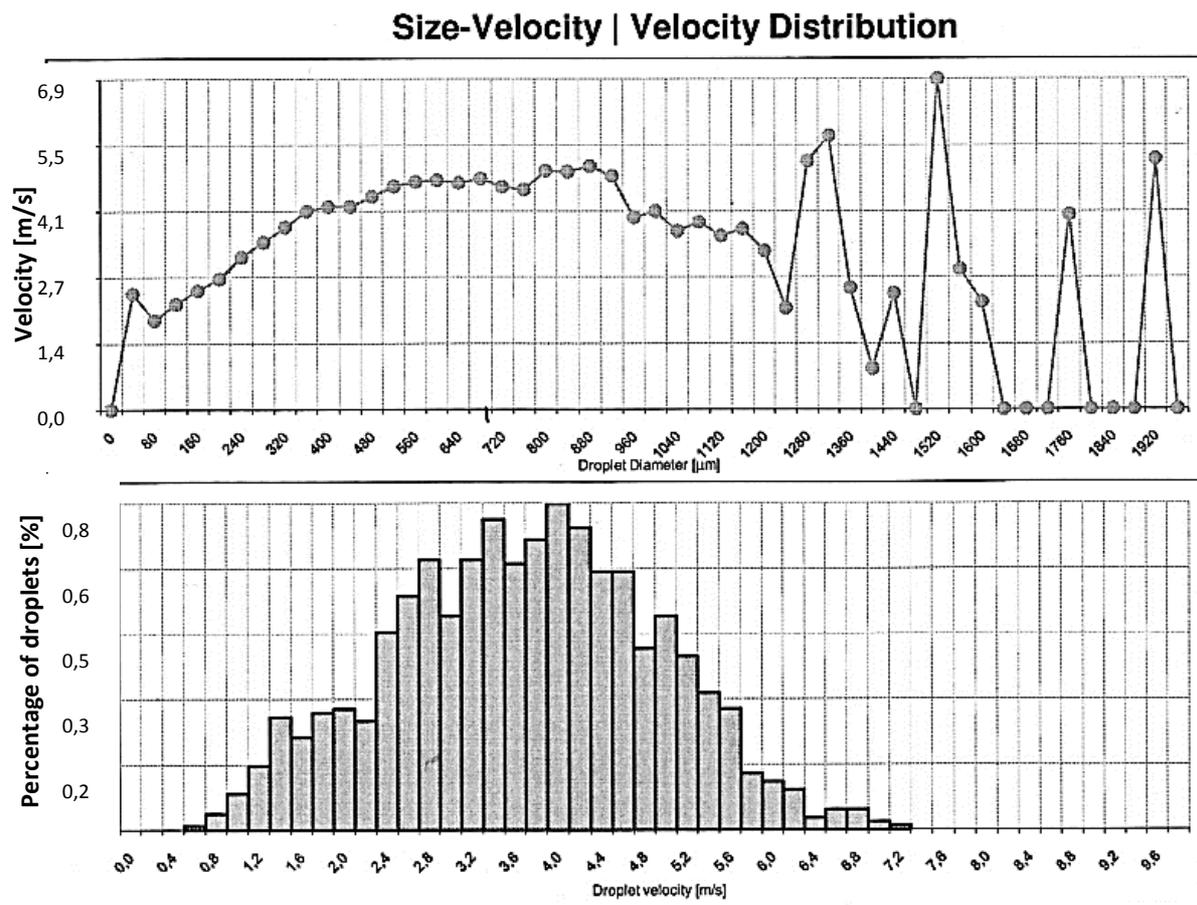


Abb. 4.23: Fäden im Krümmer, links: 2 cm hinter der Umlenkung, rechts: Übergang Steigrohr/Krümmer

Zuströmung, die aus der Simulation der Umlenkung und Erweiterung vor dem Steigrohr resultiert, nur eine Näherung. Das konkrete Geschwindigkeitsprofil lässt sich mit den zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten nicht bestimmen. Ebenso fehlen daher konkrete Angaben über den Grad der Turbulenz, der in den Simulationen mit 5 % angenommen wird. Zum anderen bewegt sich das flexible Schlauchsegment vor der Umlenkung während des Betriebs pulsartig und beeinflusst damit ebenfalls das Geschwindigkeitsprofil. Weitere Untersuchungen haben gezeigt, dass sich das gestörte Geschwindigkeitsprofil, anders als in der Simulation, auf einer Strecke von nur einem Meter bis zur ersten Umlenkung weitgehend ausgeglichen hat. Das gedrehte Profil kann in diesem Bereich nicht mehr ausgemacht werden. Die in der ersten Simulation getroffene Annahme einer gleichmäßigen Strömungsverteilung trifft damit näherungsweise zu. Im Endeffekt setzt sich die Strömung innerhalb des Krümmers aber vermutlich aus den beiden gezeigten Profilen zusammen. Die Ablösung ist zwar vorhanden, aber weniger stark als in der Simulation mit einer Normalanströmung. Gleichzeitig ist der Drall im abwärts gerichteten Kronenrohr anhand der Wasserbewegung zumindest für Volumenströme über $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ nachweisbar.

4.2.4 Düsen Einfluss auf die Gasströmung

Im Folgenden wird der Einfluss der Düsen- auf die Gasströmung betrachtet. Das Krümmermodell ist das Gleiche, das auch in den vorherigen Simulationen verwendet wurde. Zusätzlich wird hier für die beiden Düsen jeweils ein Injektor definiert. Die Partikel werden mit dem Langrange-Modell berechnet. Es handelt sich bei den Düsen um tangentielle Vollkegeldüsen, von denen die Vordere einen Öffnungswinkel von 120° , die hintere einen von 90° hat. Der Volumenstrom beträgt für beide bei einem Gegendruck von 2 bar rund $36 \text{ l}/\text{min}$. Als Vorgaben für die Düsenströmung werden außerdem die Messergebnisse der Firma Lechler GmbH herangezogen [Le11]. Für die tangentialen Vollkegeldüsen, die im Modell verbaut sind, hat Lechler das Geschwindigkeitsprofil sowie die Tropfengrößenverteilung für einen Düsenabstand von 500 mm ermittelt. Beide Angaben sind in Diagramm 4.2 dargestellt. Die Wassertropfen werden in der Simulation beim Auftreffen auf die Krümmerinnenwand in einen Wandfilm integriert. Als Modellannahme wird dafür eine sogenannte Shell Region erstellt, in der der Wandfilm berechnet wird.



Diagr. 4.2: Tropfengeschwindigkeits- und Tropfengrößenverteilung für die tangentialen Vollkegeldüsen im Abstand von 500 mm vom Düsenaustritt [Le11]

Durch die Düsenströmung verändert sich das Strömungsbild innerhalb des Krümmers. Im Bereich des Steigrohres zeigt sich zunächst keine Änderung der Strömung. Die Auswirkung der Düsenströmung wird erst hinter der Umlenkung sichtbar. Die räumliche Ausdehnung der ohnehin großen Ablösung am Boden des Krümmers wird durch das eingedüste Wasser vergrößert. Die erste Düse ist parallel zur Strömungsrichtung angeordnet und beschleunigt das Gas zusätzlich im oberen Bereich des Krümmers, weshalb die Wirbelstruktur weiter verstärkt wird. Die zweite Düse ist unmittelbar vor dem Gestänge positioniert, so dass zusätzlich zur Gaskühlung durch das eingedüste Wasser auch das Gestänge ausreichend benetzt wird, um Anbackungen durch Kondensate zu vermeiden. Durch die Position der Düse und den Öffnungswinkel der Tropfenströmung bekommt die Luftströmung zusätzlichen Drall, so dass der Wirbel verstärkt wird, wie in Abbildung 4.24 gezeigt.

Die Tropfenströmung wird durch die Massenbelastung oder auch das L/G-Verhältnis charakterisiert, das die Masse der flüssigen Phase zur Masse der gasförmigen Phase ins Verhältnis setzt [Ko12]. Da der Volumenstrom des Wassers über den gesamten Betriebsbereich konstant gehalten wird und sich nur der Gasvolumenstrom ändert, nimmt das L/G-Verhältnis Werte von 19 und darüber für Gasvolumenströme bis 200 m³/h und Werte hinunter bis zu 2.6 für den Maximalvolumenstrom von 1400 m³/h an. Für die gezeigten Betriebspunkte ergibt sich aufgrund der hohen Düsenaustrittsgeschwindigkeit von 8 m/s unmittelbar an den Düsen eine

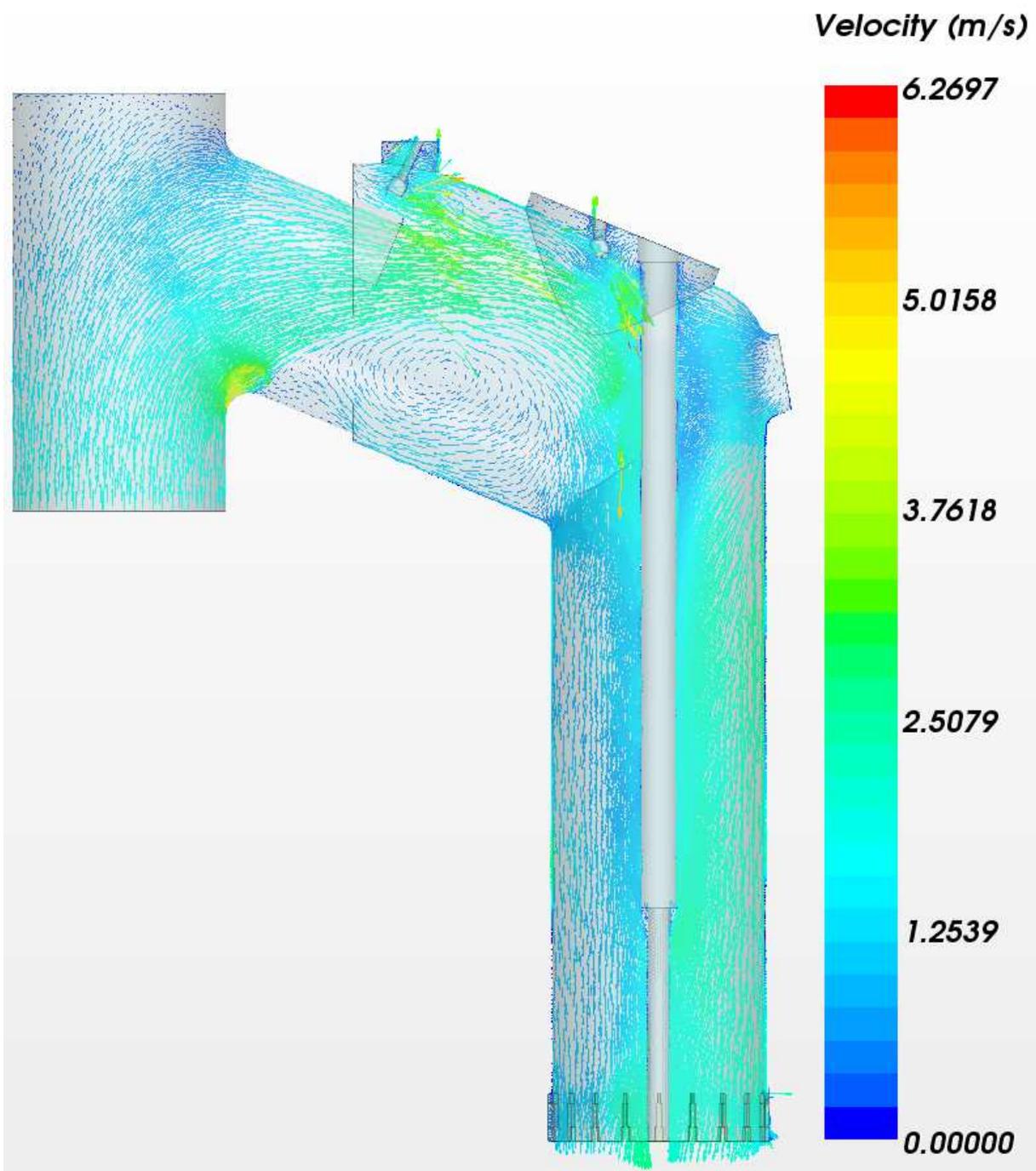


Abb. 4.24: Geschwindigkeitsverteilung im Krümmer mit Düsenströmung, $V_{\text{Luft}} = 1000 \text{ m}^3/\text{h}$

Treibwirkung auf das Gas, welches bei dem höchsten Volumenstrom von $1400 \text{ m}^3/\text{h}$ innerhalb des Krümmers eine mittlere Geschwindigkeit von nur 3 m/s aufweist. Lediglich für sehr hohe Gasvolumenströme ab $4600 \text{ m}^3/\text{h}$, also deutlich oberhalb derer, die bei der Regelung auftreten, zeigen die Tropfen eine Bremswirkung auf das Gas. Das Grenzverhältnis von L/G beträgt für diesen Betriebspunkt rund 0.8 . Diese Tatsache ist aufgrund der Dimensionierung des Ventils nur für die Absaugung der beim Füllvorgang anfallenden Gase von Bedeutung, wie sie in Kapitel 4.3 diskutiert wird. Für den direkten Vergleich sind in Abbildung 4.25 die Verteilungen des Totaldruckes für die Simulation ohne Düsenströmung und mit Düsenströmung gegenübergestellt. Es zeigt sich hier die leichte Treibwirkung und die damit einhergehende

Druckerhöhung zum Strömungsaustritt. Für die untersuchten Volumenströme liegt die Druckerhöhung, die aus der Düsenströmung resultiert, bei rund 0.1 mbar und ist damit sehr gering.

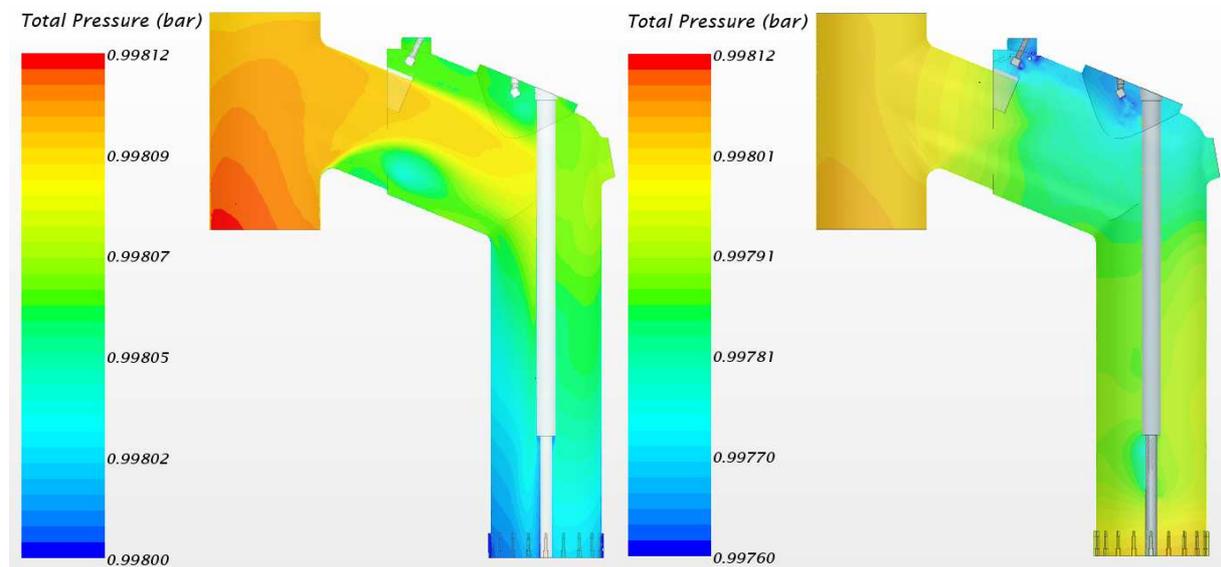


Abb. 4.25: Verteilung des Totaldrucks im Krümmer für die Strömung ohne Düsenströmung links, mit Düsenströmung rechts

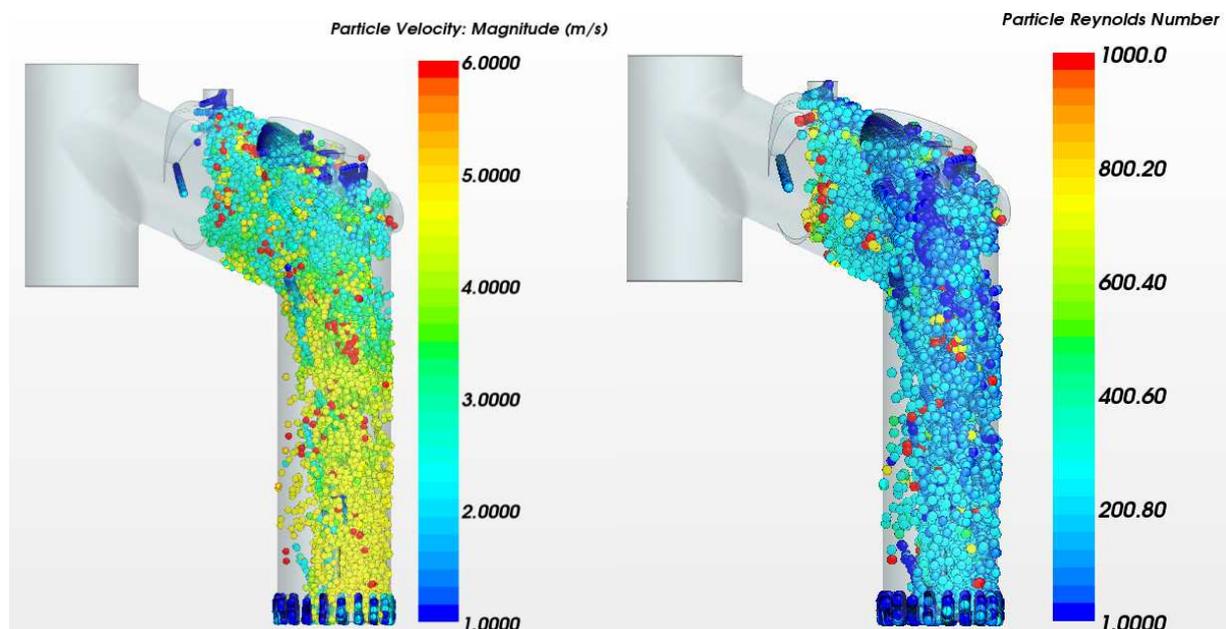


Abb. 4.26: Geschwindigkeitsverteilung der Tropfen Abb. 4.27: Partikel-Reynolds-Zahlen

Am Düsenkopf ergibt sich für die Tropfen eine Geschwindigkeit von 8 m/s, mit der das Wasser in die Strömung eingedüst wird. Mit der Entspannung und durch die relativ langsame Gasströmung werden die Tropfen im Krümmer auf Werte von rund 3.5 bis 4 m/s abgebremst. Im Kronenrohr beschleunigt die Gravitation die Tropfen wieder auf rund 4.5 m/s. Nur einzelne Tropfen sind mit 6 m/s etwas schneller. Auf der innenliegenden Seite des Kronenrohres treten nur wenige Tropfen durch den Austritt, beziehungsweise in die Tasse. Der Großteil konzentriert

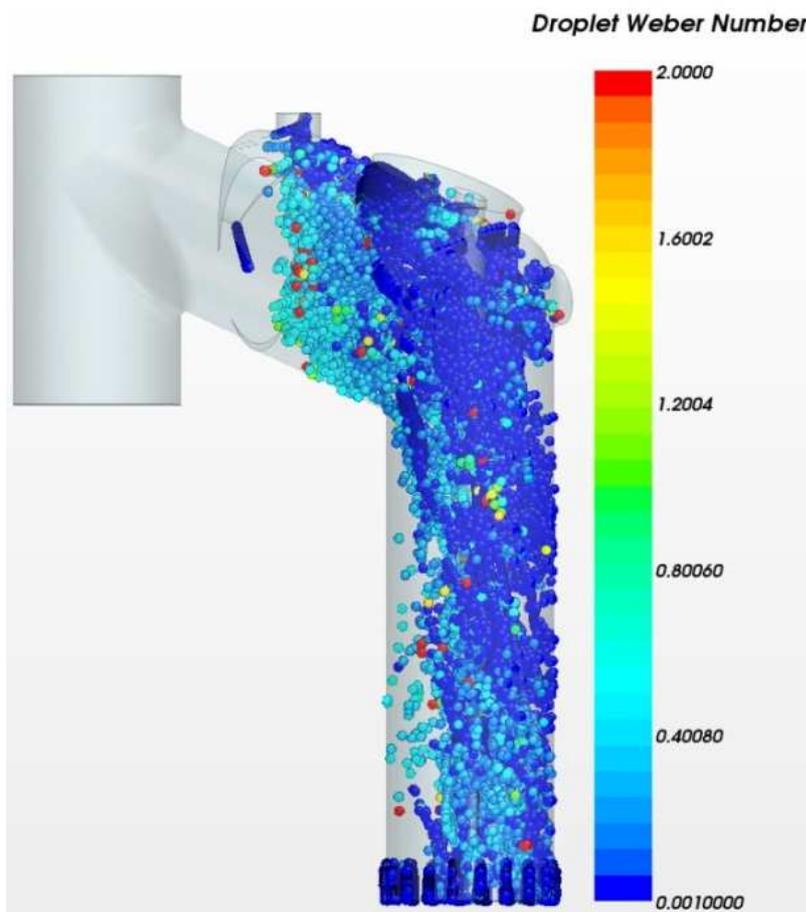
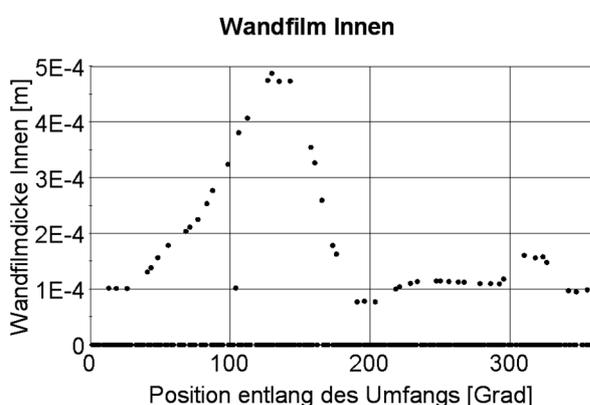
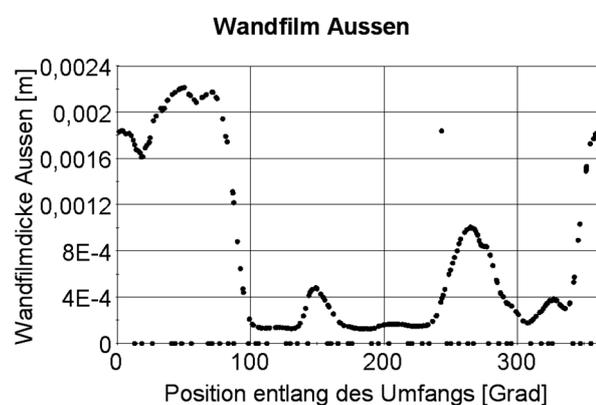


Abb. 4.28: Tropfen-Weber-Zahlen

sich auf der außen gelegenen Seite. Die Reynolds-Zahlen für die Tropfen bewegen sich nur vereinzelt über 1000, der Hauptteil liegt im Bereich unter 300. Die Weber-Zahlen für die disperse Tropfenströmung liegen insgesamt im sehr niedrigen Bereich unter 20. Zur besseren Übersicht ist die Skala in Abbildung 4.28 sogar auf einen Wert von 2 herabgesetzt worden. Es tritt damit nahezu kein Zerfall der Tropfen auf. Der Großteil des eingedüsten Wassers trifft auf die Wand auf und läuft als Wandfilm in die Tasse ab. Es kann nur vereinzelt zum sogenannten Blasenzerfall kommen.



Diagr. 4.3: Wandfilmdicke entlang des Umfangs, innen



Diagr. 4.4: Wandfilmdicke entlang des Umfangs, außen

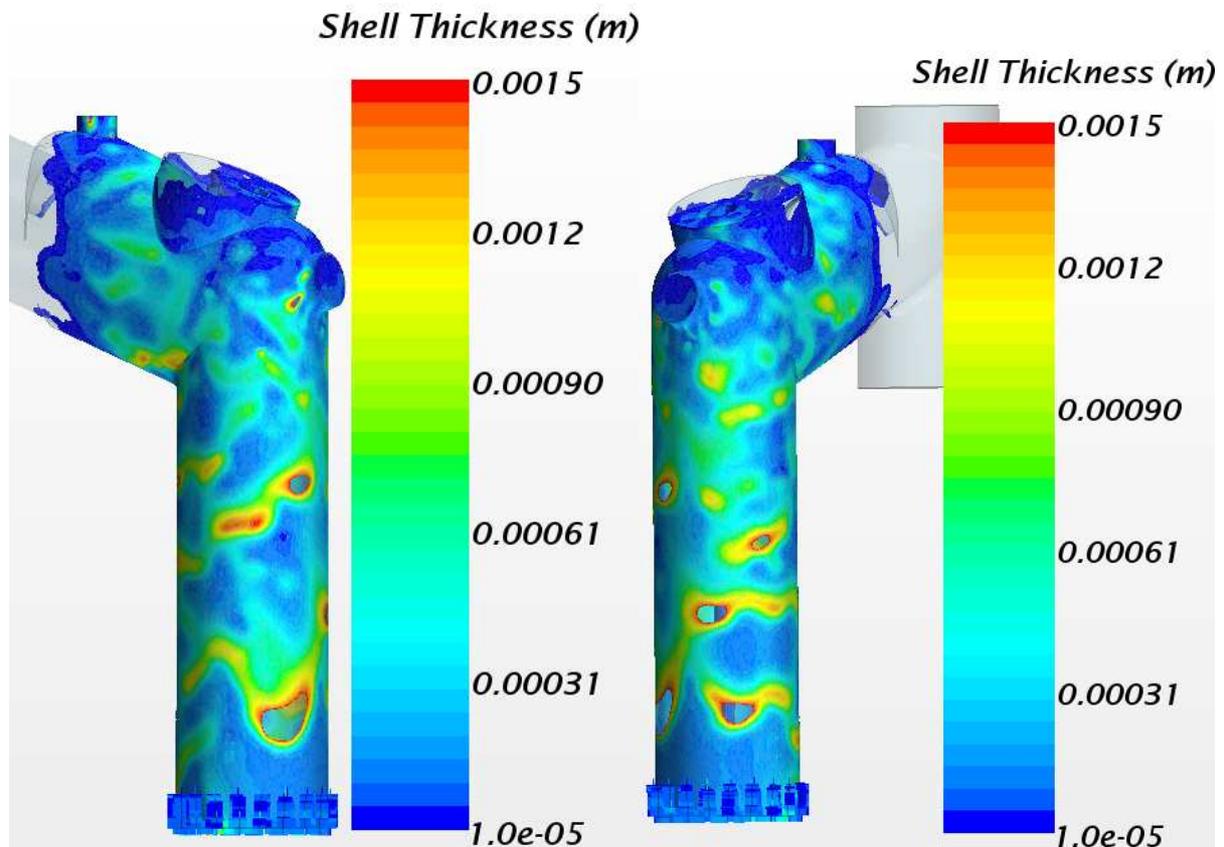


Abb. 4.29: Wandfilm im Krümmer und im Kronenrohr

Auf den Diagrammen 4.3 und 4.4 ist die momentane Dicke des zur Aufnahmezeit hinablaufenden Wandfilms auf einer Höhe von 100 mm über den Schlitz für die Shell Region am Gestänge (innen) und die Innenwand des Kronenrohres (außen) in Metern aufgetragen. Anhand der Graphen erkennt man weder eine einheitliche Wasserfilmverteilung noch eine Symmetrie für den gesamten Umfang. Eine zeitliche Untersuchung des Wandfilms hat gezeigt, dass die gesamte Innenwand des Krümmers benetzt wird, wenn auch unterschiedlich stark. Die Düsen sind damit ideal platziert. Außerdem zeigt sich, dass die auf die Oberfläche auftreffenden Tropfen zunächst langsam, dann schneller an der Wand entlanglaufen. Das Wasser schließt sich dabei zu Strähnen zusammen, die dann immer weiter beschleunigen während sie chaotisch am Krümmer nach unten laufen. Anhand der durchgeführten Simulationen kann außerdem ausgemacht werden, dass nur rund 30 % des eingedüsten Wassers als Tropfen auf die Wasseroberfläche in der Tasse treffen.

4.3 Maximale Gasmenge beim Füllen

Im Betrieb auf der Kokerei müssen die größten Gasmengen beim Füllen aufgenommen werden. Dabei wird ein Gemisch aus Luft, Gas, Wasserdampf und Staubpartikeln aus dem Ofen abgesaugt. Es existieren weder konkreten Angaben über die Zusammensetzung des Gases, noch über den Gehalt an Staub im Gas oder dessen Partikelgrößenverteilung. Es wurden daher für diese Arbeit zwei einfache Berechnungen mit Luft und reinem Wasserstoff durchgeführt, um

eine Vorstellung der Größenordnung der Volumenströme zu bekommen. Wie die obigen Simulationen gezeigt haben, ist der Druckverlust beim Durchströmen des Krümmers auch für Volumenströme von 1000 m³/h nahezu nicht vorhanden. Für die hier durchgeführten Simulationen wird ein Druckunterschied zwischen Steigrohreintritt und Vorlagenaustritt von -2 mbar vorgegeben. Dieser Wert kann je nach Fahrweise der Anlage variieren, er liegt aber im üblichen Bereich für den Druck in der Sammelleitung bei der Verwendung der Kammerdruckregelung. Mit diesen Vorgaben ergeben sich Volumenströme von 8000 m³/h bei Verwendung von reiner Luft und 30000 m³/h für die Simulation mit reinem Wasserstoff. Durch den Gehalt an Partikeln, die im Koksgas enthalten sind, erhöhen sich jedoch die Verluste, so dass davon auszugehen ist, dass in der Realität weniger Gas abgesaugt wird. Außerdem muss die Tropfenströmung berücksichtigt werden. Das L/G-Verhältnis für diese Strömung beträgt aufgrund der konstanten Waschwasserzufuhr nur noch rund 0.5, so dass die Düsenströmung beim Absaugen der Gase zusätzlich eine Bremswirkung ausübt. Dadurch erhöht sich der Druckverlust beim Durchströmen wiederum, so dass sich die Gasmenge reduziert. Zwar beträgt die Temperatur der abgesaugten Gase im Durchschnitt nur rund 100 °C und liegt damit nur leicht oberhalb der Vorlagentemperatur, ein Abschalten der Düsen ist aber aufgrund der im Gas enthaltenen Staubpartikel und Kondensate nicht möglich. Ohne das Waschwasser würden die Kondensate zu einem Zuwachsen des Krümmerquerschnittes führen. Denkbar wäre daher nur eine Steigerung der Waschwassermenge für den Zeitpunkt der Absaugung, um die mögliche Gasmenge nicht durch die Düsenströmung zu reduzieren.

4.4 Wärmeübertragung

Aufgrund der unvollständigen Angaben über die Gaszusammensetzung und den Feuchtigkeitsgehalt des Gases im Ofen und in der Vorlage lässt sich keine exakte Simulation zur Wärmeübertragung durchführen. Im Mittel beträgt die Vorlagentemperatur 80 °C, dazu ist aber keine konkrete Gaszusammensetzung bekannt. Diese setzt sich aus allen angeschlossenen Öfen zusammen, die zu jedem Zeitpunkt unterschiedliche Mengen Gas unterschiedlicher Zusammensetzung in die Vorlage leiten. Es ist damit nicht möglich für einen Ofen zu einem bestimmten Zeitpunkt eine Massenbilanz aufzustellen. Auch das durch die Düsen eingespülte Wasser wird trotz variierender Gasmenge konstant gehalten. Ebenso fehlen Angaben über den Feuchtigkeitsgehalt des Gases am Austritt. Ohne exakte Randbedingungen lässt sich die Strömungssimulation nicht korrekt durchführen. Es wurde daher nur eine Annäherung an die realen Verhältnisse ermittelt. Für den Steigrohreintritt wird ein Volumenstrom von 1000 m³/h reinem Wasserstoff vorgegeben, der eine Temperatur von 800 °C besitzt. Das eingedüστε Wasser hat Umgebungstemperatur und am Austritt werden die genannten 80 °C angenommen. Abbildung 4.30 zeigt die Temperaturverteilung für die so durchgeführte Simulation. Ersichtlich ist hier, dass es aufgrund der Abkühlung zu Rückströmungen im Bereich des Krümmersknies kommt, da die Dichte des Gases durch die Abkühlung steigt. Dadurch nimmt das Volumen ab und die Strömung läuft teilweise zurück, bis am Austritt die 80 °C erreicht sind. Je kleiner der Gasstrom ist, desto größer ist dabei die relative Rückströmung, da das Gas gegen den Dichteunterschied strömen muss. Bei größeren Volumenströmen treten nur noch leichte Rückströmungen auf. Das Gas strömt nach der Abkühlung aufgrund der höheren Dichte

und des daraus resultierenden kleineren Volumenstroms langsamer. Um eine genaue Strömungsbeschreibung zu erhalten, müssen aber die korrekten Randbedingungen vorliegen. Prinzipiell könnten die Krümmer aber aufgrund der höheren Dichte nach der Abkühlung im Durchmesser verringert werden, was für den Einbau des Druckregelungsventils außerhalb der Vorlage interessant ist. Hauptproblem hierbei ist der oft sehr geringe Platz zwischen zwei benachbarten Krümmern. Eine Verringerung des Durchmessers würde den Einbau dann deutlich vereinfachen.

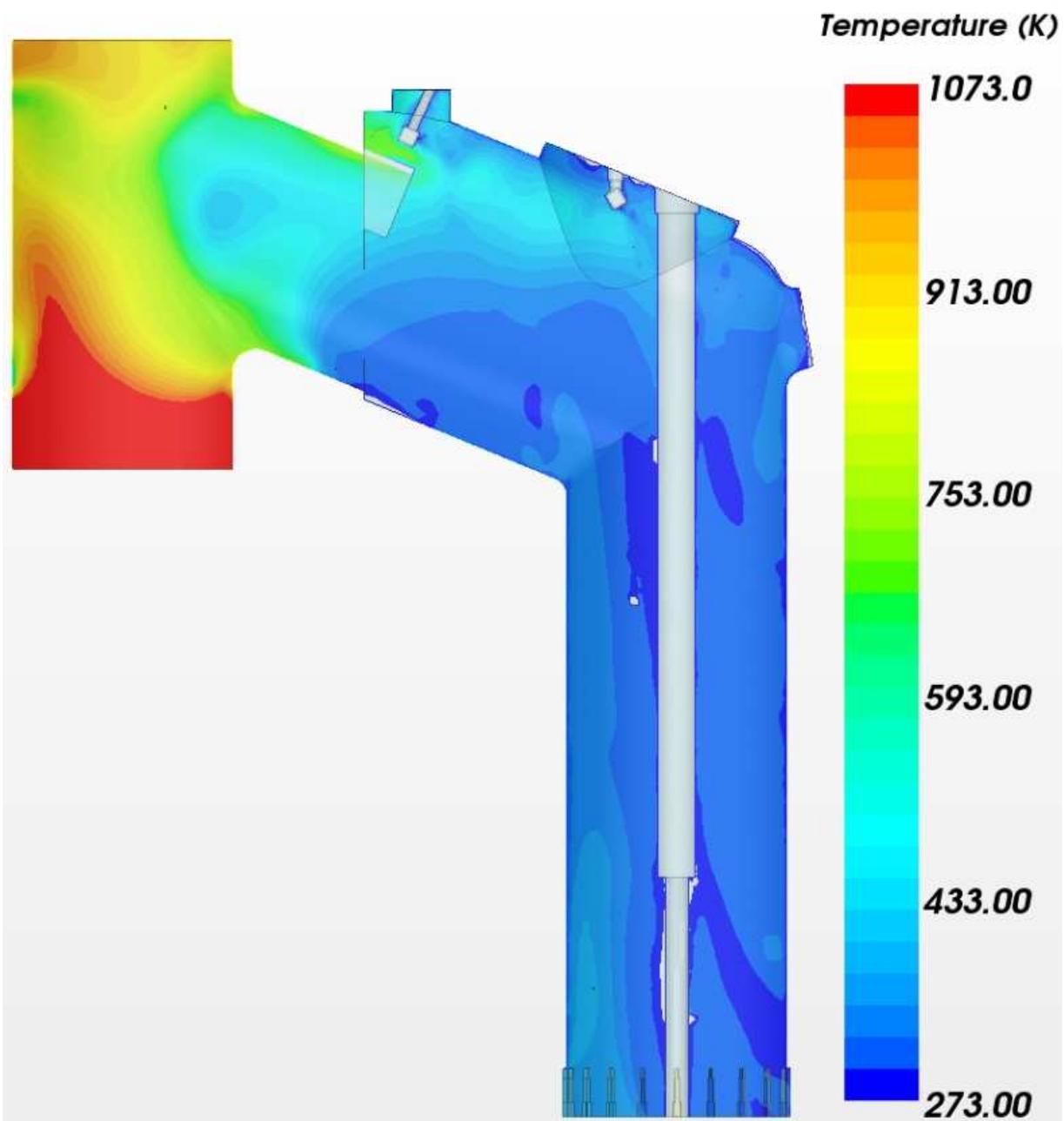


Abb. 4.30: Temperaturverteilung im Krümmer

4.5 Ventilströmung im neuen Druckregelungssystem

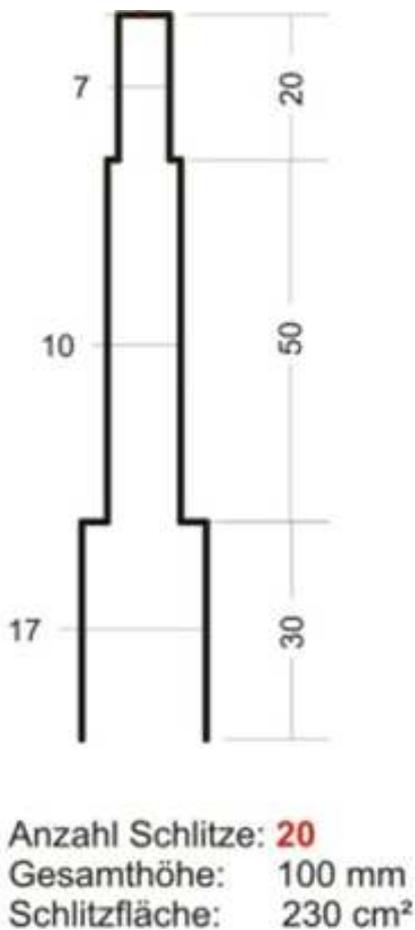


Abb. 4.31: Schlitzgeometrie [Li11]

Nachdem die Strömungsverteilung im Krümmer und damit die Zuströmung zum Ventil sowie der Einfluss der Tropfenströmung und des Wandfilms beschrieben sind, soll in diesem Kapitel der durch das Ventil und den Wasserstand generierte Druckverlust untersucht werden. Zu Beginn wird dafür die Schlitzgeometrie des ursprünglichen Systems verwendet. Es handelt sich hierbei um einen dreistufigen Schlitzzylinder, dessen Maße in Abbildung 4.31 dargestellt sind [Li11]. Da es für die Druckregelung in erster Linie wichtig ist, die Lage der freien Oberfläche bestimmen zu können, wird für diese Simulationen die Euler'sche Betrachtungsweise gewählt. Die Zweiphasenströmung, die auch hier zunächst aus den Stoffen Wasser und Luft besteht, wird daher mit der Volume-of-Fluid-Methode, kurz VOF, beschrieben. Wie bereits in Kapitel 3.4.2 diskutiert, ist die Auflösung der Strömungsdomäne dabei von essentieller Bedeutung. Aufgrund des Durchmessers des Steigrohres von 450 mm, beziehungsweise des Tassendurchmessers von 600 mm an der Oberkante, würde eine Gesamtschreibung des Ventils die zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten deutlich übersteigen. Das Modell muss daher vereinfacht werden. Für die Konfiguration von 20 Schlitzen, die regelmäßig über den Umfang des Kronenrohres verteilt sind, ergibt sich unter der Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung für einen Schlitzzylinder ein

Teilausschnitt von 18°. Die Seitenflächen dieses Ausschnittes werden als periodische Randflächen definiert und liegen jeweils genau zwischen zwei Schlitzen. Der Eintrittsbereich für dieses Modell wird 100 mm oberhalb der Schlitzoberkante angenommen, um das Modell möglichst klein zu halten.

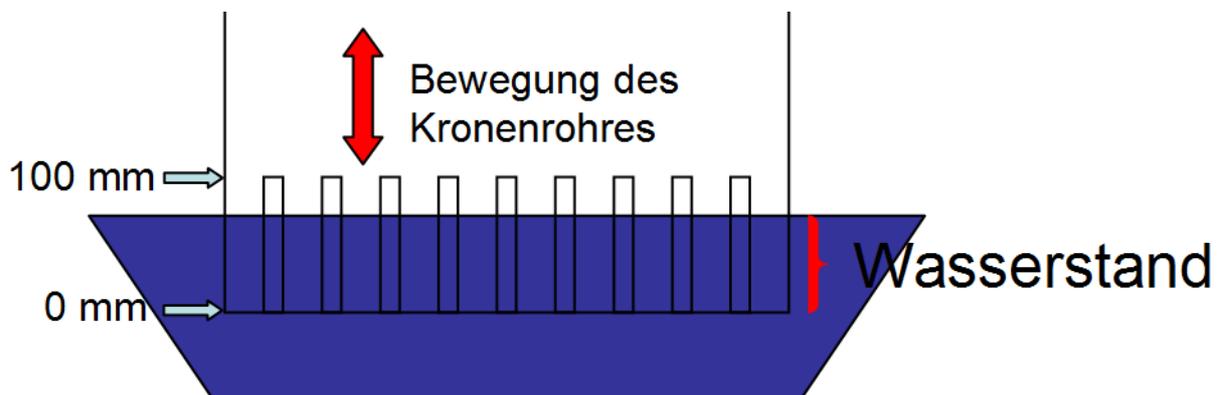


Abb. 4.32: Verdeutlichung des Begriffs „Wasserstand“

Die mit Wasser gefüllte Tasse wird ebenfalls modelliert. Die Tassenposition bzw. der Tassenrand gibt für das Modell gleichzeitig die Höhe des Wasserstandes am Schlitz an, wenn die Wasseroberfläche in Ruhelage ist. Da sich am neuen Modell statt des Wasserstandes die Krone bewegt, kann man die Formulierung auch umdrehen und von der Eintauchtiefe der Schlitz sprechen. Der Einfachheit halber werden in dieser Arbeit aber einheitlich die Begriffe „Wasserstand“ und „Tassenposition“ verwendet. In Abbildung 4.32 ist diese Formulierung bildhaft veranschaulicht. Abbildung 4.33 zeigt beispielhaft die Geometrie, bei der der initiale Wasserstand bei 50 mm liegt.

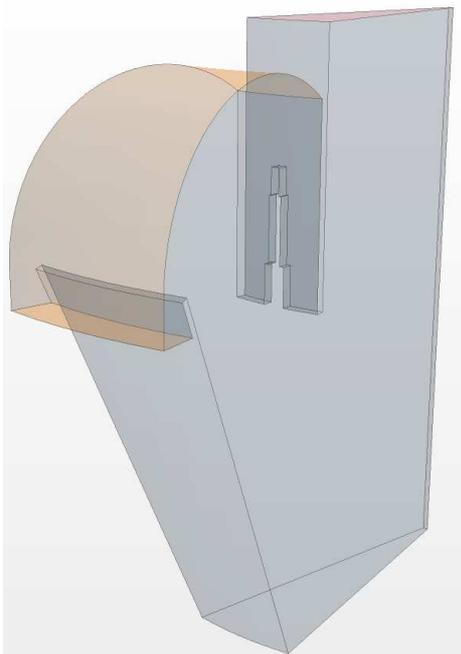


Abb. 4.33: Vereinfachte Geometrie

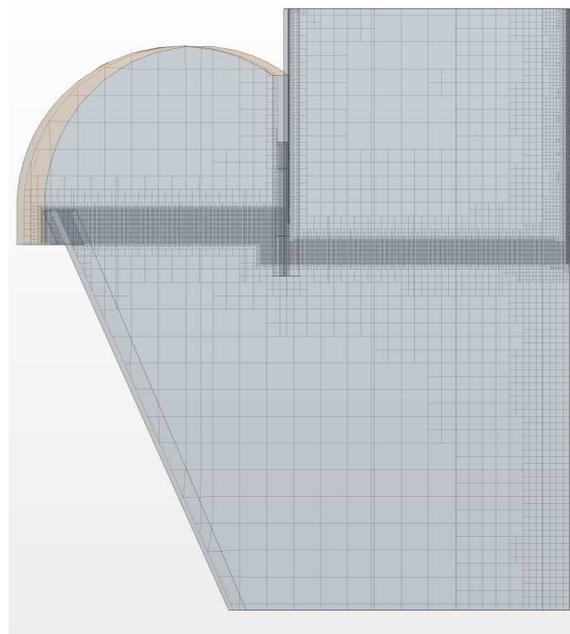


Abb. 4.34: Volumennetz

Das Volumennetz wird aus quasistrukturierten Gittern erstellt, da sich der Fehler bei der Volume-of-Fluid-Methode größtenteils durch den Fluss der Erhaltungsgröße über die Flächen vergrößert. Dadurch, dass man weniger Flächen hat, verringert sich diese Fehlerquelle bereits im Voraus. Als Basiszellengröße werden zunächst 20 mm angenommen. Durch eine Feldfunktion wird die Zellengröße aber im Bereich der Wasseroberfläche herabgesetzt. Diese beträgt hier 0.8 mm. Des Weiteren muss das Netz an den Wänden, an denen der Wandfilm herabläuft, sehr stark verfeinert werden. Wie im vorherigen Kapitel gezeigt, ergeben sich über den Umfang unterschiedliche Wandfilmdicken, die zwischen 0.1 und 2.4 mm liegen. Das Wasser, das im Durchschnitt zu rund 70 % über den Wandfilm der Tasse zugeführt wird, hat den Untersuchungen in Kapitel 4.2.4 zufolge eine stark ungleichförmige räumliche und zeitliche Verteilung, die in dem hier gewählten periodischen Modell nicht berücksichtigt werden kann. Um in den hier durchgeführten Simulationen einen entsprechenden Wassermassenstrom zuzuführen, werden für die Dicke des Wasserfilms auf der Innenwand des Krümmers sowie am Gestänge konstante Werte vorgegeben. Dabei wird angenommen, dass die Gesamtwassermasse von 4.3 m³/h als Wandfilm in die Tasse läuft. Für alle Simulationen werden 5 % der Wassermasse über das Gestänge, 95 % der Wassermasse über die Innenwand des Kronenrohres zugeführt. Es ergibt sich daraus ein Krümmer-Wandfilm mit einer Dicke von

0.4 mm sowie ein Gestänge-Wandfilm von 1.6 mm Dicke. Damit das Wasser nicht durch numerische Fehler dissipiert, muss die Größe der Zellen unmittelbar an der Kronenrohr-Wand auf mindestens 0.15 mm und an der Gestänge-Wand auf 0.4 mm herabgesetzt werden. Da sich die Wasseroberfläche im Inneren des Kronenrohres mit zunehmendem Volumenstrom und daher höherem Druckunterschied in axialer Richtung nach unten verschiebt, muss das Netz, je nach Betriebszustand, im Verlauf der Simulation angepasst werden. Abbildung 4.34 zeigt als Beispiel das Netz für einen initialen Wasserstand von 50 mm und einen Volumenstrom von 600 m³/h. Die Gesamtzahl an Zellen beträgt für diese Simulationen zwischen 4 und 7 Millionen.

Die physikalischen Modelle werden entsprechend der Vorgaben am Testmodell zunächst für Luft und Wasser ausgewählt. Die Strömung ist dreidimensional, instationär und turbulent, wobei die Turbulenz wieder mit dem realizable k- ϵ -Turbulenzmodell erfasst wird. Die Phasen werden durch das VoF-Modell erfasst, wobei die Stoffe Luft und Wasser als ideales Gas und als Flüssigkeit mit konstanter Dichte modelliert werden. Die Strömung ist zudem isotherm bei 25 °C.

Aufgrund der Annahme der Periodizität der Strömung ist es notwendig, die Zuströmung über die gesamte Eintrittsfläche gleichverteilt anzunehmen, da der Druckverlust in erster Linie durch den Volumenstrom beeinflusst wird und dieser bei ungleicher Verteilung, je nach betrachtetem Schlitz, variiert. Daher werden am Eintritt konstante Geschwindigkeiten für das Gas und das Wasser vorgegeben, wobei die Zuströmung senkrecht angenommen wird. Diese Zuströmbedingungen werden über die Volumenverteilung der Phasen am Eintritt über eine Feldfunktion definiert. Für die durchgeführten Simulationen werden im Folgenden Volumenströme zwischen 200 m³/h und 1200 m³/h eingestellt. Am Austrittsbereich, der sich in diesen Simulationen unmittelbar hinter der Tassenkante befindet, wird ein statischer Druck von -2 mbar aufgeprägt.

Die folgenden Abbildungen zeigen zunächst die Ergebnisse der Phasenverteilungen in den Simulationen, wobei reine Luft blau, reines Wasser rot dargestellt ist. Für die Wasseroberfläche wird eine Isofläche für den Volumenanteil von Wasser mit einem Wert von 0.5 erstellt, die grün eingefärbt ist. In den Abbildungen 4.35-4.40 ist die Tassenposition und damit der initiale Wasserstand bei 25 mm, in den Abbildungen 4.41-4.46 bei 50 mm und in den Abbildungen 3.47-3.49 bei 88 mm. Der jeweilige Luftvolumenstrom ist zusätzlich im Bild angegeben. Für den geringsten Wasserstand von 25 mm zeigt sich für alle Betriebspunkte nur eine geringe Höhendifferenz zwischen innen- und außenliegendem Wasserstand. Die Wasseroberfläche ist auf beiden Seiten für kleine Volumenströme weitgehend eben. Mit zunehmendem Luftstrom wird jedoch die Wellenbewegung der Wasseroberfläche auf der Außenseite des Kronenrohres stärker, wie man im Vergleich der Abbildungen erkennt. Dabei bauen sich aber keine hohen Wellen auf, da die Spitzen der Wellenberge durch die durch den Luftstrom im Schlitz induzierten Instabilitäten von der Welle abgetragen werden. Die Flüssigkeitsligamente zerfallen dabei aufgrund der hohen Differenzgeschwindigkeit von Wasser und Luft. Für die Volumenströme bis 800 m³/h zeigt sich, dass der Wasserspiegel auf der Außenseite des Kronenrohres etwas unter dem eigentlichen Tassenrand liegt. Dies konnte anhand von Beobachtungen am Teststand ebenfalls nachgewiesen werden. Dadurch, dass die Luft unter einem leichten

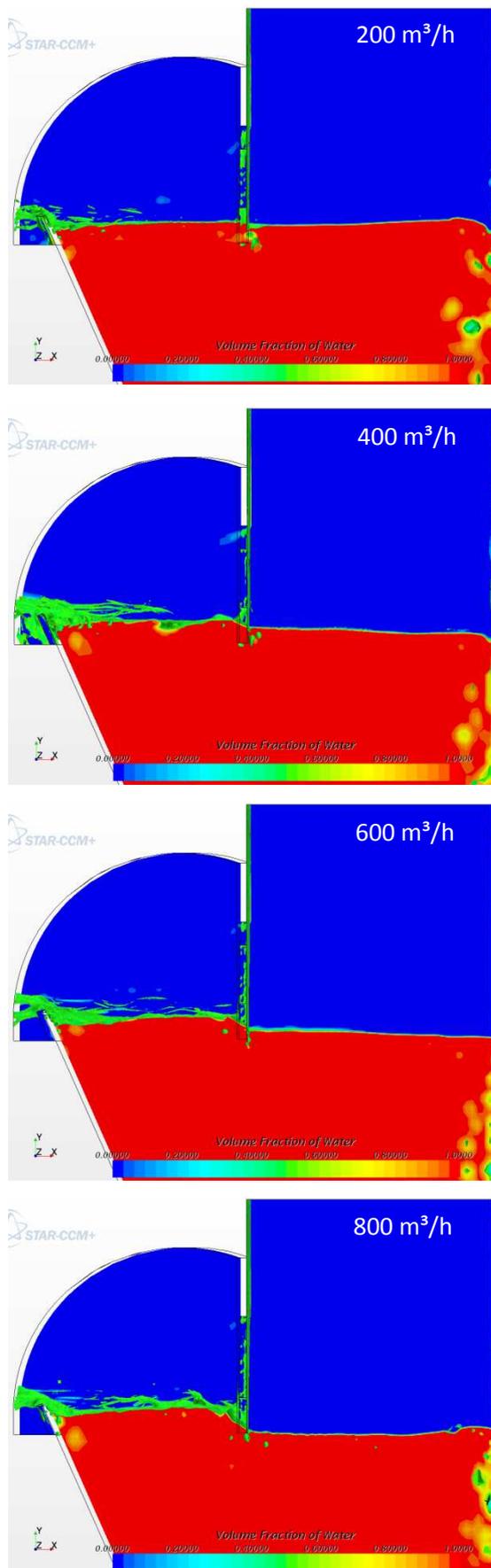


Abb. 4.35 - 4.38: Verteilung der Phasen, 25 mm

Winkel von 10-20° durch dem Schlitz strömt und vor dem Tassenrand auf die Wasseroberfläche trifft, wird vermehrt Wasser nach außen über den Tassenrand gedrückt und der Wasserstand sinkt unter den Tassenrand ab. Auf der Innenseite des Kronenrohres ist die Wasseroberfläche für alle Volumenströme weitgehend eben. Eine leichte Wellenbewegung entsteht lediglich durch den Wandfilm, der am Gestänge nach unten läuft. Dieser nimmt beim Eintritt ins Wasser, das in der Tasse steht, einen Teil der umgebenden Luft mit, so dass Luftblasen unter der Wasseroberfläche bis zu einer Tiefe von 130 mm eingeschlossen werden und anschließend langsam wieder zur Oberfläche steigen. Im unteren Bereich ist die Zellgröße deutlich höher als im Bereich der Wasseroberfläche, so dass die Phasengrenze dabei aber nicht mehr klar aufgelöst wird. Der Wasserfilm, der an der Innenwand des Kronenrohres hinab läuft, schließt ebenfalls Luftblasen ein. Aufgrund der geringeren Wassermasse pro Fläche, die mit dem Film transportiert wird, ist der Effekt hier aber deutlich geringer als am Gestänge. Die Bewegung der Wasseroberfläche innerhalb des Kronenrohres wird also größtenteils durch den hinablaufenden Wasserfilm und quasi nicht durch den Volumenstrom des Gases beeinflusst. Der Wasserfilm, der direkt auf die Schlitzgeometrie trifft, wird aufgrund der feinen Auflösung im Schlitz selbst noch erfasst. Unmittelbar nach der Umlenkung erfolgt aber ein Abriss des Films an den Kanten des Modells und das Wasser dissipiert aufgrund der größeren Zellengröße. Eine Bilanz über das im Kontrollvolumen enthaltene Wasser zeigt den Verlust dieser geringen Masse praktisch nicht an, ein Einfluss des Wasserfilms im Schlitz auf die Druckregelung kann jedoch mit Hilfe dieser Simulationen nicht ausgemacht werden. Stattdessen wird dazu auf die Ergebnisse in Kapitel 4.5.3 verwiesen. Der Volumenstrom von 1000 m³/h stellt für diese Konfiguration die

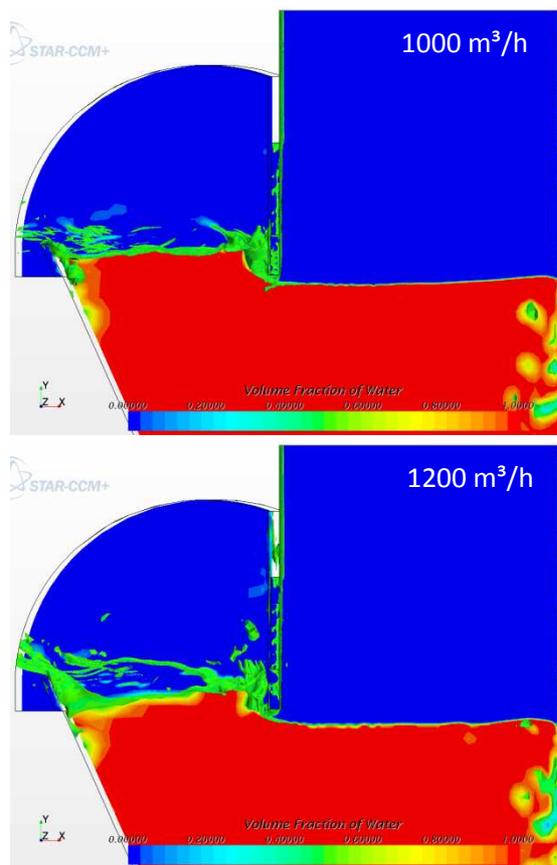


Abb. 4.39 - 4.40: Verteilung der Phasen, 25 mm

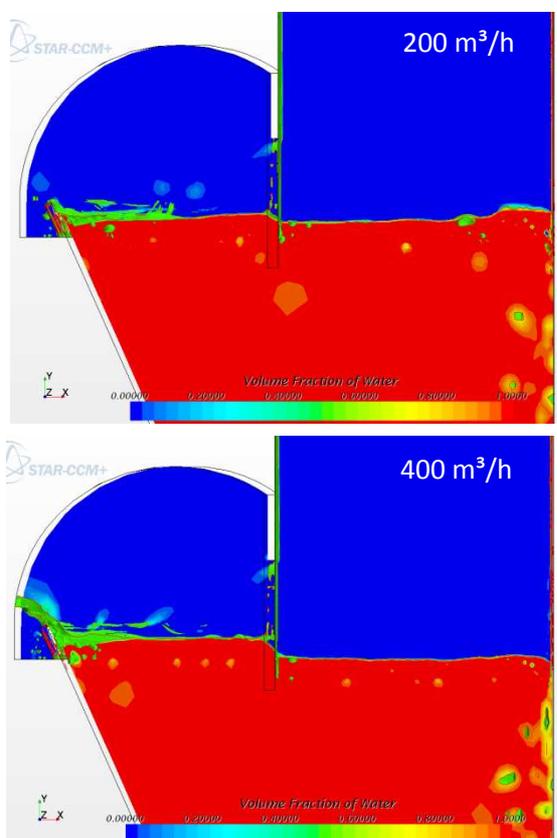


Abb. 4.41 - 4.42: Verteilung der Phasen, 50 mm

Grenze zur numerischen Dissipation dar. Die Wellenbewegung auf der Außenseite des Kronenrohres wird so schnell, dass die Netzauflösung gerade noch ausreicht, um die Wassermasse konstant zu halten. Bei einem Volumenstrom von $1200 \text{ m}^3/\text{h}$ zeigt sich hingegen schon deutlich, dass die Phasengrenze nicht mehr innerhalb weniger Zellen aufgelöst ist, sondern verschmiert. Damit wird das Ergebnis für den Druckverlust nicht mehr aussagekräftig.

Für die Tassenposition von 50 mm zeigt sich prinzipiell ein ähnliches Verhalten. Mit steigendem Volumenstrom wird die Wasseroberfläche auf der Innenseite des Kronenrohres nach unten gedrückt. Für diese Tassenposition stellt sich aber bereits bei einem Volumenstrom von $200 \text{ m}^3/\text{h}$ eine deutlich sichtbare Höhendifferenz von 5 mm zwischen dem Wasserspiegel auf der Innen- und Außenseite ein. Durch die verringerte freie Querschnittsfläche der Schlitze wird schon bei niedrigen Volumenströmen ein höherer Druckverlust generiert als bei der vorherigen Konfiguration. Die Wasseroberfläche innerhalb der Krone wird wieder durch den am Gestänge herablaufenden Film in Schwingungen versetzt und Luftblasen werden ins Wasser eingetragen. Dadurch, dass die Luft beim Durchströmen der Schlitze eine Art Blase in die Wasseroberfläche drückt, um die Strömungsfläche zu vergrößern, werden ab einem Volumenstrom von $600 \text{ m}^3/\text{h}$ vermehrt Luftblasen am Schlitz im Wasser eingeschlossen. Diese Blasen sind jedoch deutlich kleiner als auf der gegenüberliegenden Seite. Auch hier zeigt sich für alle Betriebspunkte deutlich, dass der Wasserstand außen etwas unterhalb des Tassenrandes liegt. Für die Volumenströme 1000 und $1200 \text{ m}^3/\text{h}$ wird die Bewegung der Wasseroberfläche auch hier dermaßen turbulent, dass die Auflösung der Phasengrenze nicht ausreicht und es vermehrt zu numerischer

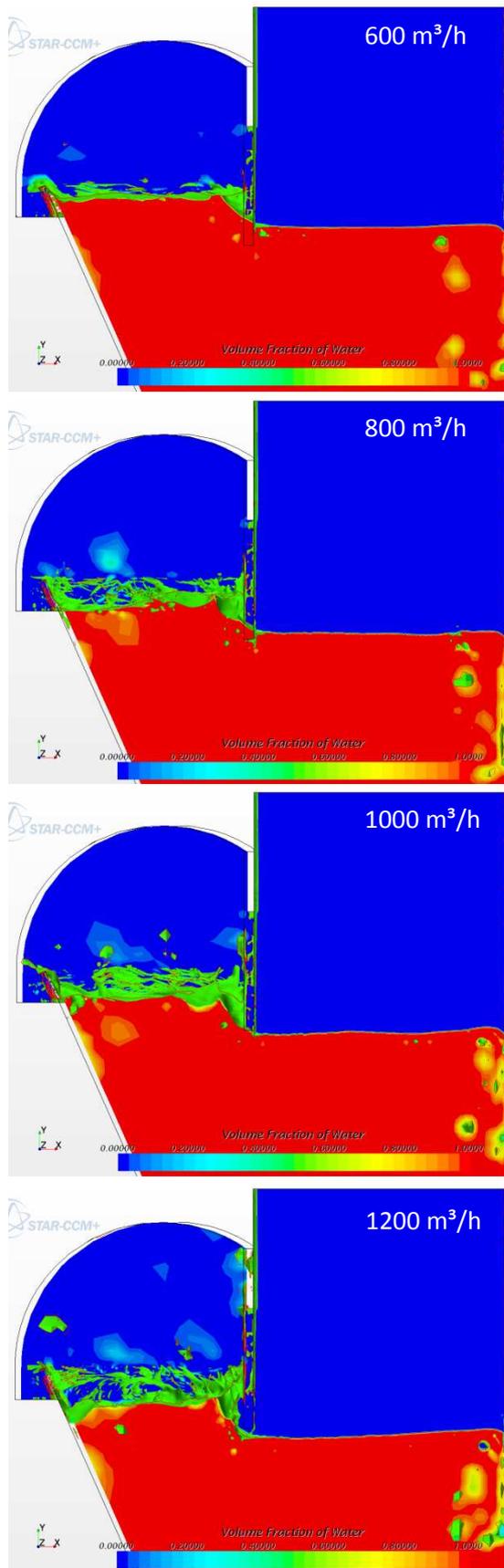


Abb. 4.43 - 4.46: Verteilung der Phasen, 50 mm

Dissipation kommt. Durch die schwindende Wassermasse auf der Außenseite sinkt der Wasserstand innerhalb des Kronenrohres auf die Höhe der Schlitzunterkante ab.

Für den höchsten Wasserstand werden aufgrund der großen Abweichungen zu den Messwerten lediglich Volumenströme von 200, 400 und 600 m³/h betrachtet (Vgl. Kapitel 4.5.2). Wie erwartet, steigt mit höherer Tassenposition der schon bei kleinen Volumenströmen generierte Druckverlust. Die Höhendifferenz des innen- und außenliegenden Wasserspiegels liegt im ersten Betriebspunkt bereits bei rund 33 mm. Auf der Außenseite des Kronenrohres steigt das Wasser entsprechend an, mittig zwischen Kronenrohr und Tassenrand liegt der Wasserspiegel mit 8 mm sogar leicht über dem Tassenrand. Es zeigt sich, dass das Wasser über den Rand der Tasse austritt, zum betrachteten Zeitpunkt aber noch nicht vollständig abgelaufen ist. Nach einer simulierten physikalischen Zeit von 6 Sekunden wird die Simulation abgebrochen. Mit einem höheren Luftstrom von 400 m³/h vergrößert sich die Wasserspiegeldifferenz zwischen Innen- und Außenseite auf fast 50 mm. Die Bewegung der Wasseroberfläche auf der Außenseite wird noch einmal deutlich stärker. Auch hier liegt der Wasserspiegel nach Abbruch der Simulation noch oberhalb des Tassenrandes. Unmittelbar hinter dem Schlitz wird das Wasser in einem Winkel von rund 45° radial nach außen gedrückt, um die Strömungsfläche für das Gas zu vergrößern. Beim maximalen Volumenstrom von 600 m³/h wird der Wasserspiegel innenseitig auf eine Höhe von 18 mm oberhalb der Schlitzunterkante hinab gedrückt. Der Verlauf der Oberfläche ist hier etwas schräg. Außen nimmt die Bewegung der Wasseroberfläche noch weiter zu. Der Bereich des verdrängten Wassers ist in diesem Schnitt noch deutlicher zu erkennen. Dadurch, dass die Geschwindigkeiten aber hier insgesamt niedriger liegen als in den Simulationen mit 50 mm

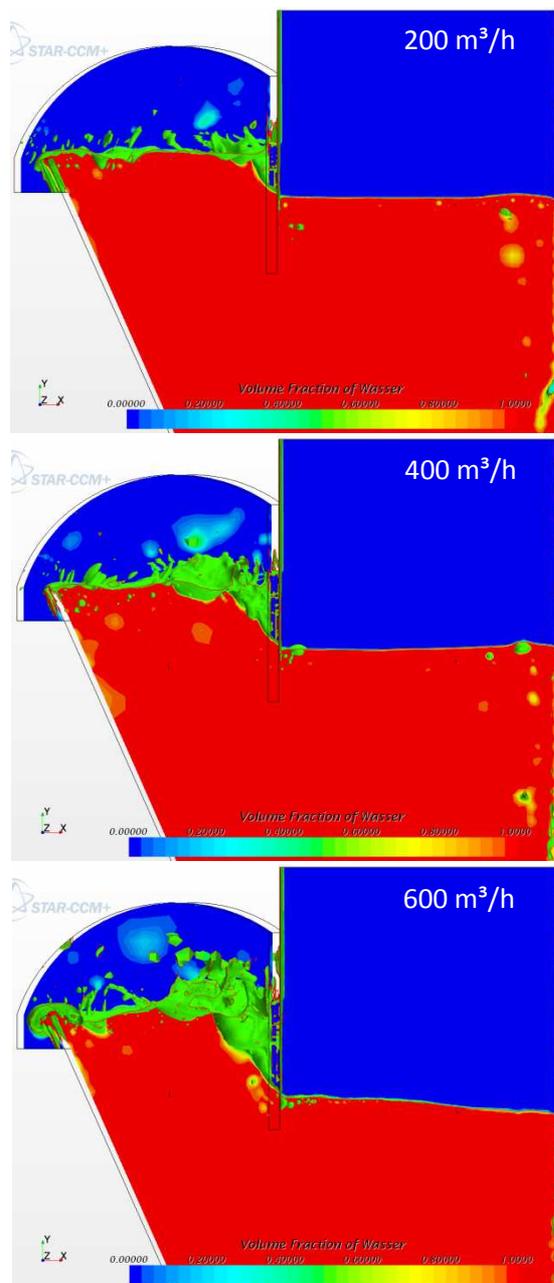


Abb. 4.47 - 4.49: Verteilung der Phasen, 88 mm

Wasserstand und 1000 bzw. 1200 m³/h Luft, kommt es hier noch nicht zu starker Dissipation. Daher liegt der Druck noch deutlich über dem gemessenen Wert. Auch hier zeigen sich auf der Innenseite des Kronenrohres durch den Wandfilm eingetragene Luftblasen.

Die Abbildungen 4.50-4.52 zeigen die Geschwindigkeitsverteilung im Schnitt für drei verschiedene Konfigurationen, wie sie üblicherweise bei der Regelung des Ofendrucks vorkommen. Zu Beginn der Garungszeit setzt die größte Gasentwicklung ein und um die Gasmenge mit entsprechendem Druckverlust abführen zu können, sind die Schlitze weit geöffnet. Für die Simulation werden eine Tassenposition von 25 mm und ein Volumenstrom von 1000 m³/h gewählt. Ein Volumenstrom von 600 m³/h bei einer Position von 50 mm stellt bei der Größe der Tasse einen Betriebspunkt etwa mittig der Garungszeit dar. Bei einem kleinen Volumenstrom von 200 m³/h ist der Schlitz auf 88 mm eingetaucht, damit sich ein entsprechender Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage einstellt. Diese Konfiguration entspricht den Einstellungen gegen Ende der Garungszeit. Wie oben beschrieben, erfolgt die Zuströmung in das Rechengebiet aufgrund der periodischen Annahme senkrecht. Wie man anhand der Abbildungen erkennt, geht die Geschwindigkeit dann auf Höhe des Wasserspiegels auf der Innenseite des Kronenrohres am Gestänge stark zurück und das Gas

wird in Richtung der Schlitzgeometrie beschleunigt. An der oberen Kante des Schlitzes löst die Strömung ab. Die Umlenkung der Strömung liegt in den oberen beiden Betriebspunkten nicht exakt bei 90°, sondern etwa 15° darunter, so dass die Strömung auf die Wasseroberfläche vor dem Tassenrand gerichtet ist und sich wie oben beschrieben ein niedrigerer Wasserstand ergibt. Abhängig von der Eintauchtiefe der Schlitze ergeben sich für die betrachteten Betriebspunkte unterschiedliche maximale Geschwindigkeiten zwischen 20 und 30 m/s. Eine zeitliche Untersuchung der Strömungsvorgänge hat ergeben, dass der durch das Ventil generierte Druckverlust annähernd periodisch schwankt. Sowohl der Wert als auch die Position der maximalen Geschwindigkeit variieren mit der Bewegung der Wasseroberfläche. Mit Durchtritt des Gases durch die Schlitzgeometrie trifft das Gas im unteren Bereich aufgrund der

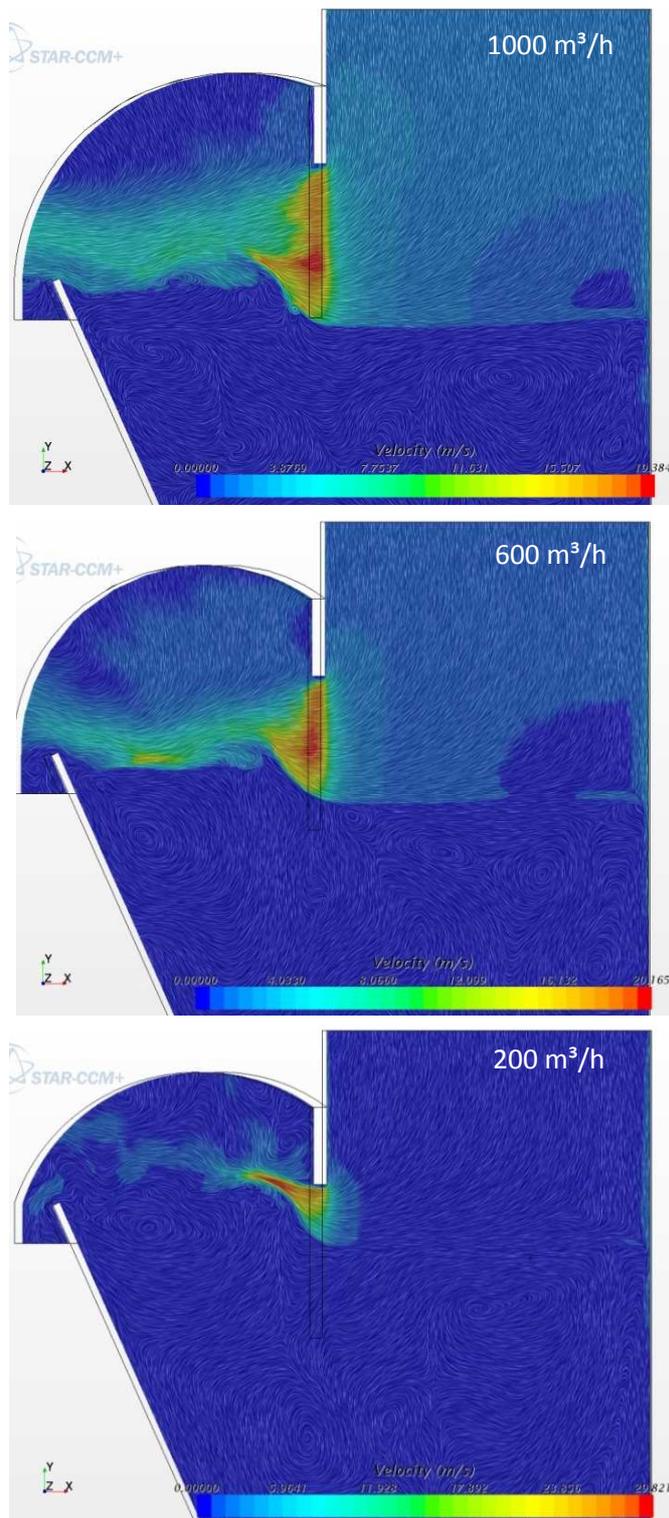


Abb. 4.50 - 4.52: Geschwindigkeitsfelder bei 25, 50 und 88 mm

Höhendifferenz zwischen Innen- und Außenseite frontal auf die Wasseroberfläche, wobei der größte Druck im Ofen auftritt. Durch den Impuls drückt das Gas die Wasseroberfläche, ähnlich wie beim Blasenzerfall eines Tropfens, im weiteren Verlauf kugelförmig nach außen, wobei der Druck mit größerer Strömungsfläche wieder absinkt.

In Abbildung 4.53 ist zusätzlich zum Geschwindigkeitsfeld der Druck im Ofen in blau und in der Vorlage in rot im Diagramm angezeigt. Je näher sich die Wasserfront am Schlitz aufbaut, desto geringer ist die zur Verfügung stehende Querschnittsfläche für das Gas. Daher steigt die Maximalgeschwindigkeit im Schlitz und folglich der Ofendruck. Mit nach außen laufender Welle reduziert sich daraufhin der Druck wieder, da die Strömungsfläche vergrößert wird und die Geschwindigkeit absinkt. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Wellen bilden sich entsprechend der Kelvin-Helmholtz-Instabilität kleine Wirbel, die die folgende Welle zusammen mit der Hauptgasströmung jeweils weiter auftürmen und dann brechen lassen, wie in Abbildung 4.54 dargestellt. Durch die hohe Geschwindigkeit des Gasstrahls im Schlitz sinkt der statische Druck lokal ab und türmt so die Welle auf. Beim kurzzeitigen Auftürmen einer Welle kann die maximale Geschwindigkeit durch die Querschnittsverengung direkt darüber liegen. Der durch das System generierte Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage ist damit kein

konstanter, sondern ein periodischer. Die Amplitude der Schwingung ist nicht konstant, bewegt sich aber für einen Betriebspunkt immer innerhalb eines Intervalls, wie in Abbildung 4.55 zu sehen. Eine Gegenüberstellung der konkreten Werte findet sich in Kapitel 4.5.2.

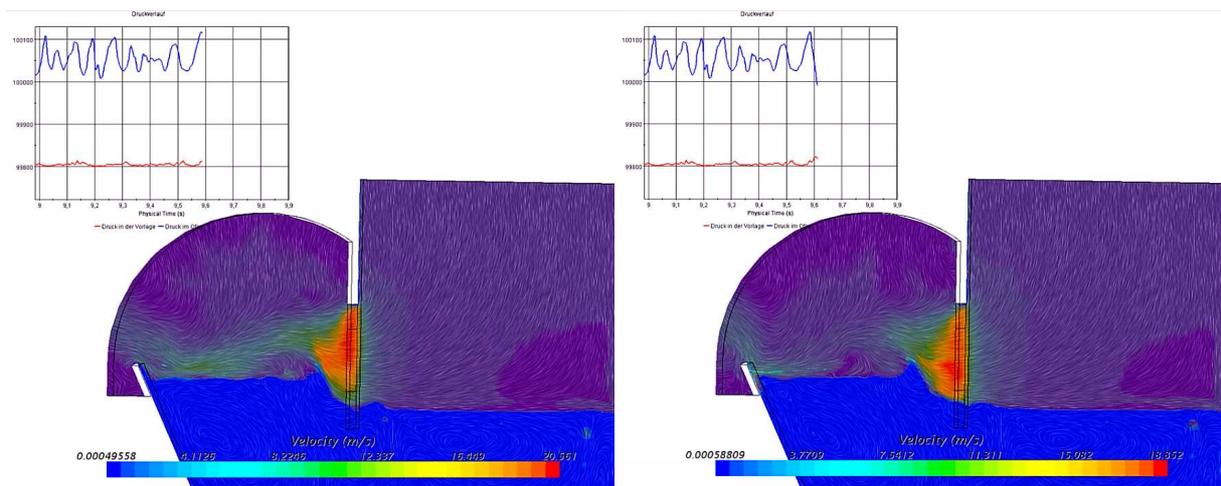


Abb. 4.53: Druckmaximum und -Minimum bei Wellenverschiebung

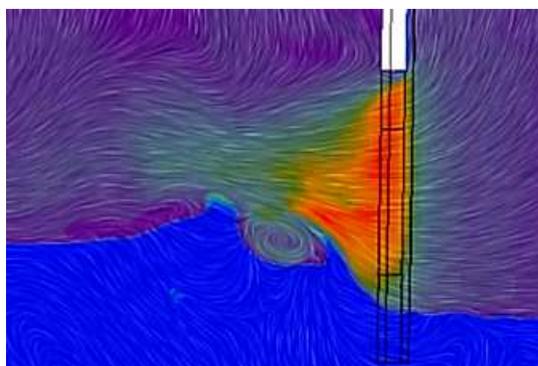


Abb. 4.54: Wirbel zwischen zwei Wellenbergen

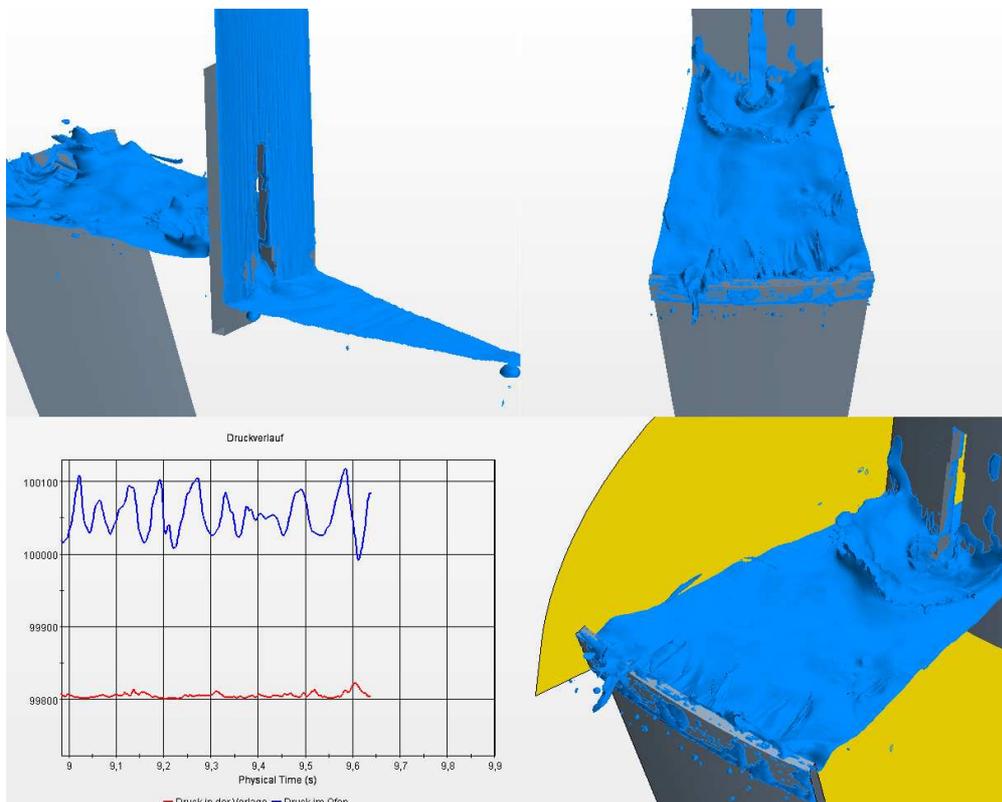


Abb. 4.55: Darstellung der Wasseroberfläche

4.5.1 Gegenüberstellung des alten und neuen Druckregelungssystems

Da die Weiterentwicklung des Druckregelungssystems eine optimierte Version darstellt, soll an dieser Stelle ein kurzer Vergleich der beiden Systeme erfolgen. Dieser wird anhand eines mittleren Betriebspunktes durchgeführt. Abbildung 4.56 zeigt eine Gegenüberstellung der Lagen der Wasseroberfläche für einen Betriebspunkt mit einem Volumenstrom von $600 \text{ m}^3/\text{h}$ und einem initialen Wasserstand von 50 mm .

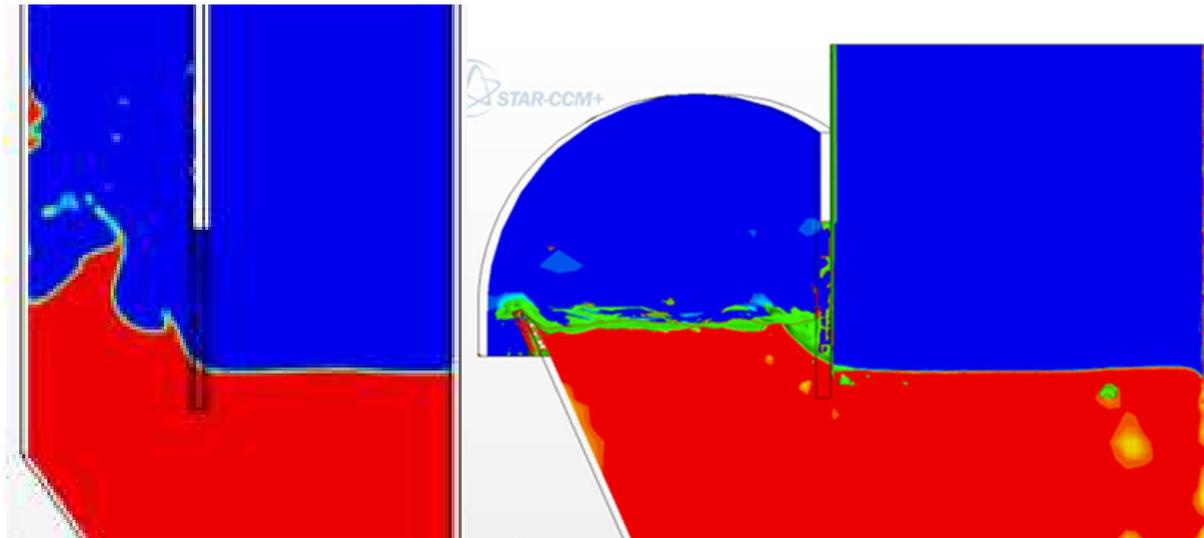


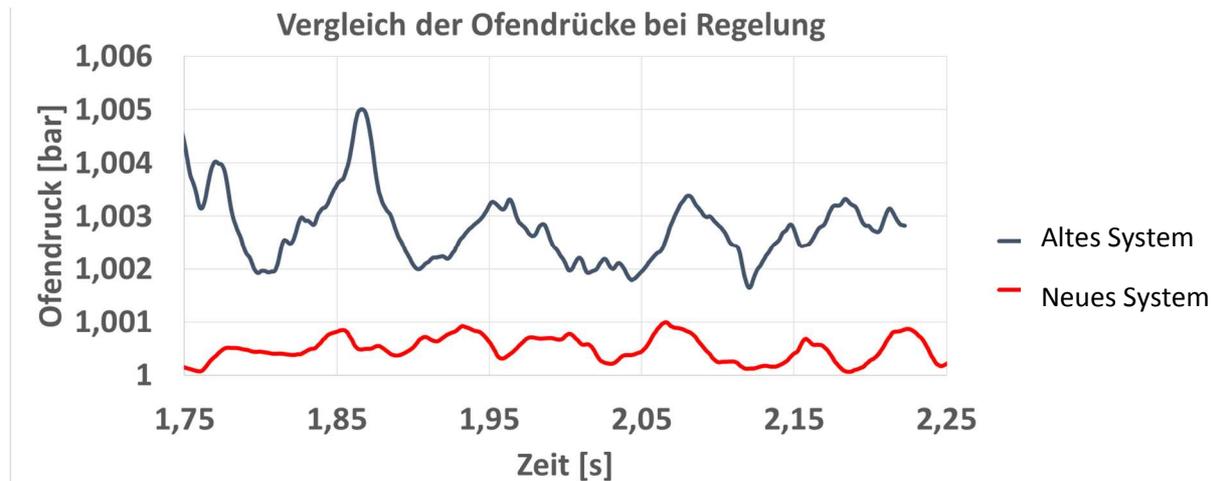
Abb. 4.56: Altes und neues Druckregelungssystem, Wasseroberflächen

Der Wasserstand auf der Innenseite des Kronenrohres stellt sich für beide Systeme auf etwa der gleichen Höhe ein und ist in beiden Simulationen nahezu eben. Auf der Außenseite des Kronenrohres zeigen sich jedoch große Unterschiede. Für das ursprüngliche System türmen sich die beim Durchströmen der Luft durch den Schlitz generierten Wellen bis zu 40 mm hoch auf, da das Wasser aufgestaut und dann von der Wand reflektiert wird. Das Gas trifft nach dem Durchströmen des Schlitzes unmittelbar auf die Zylinderwand auf und wird dreidimensional umgelenkt. Es tritt dadurch zum einen eine Verstärkung der Wellenamplitude der reflektierten Wellen auf und zum anderen werden zusätzliche Druckverluste durch Turbulenz generiert. Im Gegensatz dazu laufen die am Schlitz generierten Wellen im neuen System über den Tassenrand hinweg und auch das Gas strömt ungehindert in die Vorlage.

Positiv hervorzuheben ist dabei zunächst die geringere Schwankung in der Druckregelung des neuen Systems. Die Querschnittsfläche des Schlitzes wird lediglich durch die Wellenbewegung am Schlitz periodisch verändert, was zu der oben beschriebenen Variation in der Druckregelung, auch ohne äußere Störgrößen, führt. Im ursprünglichen System ergeben sich aufgrund der höheren Wellenamplituden stärkere Druckspitzen, die zu vermeiden sind. Die Verwirbelung des Gases im zylindrischen Ringspalt zwischen Krone und vertikalem Tassenabschnitt entfällt zudem im neuen System, was insgesamt zu einem niedrigeren Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage führt.

Das neue System generiert also insgesamt einen gleichförmigeren Druckunterschied, wodurch Störungen des Sollwertes leichter ausgeglichen werden können. Die Amplitude der Schwankung

nimmt für einen mittleren Betriebspunkt von 600 m³/h und einen Wasserstand von 50 mm um rund 60 % ab, wie der Vergleich der Druckverläufe im Ofen in Diagramm 4.5 zeigt.



Diagr. 4.5: Druckschwankungen im alten und neuen Druckregelungssystem

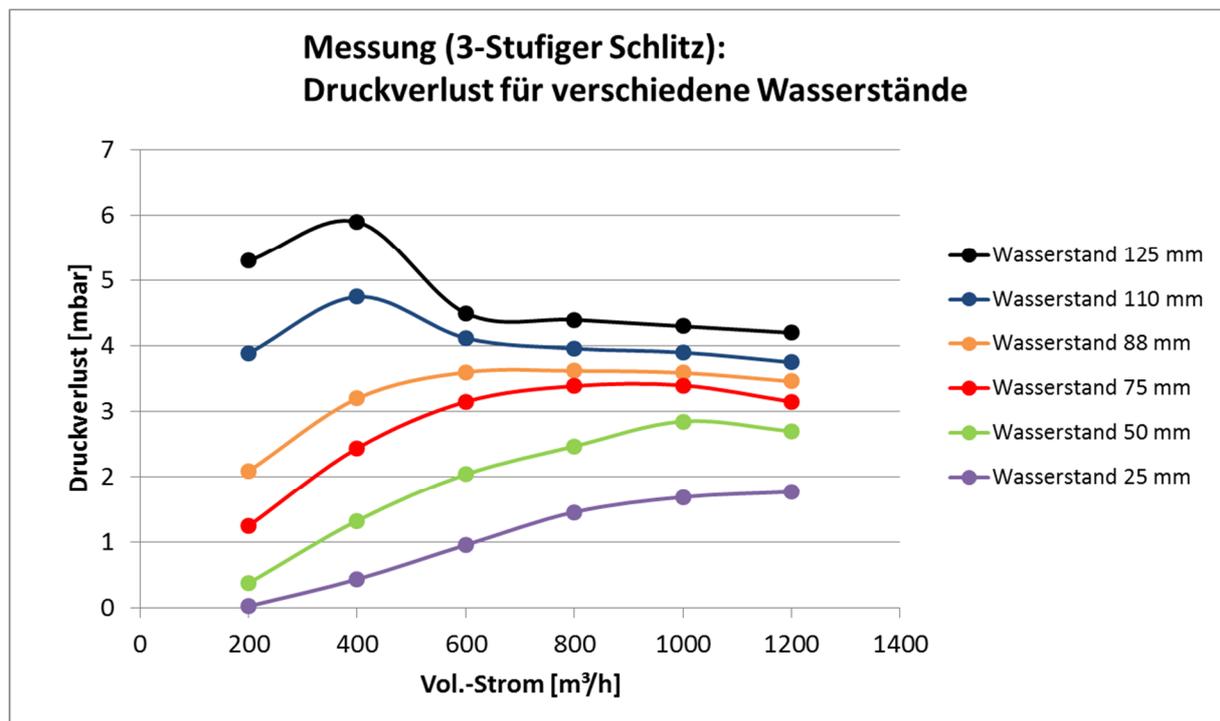
Unterschiede im Regelverhalten ergeben sich zudem vor allem für höhere Volumenströme. Beim ursprünglichen System nimmt die Bewegung des Wassers innerhalb der Tasse mit steigendem Volumenstrom stark zu und es kommt zu einem erhöhten Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage. Für das neue System hat sich gezeigt, dass eine Druckerhöhung nur bis zu einem bestimmten Grenzwert erfolgt, weshalb die Auslegung umso wichtiger ist. Bei weiter steigendem Volumenstrom wird im neuen System immer mehr Wasser aus der Tasse geblasen, wodurch der Wasserstand zunächst außen und dann auch innen absinkt. Der Druckverlust nimmt dabei mit der Turbulenz der Zweiphasenströmung zu, jedoch sinkt der Wasserstand aufgrund der Wasserverluste ab, weshalb es in Summe zu einer geringeren Druckdifferenz zwischen Ofen und Vorlage kommt, der generierte Druckunterschied wird dann nahezu unabhängig von der Zylinderstellung. Für kleine Volumenströme sind die Regelungen mit beiden Systemen nahezu identisch.

4.5.2 Validierung der Zweiphasensimulationen

Zur Validierung der Simulationsergebnisse werden in erster Linie Druckmessungen am Testmodell durchgeführt. Auf eine Regelung wird dabei verzichtet und stattdessen die Steuerung genutzt. Dabei werden mehrere Konfigurationen durchfahren. Die Position der Tasse wird, wie auch in den Simulationen, als konstant eingestellt und der Volumenstrom in Schritten von 200 m³/h von 200 auf 1200 m³/h erhöht. Zu jedem Betriebspunkt wird der Druck in der Vorlage und im Steigrohr gemessen, wodurch sich der jeweils resultierende Druckverlust bestimmen lässt.

4.5.2.1 Stationäre Werte

Die Druckmessung selbst erfolgt mit einem Differenzdrucksensor der Firma Omega. Mit diesem können bis zu 400 Werte pro Sekunde aufgenommen werden. Die Aufnahme der Werte über die digitale USB-Schnittstelle eines PCs limitiert die in den Versuchen mögliche maximale

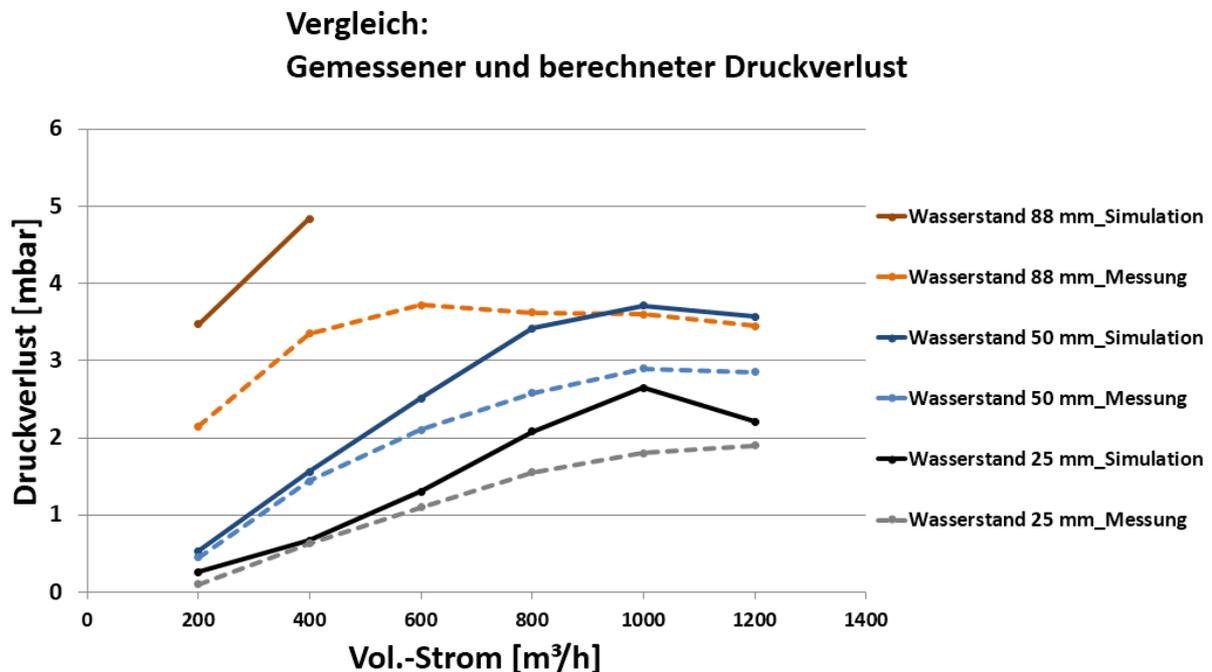


Diagr. 4.6: Druckverlust mit 3-stufigem Schlitz

Anzahl aber auf 200 Messwerte. Mit einem Schnittstellenkonverter lassen sich die Werte jedoch direkt in die integrierte Auswertesoftware Read 30 (Version 2.10) einlesen und auswerten. Es zeigt sich in den ersten Messungen, dass der Druck, vor allem für die Betriebspunkte mit höheren Volumenströmen und Wasserständen, mit einer nicht zu vernachlässigenden Amplitude im Bereich einiger Zehntel Millibar schwankt. Es muss zum Teil eine Zeitspanne von über einer Minute gewartet werden, bis der quasi-stationäre Endwert erreicht wird. Für den Betrieb auf einer Kokerei, wo die Garungszeiten insgesamt im Bereich von 14 bis 30 Stunden liegen, sind solchen Zeitspannen von geringem Interesse. Die im Folgenden aufgezeichneten Werte sind daher zunächst einmal konvergierte Mittelwerte.

In Diagramm 4.6 ist der Druckverlust, der durch den ursprünglichen, dreistufigen Schlitz hervorgerufen wird, über dem Volumenstrom für verschiedene Wasserstände aufgetragen. Es zeigt sich, dass der Druckverlust mit ansteigendem Volumenstrom für einen konstanten Wasserstand zunächst stetig ansteigt. Ab einer bestimmten Gasgeschwindigkeit wird jedoch so viel Wasser durch die austretende und stark beschleunigte Luft mitgerissen, dass der Wasserverlust nicht mehr durch das nachfließende Wasser ausgeglichen werden kann. Folglich sinkt der Wasserstand außen ab. Dem Druckunterschied zwischen Kronenrohr und Vorlage folgend, wird der Wasserstand innen auch weiter nach unten gedrückt, wodurch sich außen der Wasserstand kurzzeitig erhöht, bevor die Luft das Wasser über den Tassenrand bläst. Auf diese Weise sinkt der Druck im Kronenrohr bei gleichbleibender Position der Tasse, obwohl der Volumenstrom erhöht wird. Der reale Wasserstand sinkt trotz „definiertem Wasserstand“ aufgrund der hohen Geschwindigkeiten immer weiter ab. Durch die bei höherem Wasserstand verringerte Querschnittsfläche des Schlitzes verschiebt sich das Maximum der Kurven mit steigendem Wasserstand zu kleineren Volumenströmen. Wie in Diagramm 4.6 zu sehen, durchläuft die Kurve bei einem Wasserstand von 125 mm bereits bei 400 m³/h den höchsten

Druckverlust und sinkt danach bereits ab, wohingegen die Kurve bei einem Wasserstand von 25 mm bis zu einem Volumenstrom von 1200 m³/h noch leicht ansteigt.

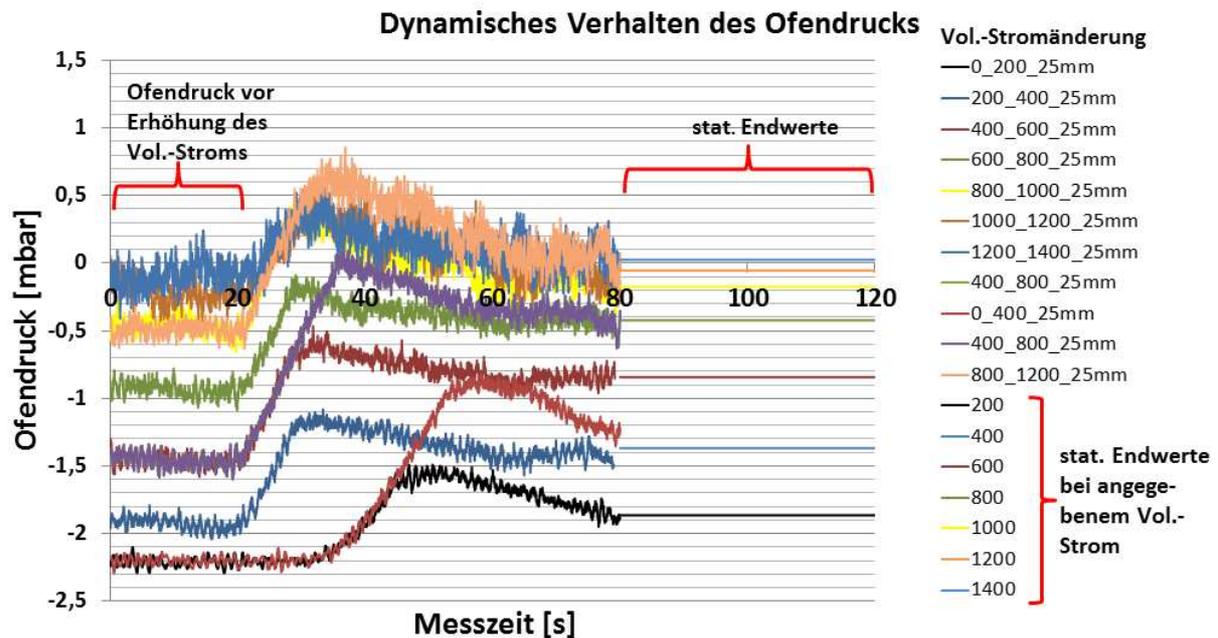


Diagr. 4.7: Druckverlust Simulation vs. Messung

In Diagramm 4.7 ist der Verlauf der Druckkurven aus Simulation und Messung für drei verschiedene Wasserstände von 25, 50 und 88 mm gegenübergestellt. Wie im Vergleich deutlich wird, zeigen die Ergebnisse für den Druckverlust bei Volumenströmen von 200 bis zu 600 m³/h für die Wasserstände 25 und 50 mm nur eine geringe Abweichung zu den realen Werten, die im Bereich von 0.05 bis 0.45 mbar liegt. Mit steigenden Volumenströmen spreizen sich die Kurven zwischen Simulationsergebnissen und Messwerten auseinander. Bei 88 mm Wasserstand zeigt sich bereits bei einem Gasstrom von 200 m³/h eine Abweichung von 1.2 mbar, wobei die Kurven auch hier auseinanderlaufen und bei 600 m³/h eine Abweichung von 2.4 mbar vorliegt.

Eine Ursache für die größeren Abweichungen bei steigendem Volumenstrom ist die Bewegung der Wasseroberfläche. Je größer der Volumenstrom wird, desto turbulenter wird die Wasserbewegung, was eine Verfeinerung des Netzes erfordert. Der Rechenaufwand steigt gleichsam an und ist mit der zur Verfügung stehenden Rechenkapazität nicht mehr in angemessener Zeit zu leisten, da die Bewegung der Wasseroberfläche zeitlich so schnell und räumlich so ausgedehnt ist, dass das verwendete Modell praxisuntauglich wird.

Ein weiterer Punkt ist das zeitliche Verhalten des Regelventils. Während der durchgeführten Messungen musste eine Zeitspanne von etwa 60 Sekunden gewartet werden, bevor sich der Wert, um den der Ofendruck schwankt, weitgehend stationär eingestellt hat. Diese zeitliche Verzögerung zur Erreichung eines quasi-stationären Verhaltens kann in den Simulationen nicht nachgestellt werden. Die großen Zeitspannen zur Erreichung des stationären Zustandes liegen zum Teil in der Trägheit der Gebläse und der immensen Länge der zu- und abführenden



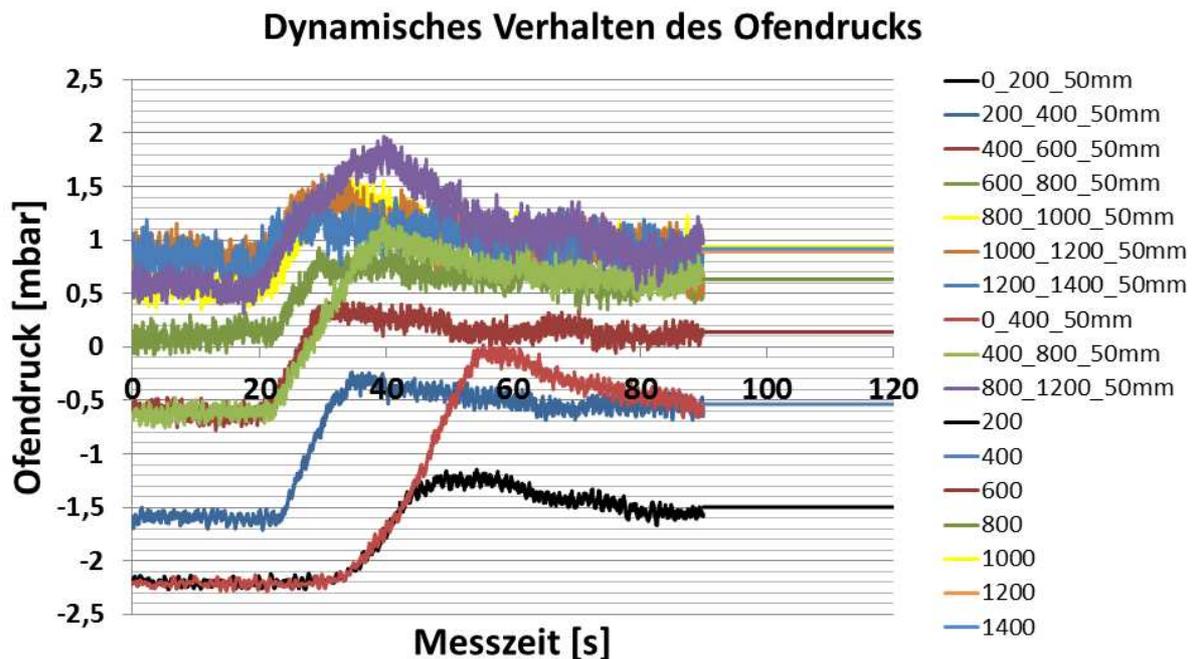
Diagr. 4.8: Dynamische Druckänderung, Wasserstand 25 mm

Rohrleitungen begründet. Ein weiterer Aspekt ist natürlich die Wassermasse innerhalb der Tasse. Durch die Trägheit der Wassermasse baut sich im Krümmer zunächst ein höherer Druck auf, der dann allmählich absinkt, wenn die Wellenbewegung sich angepasst hat und eine entsprechende Menge an Wasser über den Tassenrand abgeflossen ist.

Um eine Vorstellung über die zeitliche Dynamik des Systems zu vermitteln, werden die Druckverläufe für Änderungen der Volumenströme in zusätzlichen Messungen aufgezeichnet. Die Größenordnung der Verzögerungen beim Einstellen des quasi-stationären Zustandes ist in Diagramm 4.8 zu erkennen. Aufgetragen ist hier die Änderung des Ofendruckes, bei konstantem Druck in der Vorlage, für eine Änderung des Gasvolumenstroms um jeweils 200 und 400 m³/h.

Vol.-Stromänderung [m ³ /h]	Überschwingen in %	Abweichung [mbar]
Von 0 auf 200	20	0.4
Von 200 auf 400	12.5	0.3
Von 400 auf 600	15	0.3
Von 600 auf 800	12.5	0.25
Von 800 auf 1000	27.5	0.55
Von 1000 auf 1200	32.5	0.65
Von 1200 auf 1400	26.25	0.525
Von 0 auf 400	27.5	0.55
Von 400 auf 800	25	0.55
Von 800 auf 1200	37.5	0.75

Tabelle 4.3: Überschwingen des Drucks bei Volumenstromänderung, Wasserstand 25 mm



Diagr. 4.9: Dynamische Druckänderung, Wasserstand 50 mm

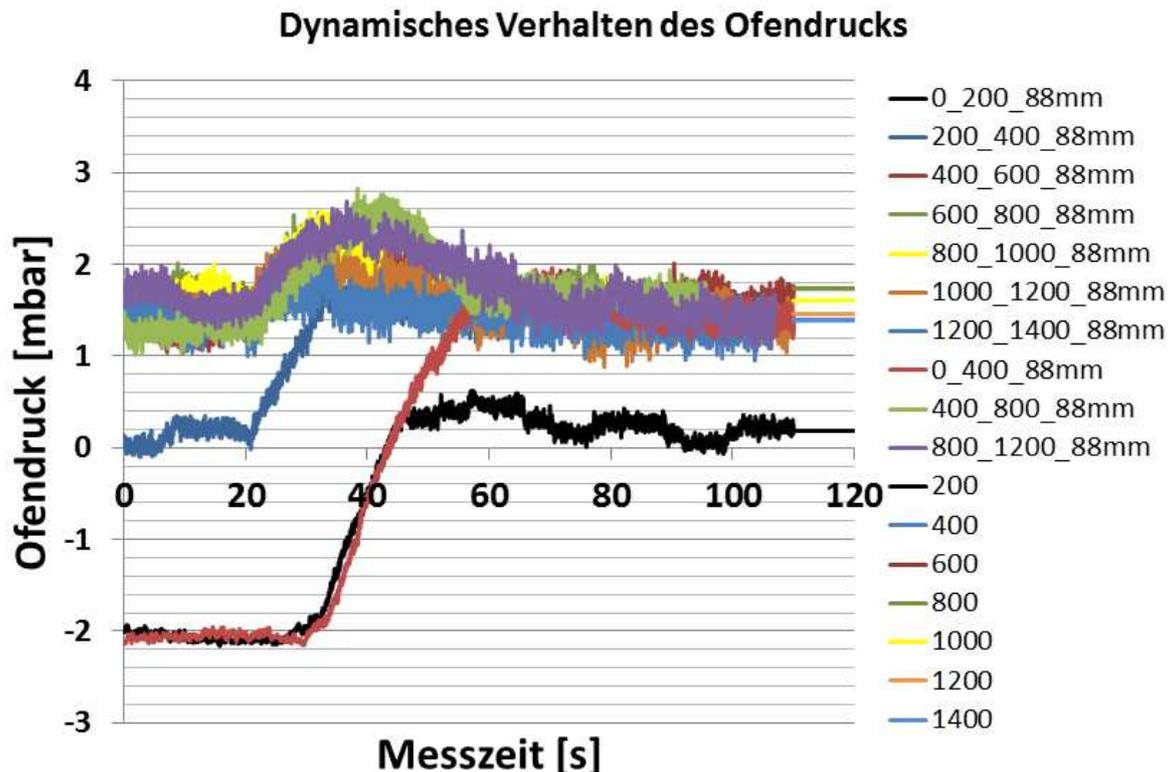
Die ersten 20 Sekunden zeigen für jeden Graphen immer den vorherigen Betriebszustand bei kleinerem Volumenstrom. Bei 20 Sekunden wird dann der Volumenstrom schlagartig erhöht. Die stationären Endwerte sind als gerade Linien ab einer Zeit von 80 Sekunden aufgetragen, um die Diagramme übersichtlich zu halten.

Der Wasserstand beträgt in der ersten Messung 25 mm. Für den kleinsten Betriebspunkt von 200 m³/h zeigt sich, dass das System sehr träge reagiert. Erst nach rund 15 Sekunden ist überhaupt ein Anstieg des Volumenstroms und damit des Druckes zu verzeichnen. Nach weiteren 15 Sekunden ist das Maximum des Ofendruckes erreicht. Es kommt dabei aber zum beschriebenen Überschwingen, so dass der Druck anschließend in einem Zeitraum von 35

Vol.-Stromänderung [m³/h]	Überschwingen in %	Abweichung [mbar]
Von 0 auf 200	15	0.3
Von 200 auf 400	10	0.2
Von 400 auf 600	12.5	0.25
Von 600 auf 800	10	0.2
Von 800 auf 1000	25	0.5
Von 1000 auf 1200	27.5	0.55
Von 1200 auf 1400	20	0.4
Von 0 auf 400	30	0.6
Von 400 auf 800	20	0.4
Von 800 auf 1200	47.5	0.95

Tabelle 4.4: Überschwingen des Drucks bei Volumenstromänderung, Wasserstand 50 mm

Sekunden um rund 20 % wieder absinkt. Wie auch in den Diagrammen 4.9 und 4.10 für die Wasserstände 50 mm und 88 mm dargestellt, tritt dieses Überschwingen für alle Volumenstromänderungen auf. Je größer dabei die Änderung des Volumenstroms und je kleiner die freie Schlitzfläche ist, desto größer ist die Schwingung, was die Abweichungen sowohl für hohe Gasvolumenströme als auch hohe Wasserstände erklärt. Die prozentualen Abweichungen des kurzfristig erreichten maximalen Ofendruckes und des konvergierten Mittelwertes sind in den Tabellen 4.3-4.5 zusammengefasst.



Diagr. 4.10: Dyn. Druckänderung, Wasserstand 88 mm

Vol.-Stromänderung [m ³ /h]	Überschwingen in %	Abweichung [mbar]
Von 0 auf 200	15	0.3
Von 200 auf 400	11.75	0.235
Von 400 auf 600	55	1.1
Von 600 auf 800	40	0.8
Von 800 auf 1000	37.5	0.75
Von 1000 auf 1200	22.5	0.45
Von 1200 auf 1400	25	0.5
Von 0 auf 400	20	0.4
Von 400 auf 800	45	0.9
Von 800 auf 1200	40	0.8

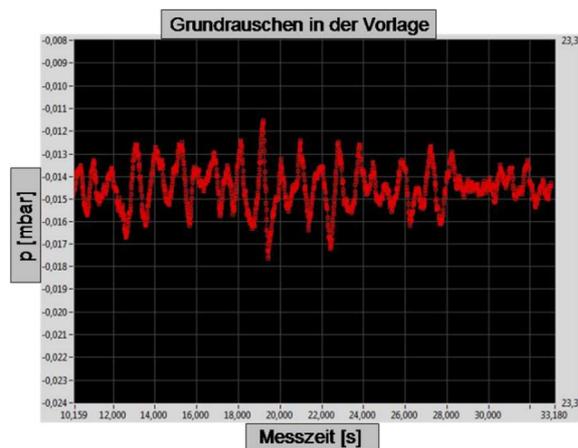
Tabelle 4.5: Überschwingen des Drucks bei Volumenstromänderung, Wasserstand 88 mm

Für die Simulationen bedeutet dies, dass der Druckverlust prinzipiell zu hoch sein muss. Die Simulationszeiten liegen zum Teil zwar im Bereich von mehreren Sekunden, entsprechen bei weitem aber nicht den Zeitspannen der Versuche. Man gelangt hier in einen Bereich in dem die numerische Untersuchung des Ventils praxisuntauglich wird. Die Abweichungen der Simulationsergebnisse liegen trotz dieser Schwierigkeiten im tolerierbaren Bereich und lassen Rückschlüsse auf das Verhalten unter realen Einsatzbedingungen zu, da die Tendenzen gut übereinstimmen. Die absoluten Werte für Druckverluste unter bestimmten Bedingungen sind jedoch nur unter Vorbehalt zu verstehen.

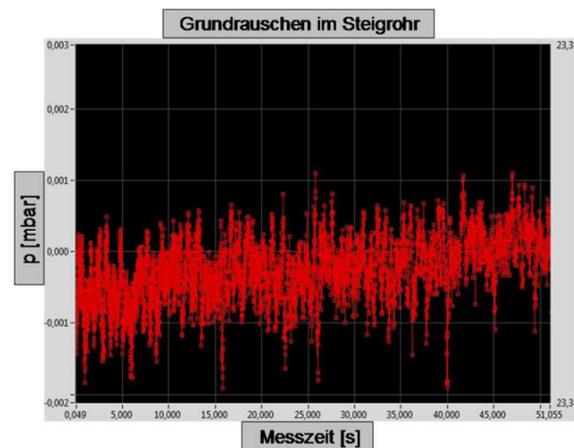
4.5.2.2 Zeitlich aufgelöste Messung

Nach dem Einstellen der quasi - stationären Druckverluste werden zusätzlich zu den zeitlich gemittelten Werten noch zeitaufgelöste Werte erfasst. Diese sind im Folgenden anhand eines mittleren Betriebspunktes von 600 m³/h und einem Wasserstand von 50 mm gezeigt.

4.5.2.2.1 Grundrauschen in der Vorlage und im Steigrohr



Diagr. 4.11: Grundrauschen in der Vorlage



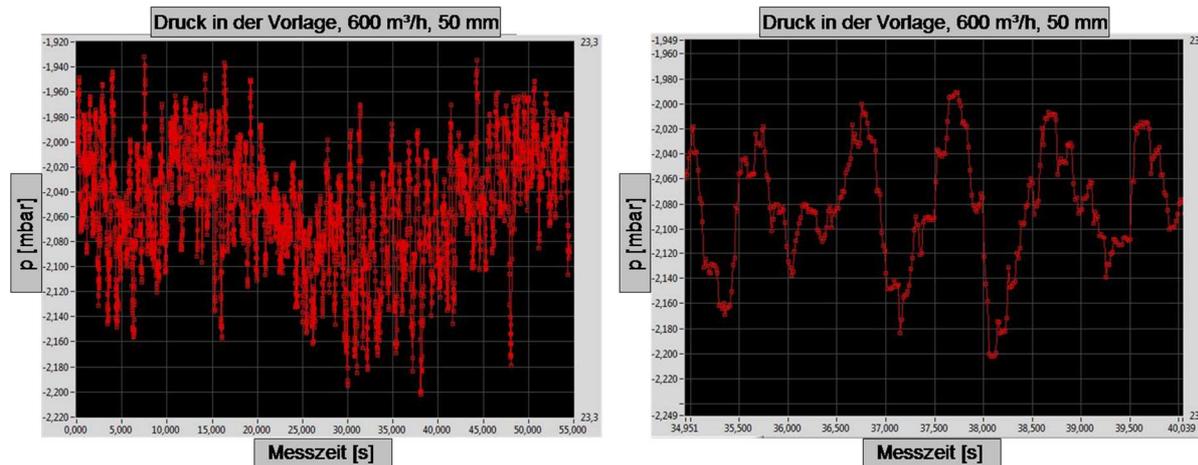
Diagr. 4.12: Grundrauschen im Steigrohr

Da die gemessenen Druckbereiche am Modell insgesamt sehr klein sind, wird im Voraus das Grundrauschen bei ausgeschaltetem Gebläse aufgezeichnet. Die beiden obigen Diagramme zeigen dieses an den Messstellen in der Vorlage und im Steigrohr. Wie anhand der Skalen zu sehen, bewegt sich der Druck in der Vorlage mit einer mittleren Amplitude von 0.0015 mbar. Der Druck im Steigrohr pendelt mit einer Amplitude von 0.001 mbar. Diese beiden Werte liegen unterhalb der Genauigkeit des Sensors, die vom Hersteller mit ± 0.04 mbar angegeben wird.

4.5.2.2.2 Druckschwankungen in der Vorlage

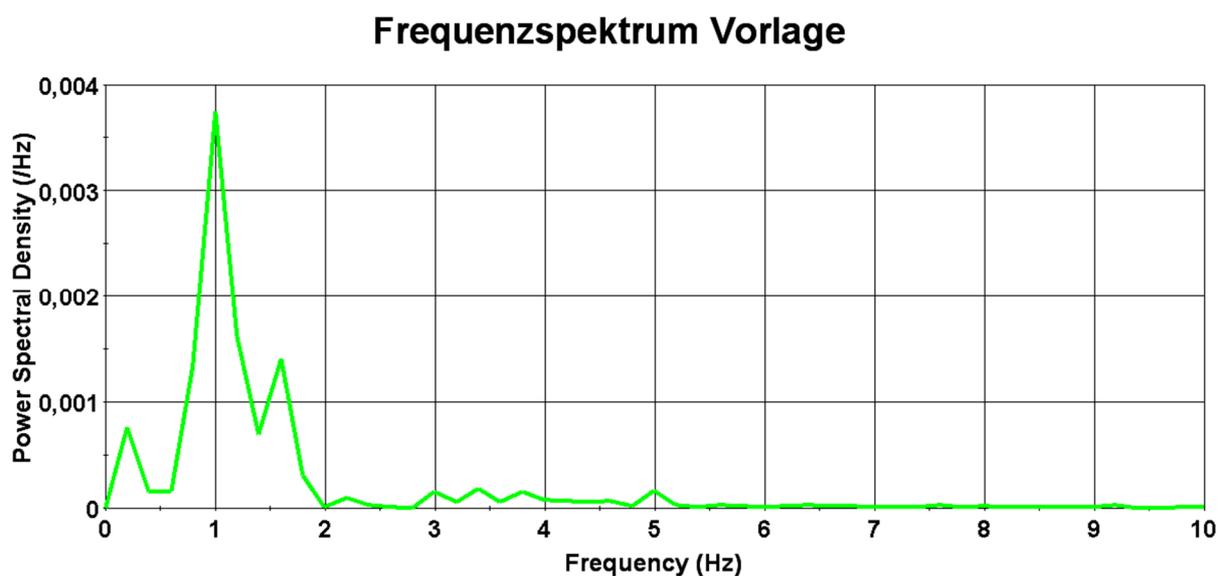
Der Druck in der Vorlage wird seitlich an der Decke der Vorlage an einer Stelle, an die kein Wasser spritzt, gemessen. Die Gasgeschwindigkeit beträgt hier nahezu 0 m/s. Die Diagramme 4.13 und 4.14 zeigen zwei Messungen mit unterschiedlicher Messzeit. Links dargestellt ist ein Messbereich von 55 s. Wie man deutlich erkennen kann, schwankt der Vorlagendruck

stochastisch. Die Werte bewegen sich zwischen -1.94 mbar und -2.2 mbar. Im rechten Diagramm dargestellt ist eine vergrößerte Ansicht für einen Messbereich von 5 s. Für diesen Bereich ergibt sich ein Mittelwert von 2.1 mbar mit einer Amplitude von 0.1 mbar und einer Frequenz von rund 1 Hz. In der Gesamtansicht erkennt man aber, dass diese Schwankung von einer weiteren Schwingung überlagert wird, die mit einer sehr kleinen Frequenz von



Diagr. 4.13 und 4.14: Druckverlauf in der Vorlage über 55 s Messzeit (links) und 5 s Messzeit (rechts)

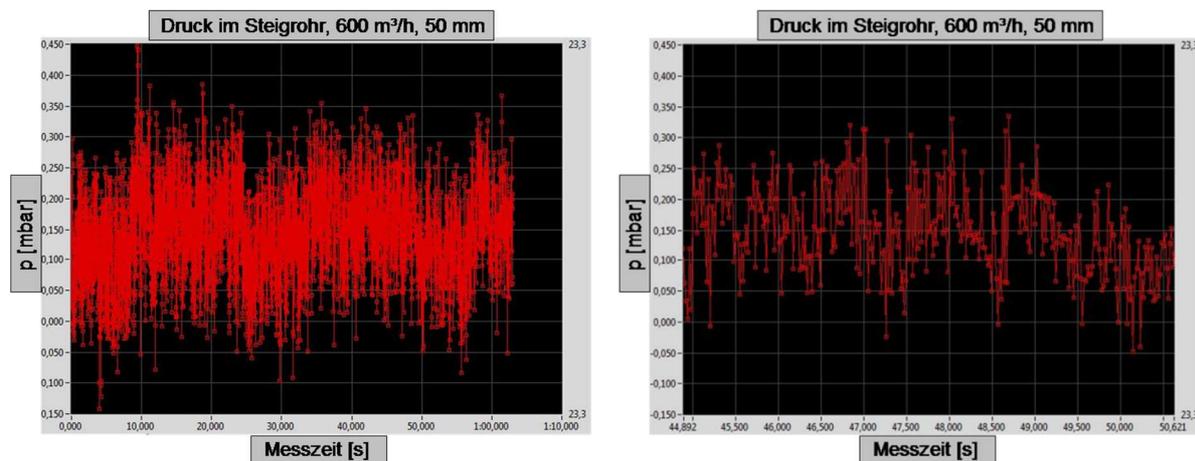
0.027 Hz den Druck verändert. Die Schwankungen sind insgesamt sehr unregelmäßig mit Werten die nach oben und unten Ausreißen. Eine Fourier-Transformation des aufgezeichneten Signals ergibt das in Diagramm 4.15 gezeigte Frequenzspektrum. Die Frequenzanteile liegen insgesamt sehr niedrig. Oberhalb von 6 Hz sind keine Anteile mehr auszumachen. Die Hauptfrequenz liegt, wie schon im obigen Diagramm gezeigt, bei 1 Hz. Aber auch bei 1.6 und 0.25 Hz sind Frequenzanteile vorhanden. Noch kleinere Frequenzen sind aufgrund der begrenzten Messwertanzahl des Sensors jedoch nicht bestimmbar.



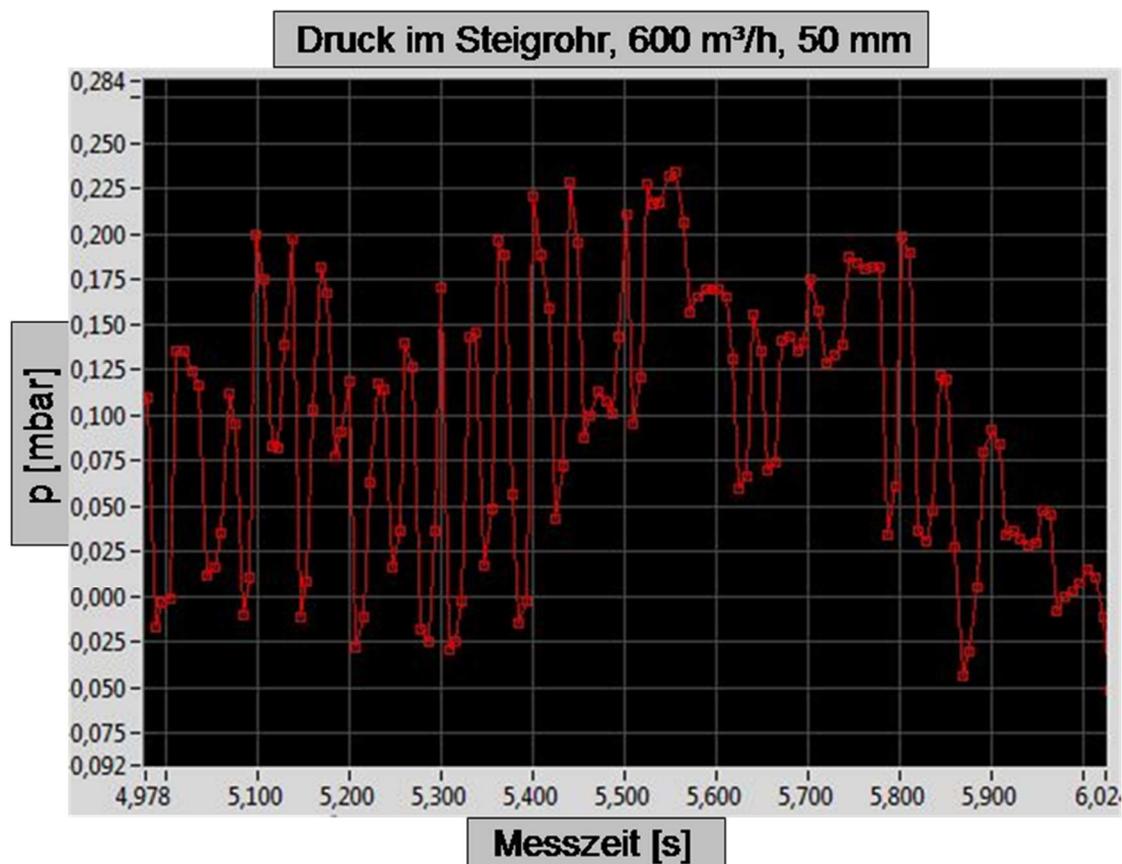
Diagr. 4.15: Frequenzspektrum der Druckschwankungen in der Vorlage

4.5.2.2.3 Druckschwankungen im Steigrohr

Die Diagramme 4.16 bis 4.18 geben den Druckverlauf im Steigrohr bei einem Volumenstrom von $600 \text{ m}^3/\text{h}$ und einem Wasserstand von 50 mm für die Messzeiten 70 s , 5 s und 1 s an. Gemessen werden die Werte am Steigrohrdeckel. Wie man in der Gesamtübersicht erkennt ist auch im Steigrohr eine sehr langsame Schwankung des Druckes zu erkennen, die sich mit 0.042 Hz wiederholt. Dementsprechend schwankt auch der Mittelwert im Steigrohr über ein großes Intervall. Für den Ausschnitt mit einer Messzeit von 5 s ergibt sich der Mittelwert gerade zu 0.15 mbar . Die Druckschwankung hat eine Amplitude von 0.1 mbar .



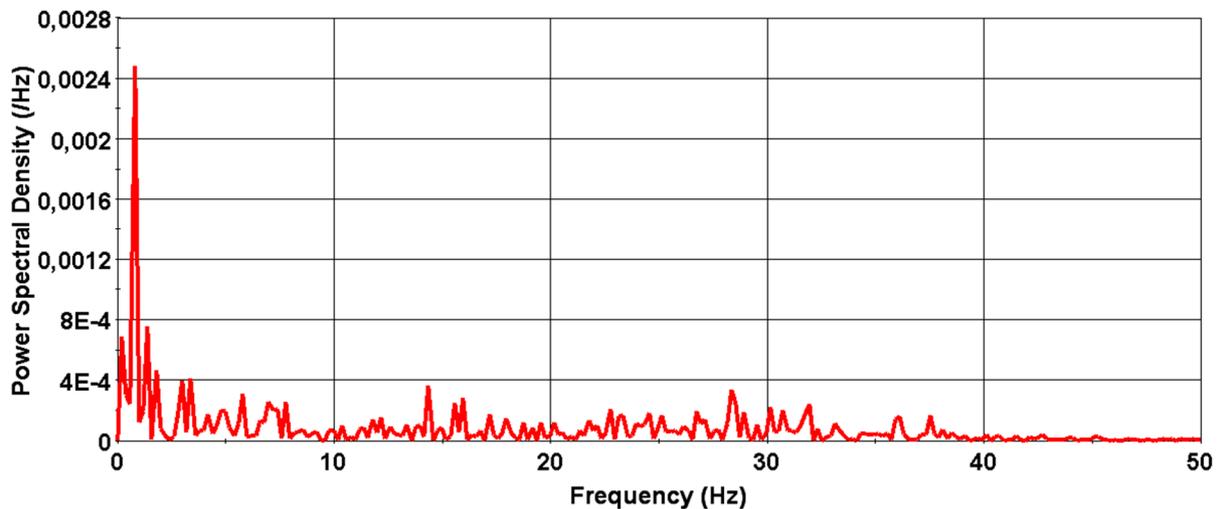
Diagr. 4.16 und 4.17: Druckverlauf im Steigrohr über 70 s Messzeit (links) und 5 s Messzeit (rechts)



Diagr. 4.18: Druckverlauf im Steigrohr über 1 s Messzeit

Für den Ausschnitt von 1 s Messzeit zeigt sich der stark unregelmäßige Verlauf des Graphen. Man kann eine Frequenz von rund 26 Hz erahnen, es zeichnet sich hier aber ab, dass man die Abtastrate des Sensors noch einmal deutlich erhöhen müsste.

Frequenzspektrum Ofendruck



Diagr. 4.19: Frequenzspektrum der Druckschwankungen im Ofen

Auch für dieses Signal wird eine Fourier-Transformation zur Bestimmung der dominanten Moden durchgeführt. In Diagramm 4.19 ist das Frequenzspektrum dargestellt. Wieder zeigt sich im Bereich sehr niedriger Werte die Hauptfrequenz bei 0,85 Hz. Aber es zeigen sich hier im Unterschied zur Vorlagenschwankung auch Frequenzanteile bis zu höheren Werten von knapp 40 Hz, wobei beachtet werden muss, dass sich die Frequenzen im Bereich über 20 Hz mit der Abtastrate von 200 Werten pro Minute nur noch ungenau abbilden lassen.

Vergleicht man den realen Druckverlauf über der Zeit mit dem, der in der Simulation aufgezeichnet wird, dargestellt in Abbildung 4.55, kann man nur eine geringe Ähnlichkeit feststellen. Während in der Simulation die Druckschwankung für einen Schlitz aufgezeichnet ist, wird hier eine Überlagerung der Wellenbewegung durch 20 Schlitze aufgezeichnet. Die Hauptfrequenz, die sowohl für die Vorlage als auch den Ofendruck bei rund 1 Hz liegt, wird wahrscheinlich durch die Gebläse hervorgerufen, während die höherfrequenten Anteile in der Schwankung des Ofendruckes aus der bewegten Wasseroberfläche resultieren. Zudem kommen weitere Randbedingungen am Teststand hinzu. Während der Messungen hat sich gezeigt, dass die Amplituden, mit denen der Druck schwankt mit steigendem Volumenstrom größer werden. Das gilt in gleichem Maße für den Druck in der Vorlage und im Steigrohr. Bei dem kleinsten Volumenstrom von 200 m³/h ergeben sich Druckschwankungen in der Größenordnung von 0,175 mbar. Das liegt aber hier in erster Linie an den Gebläsen, die zur Ausregelung dieses kleinen Volumenstroms nicht geeignet sind. Für den höchsten Volumenstrom von 1400 m³/h schwankt der Druck hingegen mit einer Amplitude von 0,35 mbar bei allen untersuchten Wasserständen. Die Schwankungen sind allgemein sehr unregelmäßig und erstrecken sich über alle Frequenzen, die mit dem Drucksensor aufgezeichnet werden können.

4.5.3 Auswirkung des Wandfilms

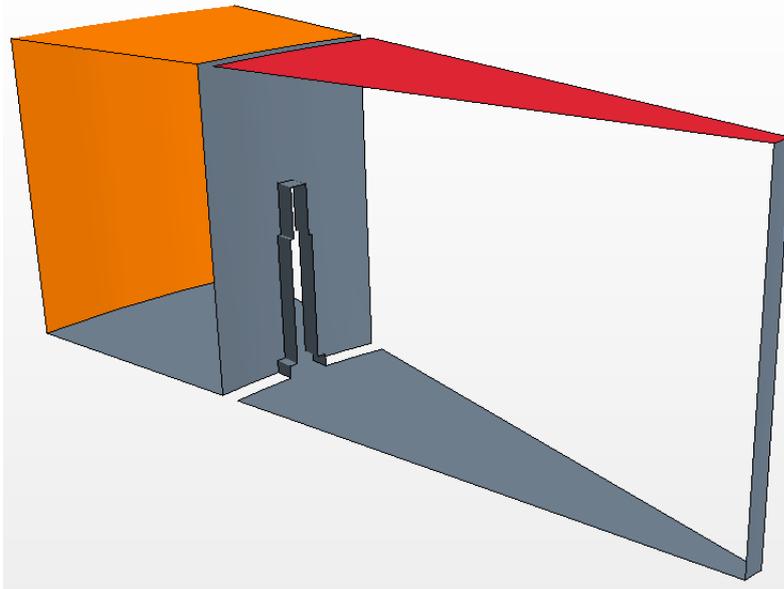


Abb. 4.57: Geometrie des Modells

Um die Auswirkungen des innerhalb des Kronenrohres herablaufenden Wandfilms auf den Druckunterschied zwischen dem Ein- und Austrittsbereich besser abschätzen zu können, wird das bisher verwendete Modell nochmals vereinfacht. Wie in Abbildung 4.57 zu sehen, wird das Modell dazu an der unteren Seite, jeweils auf Höhe der „ruhigen“ Wasseroberfläche abgeschnitten. Frühere Simulationen bestehend aus diesem Modell und der reinen

Gasströmung haben gezeigt, dass für kleine Wasserstände der Fehler für den Wert des Druckverlustes gegenüber der Zweiphasensimulation eher gering ist. Mit steigendem Wasserstand vergrößert sich der Fehler aber enorm, da die relative Änderung der Querschnittsfläche durch die Bewegung der Wasseroberfläche bei hohen Wasserständen deutlich größer ist. Während bei einem Wasserstand von 25 mm ein Absinken des Wasserspiegels um 10 mm auf der Innenseite des Kronenrohres zu einer Vergrößerung der Strömungsfläche von rund 23 % führt, erhöht sich die Strömungsfläche bei einem Wasserstand von 88 mm bei einer Wasserstandsänderung von 10 mm um über 90 %. Die Druckverluste, die anhand dieses Modells berechnet werden, weichen daher mit zunehmendem Wasserstand von denen der Zweiphasenströmung ab. Als nützliche Erkenntnis lässt sich dennoch übernehmen, dass sich, im Gegensatz zur VoF-Simulation, ein nahezu konstanter Druckverlust einstellt. Auf diese Weise soll lediglich der zusätzlich durch den Wasserfilm hervorgerufene Druckunterschied beurteilt werden.

Anhand des gezeigten Modells werden drei verschiedene freie Schlitzflächen („Ruhiger“ Wasserstand bei 25, 50 und 88 mm) mit unterschiedlich dicken Wasserfilmen simuliert und ausgewertet. Zusätzlich zur Änderung der Wasserfilmdicke wird auch die Geschwindigkeit des Wasserfilms im Folgenden von 0.2 m/s auf 1.8 m/s mit einer Schrittweite von 0.2 m/s variiert. Die Werte entsprechen damit denen, die den Simulationen des Wandfilmes in Kapitel 4.2.4 entnommen sind. Da die Gasgeschwindigkeit für den höchsten Wasserstand und der damit kleinsten, freien Schlitzfläche bereits für einen Volumenstrom von 200 m³/h aufgrund der festen Wand im Bereich des Bodens sehr stark ansteigt und einen entsprechen hohen Druckverlust erzeugt, wurde dieser Betriebspunkt mit keinem höheren Volumenstrom durchgeführt. Gleiches gilt für den mittleren Wasserstand und einem Volumenstrom von 1000 m³/h. Einen Gesamtüberblick über die variierten Parameter gibt die Tabelle 4.6.

Vol Strom [m ³ /h]	"Wasserstand" [mm]	Wandfilmdicke [mm]	Filmgeschwindigkeit [m/s]
200	88	1	0.2 - 1.8
200	88	0.7	0.2 - 1.8
200	88	0.5	0.2 - 1.8
200	88	0.3	0.2 - 1.8
200	50	1	0.2 - 1.8
200	50	0.7	0.2 - 1.8
200	50	0.5	0.2 - 1.8
200	50	0.3	0.2 - 1.8
200	25	1	0.2 - 1.8
200	25	0.7	0.2 - 1.8
200	25	0.5	0.2 - 1.8
200	25	0.3	0.2 - 1.8
600	50	1	0.2 - 1.8
600	50	0.7	0.2 - 1.8
600	50	0.5	0.2 - 1.8
600	50	0.3	0.2 - 1.8
600	25	1	0.2 - 1.8
600	25	0.7	0.2 - 1.8
600	25	0.5	0.2 - 1.8
600	25	0.3	0.2 - 1.8
1000	25	1	0.2 - 1.8
1000	25	0.7	0.2 - 1.8
1000	25	0.5	0.2 - 1.8
1000	25	0.3	0.2 - 1.8

Tabelle 4.6: Variierte Parameter für die Wandfilm-Simulationen

Neben den oben beschriebenen Simulationen wird zusätzlich für alle drei „Wasserstände“ und die aufgegebenen Volumenströme eine Vergleichssimulation durchgeführt, bei der kein Wasserfilm in die Strömungsdomäne eintritt. Dadurch kann der durch die reine Gasströmung verursachte Druckverlust als Referenzwert ermittelt werden.

Zur Diskretisierung der wandnahen Strömungsdomäne wird der Prism Layer Mesher verwendet, wobei die Auflösung der Grenzschicht mit fünf Zellen erfolgt. Für das Volumennetz wird außerdem das in Star CCM+ zur Verfügung stehende Trimmer-Modell genutzt, das hier ein quasi-strukturiertes Netz mit einer Basiszellengröße von 5 mm generiert. Im Bereich des Schlitzes, wo die Strömung beschleunigt wird, ist das Netz durch eine Feldfunktion auf eine Zellengröße von 1 mm verfeinert. Mit diesen Einstellungen beträgt die Gesamtanzahl der Zellen zwischen 30.000, für den „höchsten Wasserstand“ bei 88 mm, und 60.000 für den „kleinsten Wasserstand“ bei 25 mm.

Die physikalischen Modelle werden entsprechend der Vorgaben am Testmodell für Luft und Wasser ausgewählt. Die Strömung ist dreidimensional und turbulent, wobei die Turbulenz anhand des realizable k- ϵ -Modells berücksichtigt wird. Die Luft wird als Idealgas bei 25°C

behandelt. Zusätzlich wird ein Modell für den Fluidfilm verwendet, der aus Wasser besteht. Um das Verhalten am Schlitz darstellen zu können, wird ein Modell verwendet, das das Herauslösen von Flüssigkeitstropfen aus dem Wandfilm durch Instabilitäten und scharfe Kanten berücksichtigt. Die dadurch entstehenden Tropfen werden als sphärische Partikel mit konstanter Dichte behandelt. Zusätzlich wird auch in diesen Simulationen die Schwerkraft berücksichtigt.

Als Randbedingungen werden am Eintritt die jeweiligen Gasgeschwindigkeiten für die Volumenströme 200, 600 und 1000 m³/h vorgegeben. Der Wandfilm wird ebenfalls am Eintritt mit einer über der Fläche konstanten Geschwindigkeit und Dicke definiert. Die Zuströmung erfolgt sowohl für das Gas als auch für den Wandfilm senkrecht. Am Austritt wird ein statischer Druck aufgeprägt, der in allen Simulationen -2 mbar beträgt. Die Wände werden für den Fluidfilm als Shell-Region definiert, die wieder eine quasi-zwei-dimensionale Zellschicht darstellt, in dem der Film modelliert wird. Die Tropfen werden durch die gewählten Modelle sowohl bei Tropfeneinschlag aufgefangen und in den Wandfilm integriert, als auch durch Instabilitäten und scharfe Kanten aus dem Wandfilm herausgelöst. Die Seitenflächen der Geometrie werden auch hier wieder als periodisches Interface behandelt.

Da die qualitative Strömungsverteilung für die durchgeführten Simulationen ähnlich ist, zeigen die folgenden Abbildungen das Strömungsfeld und die Tropfenverteilung am Beispiel des mittleren „Wasserstandes“ bei 50 mm für einen Luftstrom von 600 m³/h und einen Wandfilm mit einer Dicke von 1 mm.

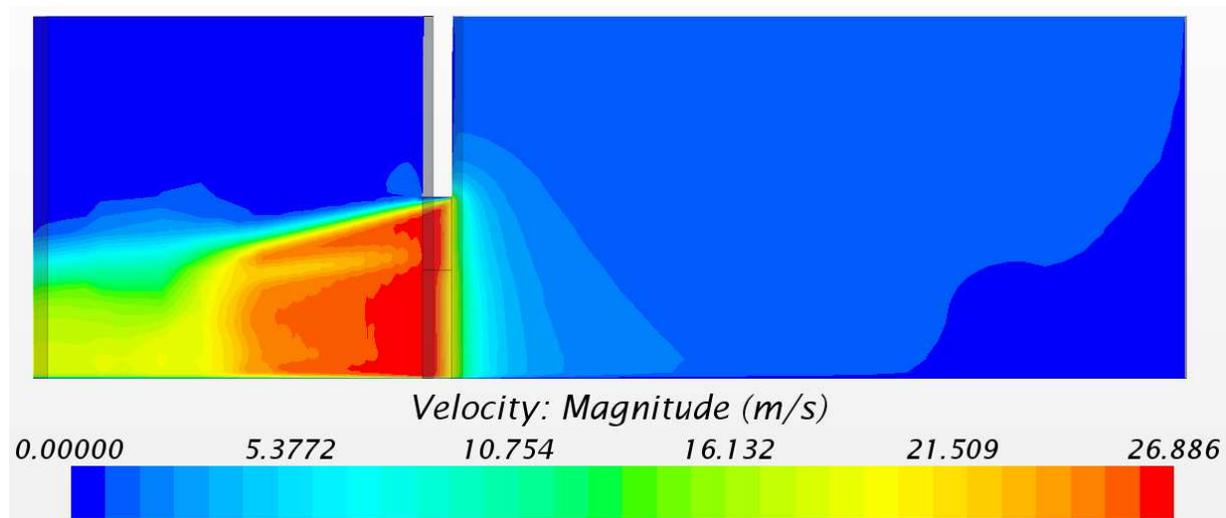


Abb. 4.58: Geschw.-Verteilung im Schnitt (Betriebspunkt: „Wasserstand 50 mm“, Vol.-Strom 600 m³/h)

Wie in den Zweiphasensimulationen ist die Zuströmung der Luft auf der Eintrittsfläche senkrecht. In der Mitte des Kronenrohres wird die Luft abgebremst und auf der äußeren Seite am und leicht oberhalb des Schlitzes beschleunigt. An der oberen Kante löst die Strömung dabei durch die 90°-Umlenkung ab. Durch die Stufen der Schlitzgeometrie wird die Strömung nicht auf gesamter Schlitzhöhe gleichmäßig beschleunigt, sondern im oberen Bereich und in der Mitte auf Werte bis zu 27 m/s, wobei sich zwischen diesen beiden Maximalwerten eine leicht geschwungene Verteilung ergibt. Zum Austritt hin nimmt die Geschwindigkeit wieder leicht

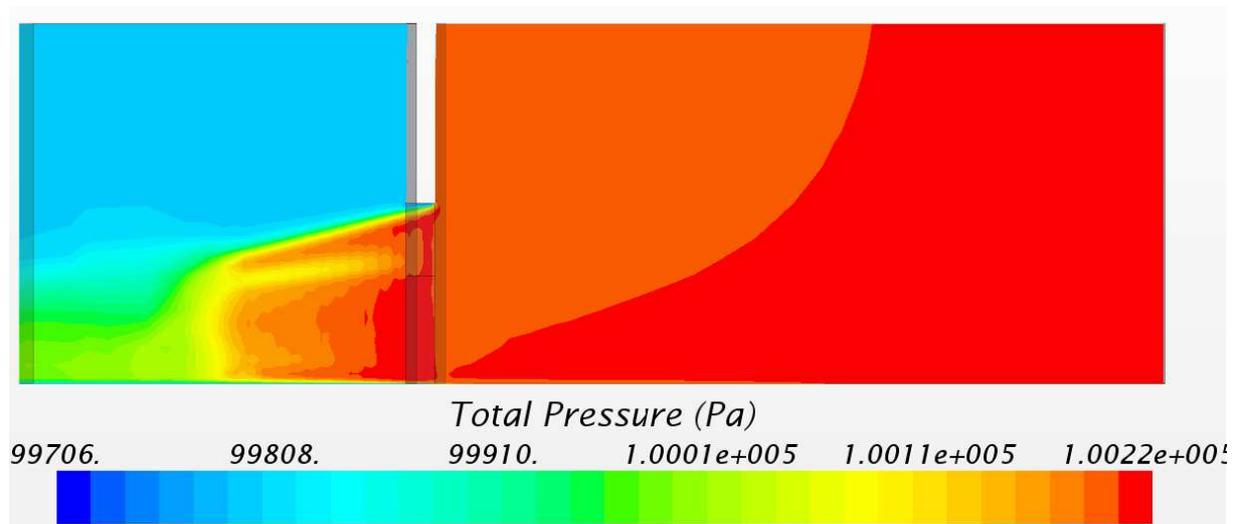


Abb. 4.59: Druckverteilung im Schnitt (Betriebspunkt: „Wasserstand 50 mm“, Vol.-Strom 600 m³/h)

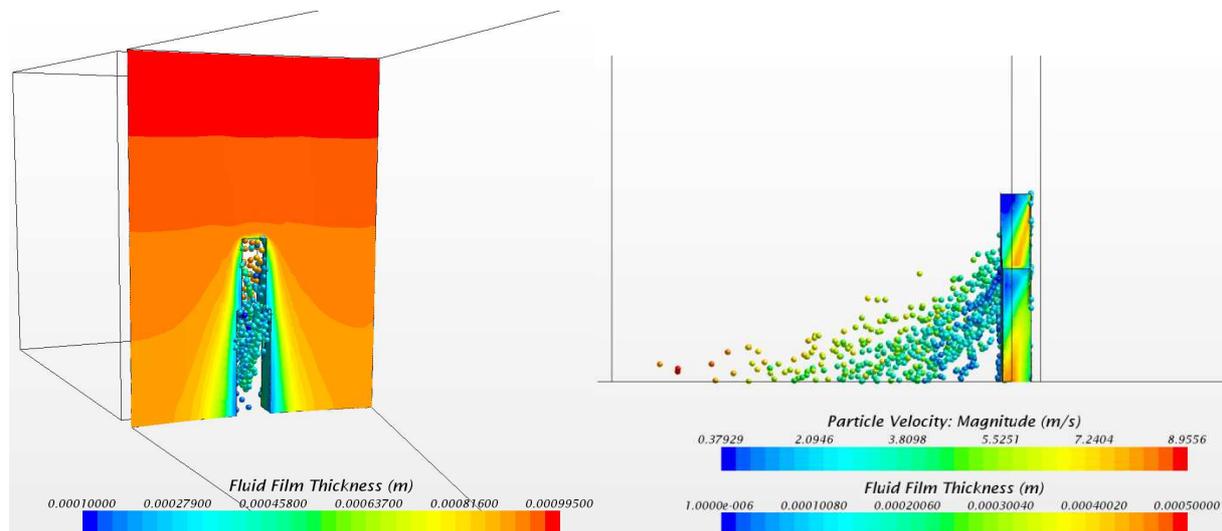


Abb. 4.60: Wandfilmdicke an der Innenseite des Kronenrohres (Fluiddicke 1 mm)

Abb. 4.61: Tropfengeschwindigkeit und Fluidfilmdicke

ab. Oberhalb des Strahls, der durch die Schlitzfläche strömt, ist quasi keine Bewegung in der Luft auszumachen. Lediglich unmittelbar an der hinteren Schlitzkante bildet sich aufgrund der hohen Geschwindigkeit im Strahl ein Wirbel aus. Auf der Bodenfläche am Austritt erkennt man die sich ausbildende Grenzschicht. Analog dazu verhält sich die Druckverteilung. Mit einem am Austritt aufgeprägten Druck von -2 mbar ergibt sich für dieses Beispiel ein Eintrittsdruck von 1.002 bar.

Abbildung 4.60 zeigt die Wasserfilmdicke auf der Innenseite des Kronenrohres. Die vorgegebene Fluiddicke von 1 mm zeigt sich an der Eintrittsfläche. Durch die Beschleunigung nimmt die Dicke dann zunächst in Axialrichtung leicht ab. Um die Kanten der Schlitzgeometrie herum geht der Wandfilm durch die herausgelösten Tropfen auf kleinere Werte im Bereich von etwa 0.45 mm zurück. Innerhalb der Schlitzgeometrie wirkt sich dann der Strömungsverlauf auf den Wandfilm aus. Da nicht das gesamte Wasser als Tropfen an den Kanten abgelöst wird, ergibt sich ein Wandfilmdicke von etwa 0.5 mm an den innenliegenden Seiten der Schlitz.

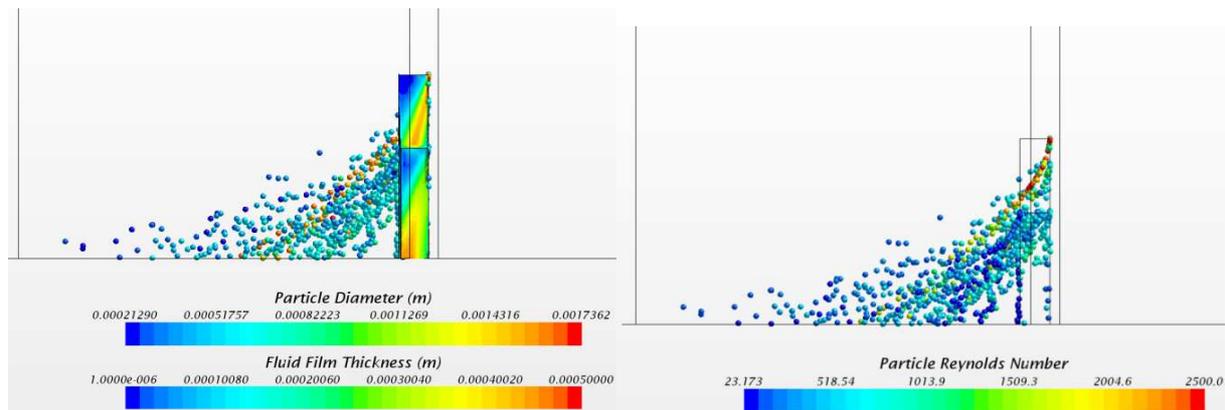


Abb. 4.62: Tropfendurchmesser und Fluidfilmdicke **Abb. 4.63: Tropfen-Reynolds-Zahl**

Diese erhöhte Fluidfilmdicke verläuft in einem Winkel von etwa 30° der Strömung folgend. An der oberen, nach außen liegenden Seite nimmt die Filmdicke rapide ab.

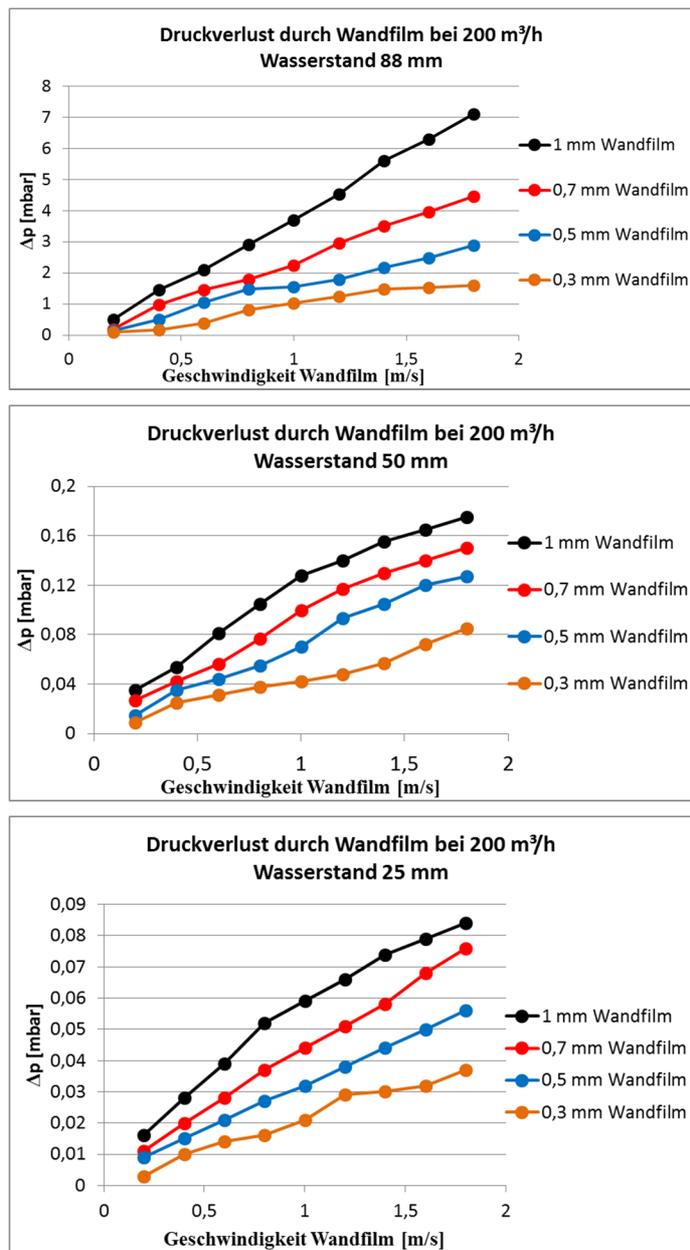
Die Wassertropfen werden durch den in Star CCM+ definierten Stripping-Injektor an den Kanten des Schlitzes aus dem Wasserfilm gelöst und durch die Strömung mitgerissen. Hervorgerufen wird dies durch die Rayleigh-Taylor Instabilitäten. Die grundlegenden Gleichungen dieses Modells sind Kapitel 3.4.3 erläutert.

An der oberen Querkante bilden sich dabei die größten Tropfen, die durch ihre Größe und den daraus resultierenden Stokes-Zahlen in einem Winkel von etwa 45° auf den Boden regnen und der Strömung nicht exakt folgen können. Auch hierdurch wird die Strömung in Richtung der Wasseroberfläche gelenkt, so dass mehr Wasser über den Rand geblasen wird und der Wasserstand in der Tasse leicht unterhalb des Randes liegt, wie in Kapitel 4.5 diskutiert.

Die an den Seitenkanten abgelösten Tropfen haben einen kleineren Durchmesser, als die an der Oberkante herausgelösten, und folgen der Strömung in einem flacheren Winkel teilweise bis zur Austrittsfläche. Im mittleren Bereich haben die Tropfen eine Geschwindigkeit von etwa 5 m/s. Dadurch ergeben sich Weber-Zahlen im Bereich von 50 und darüber, so dass von Blasen- und Keulenerfall der Tropfen ausgegangen werden kann. Die Partikel-Reynolds-Zahlen betragen für die aus der Oberkante herausgelösten Tropfen bis zu 2500, für die seitig herausgelösten Tropfen liegen sie jedoch nur im Bereich zwischen 23 und 1000. An der hinteren Kante, auf der Außenseite des Kronenrohres, werden noch weitere Tropfen herausgelöst. Diese sind jedoch noch einmal deutlich kleiner als an der Vorderkante.

Die folgenden Diagramme zeigen den berechneten Druckverlust für die durchgeführten Simulationen. Das Herauslösen der Tropfen aus dem Wasserfilm ist ein instationärer Prozess, weshalb der Druckverlust mit Amplituden im Bereich von 12.5 % des Wertes und Frequenzen zwischen 20 und 25 Hz schwankt. In den nebenstehenden Diagrammen ist daher jeweils ein zeitlicher Mittelwert für den jeweiligen Betriebspunkt aufgetragen.

In den ersten drei Diagrammen sind die durch unterschiedlich dicke Wasserfilme bei steigender Geschwindigkeit verursachten Druckverluste bei einem konstanten Luftvolumenstrom von $200 \text{ m}^3/\text{h}$ für die drei Wasserstände aufgetragen.



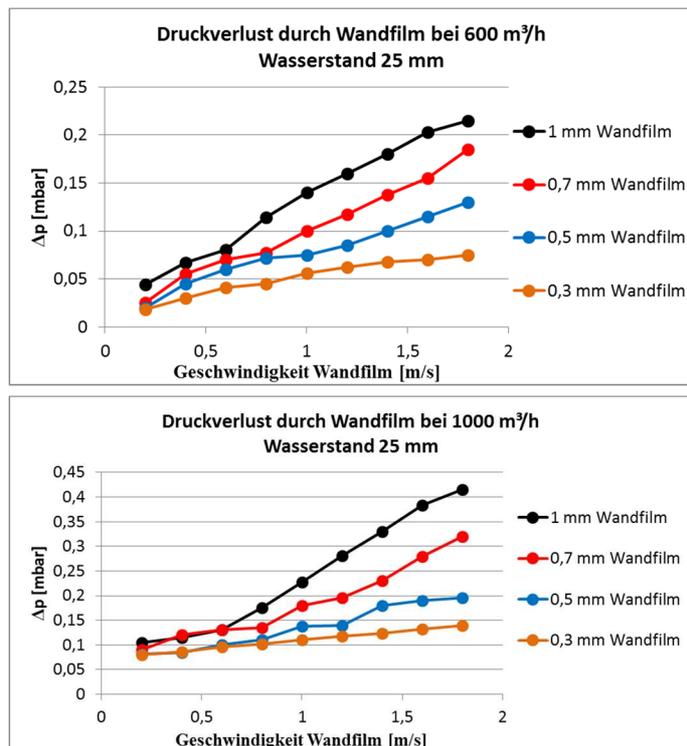
Diagr. 4.20-4.22: Druckverlust durch Wandfilme bei 200 m³/h, Wasserstand 88, 50 und 25 mm

deutlich wird. Der maximale Druckverlust in den hier durchgeführten Simulationen steigt dort mit dem Volumenstrom von 0.08 mbar für 200 m³/h über 0.22 mbar für 600 m³/h auf 0.41 mbar für den Volumenstrom von 1000 m³/h.

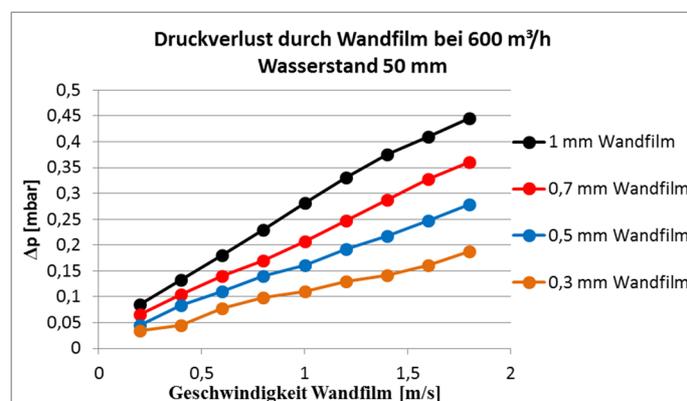
Rechnet man die Geschwindigkeit und Wandfilmdicke in die gesamte Wassermasse um, wird deutlich, dass die insgesamt zugeführt Wassermasse für den Druckverlust ausschlaggebend ist und die Kurven für die unterschiedlichen Wandfilme nahezu deckungsgleich sind. Abweichungen resultieren hier lediglich aufgrund von numerischen Fehlern. Bei dem höchsten Wasserstand von 88 mm ist die verbleibende Schlitzfläche ein Rechteck mit der Höhe 12 mm. In Diagramm 4.26 erkennt man, dass der Druckverlust mit der Wassermasse linear ansteigt. Im

Bei dem höchsten Wasserstand zeigt sich, dass der Druckverlust um fast eine Größenordnung höher liegt als in der Zweiphasensimulation. Dort wird der Wasserspiegel im inneren Bereich des Ventils durch den Druckunterschied tiefer gedrückt, wodurch sich die freie Strömungsfläche für das Gas, wie oben beschrieben, relativ gesehen stark vergrößert.

Bedingt durch die feste Wand im unteren Bereich, liegt der Druckverlust hier also generell höher. Wie in den Diagrammen 4.20 bis 4.22 zu erkennen, steigt der Druckverlust sowohl mit zunehmender Wandfilmdicke, als auch Geschwindigkeit des Wandfilms an. Je größer dabei die freie Querschnittsfläche für das Gas ist, desto geringer ist insgesamt der Einfluss des Wasserfilms, wie man auch im Vergleich der Skalen der Diagramme erkennt. Das liegt auch hier an der relativen Änderung der freien Strömungsfläche, die durch die abreißenden Tropfen versperrt wird. Betrachtet man unterschiedliche Gasmengen für einen festen Wasserstand erkennt man, dass sich ebenso der Einfluss des Wasserfilms mit abnehmender Gasmenge verringert, wie im Vergleich der Diagramme 4.22, 4.23 und 4.24



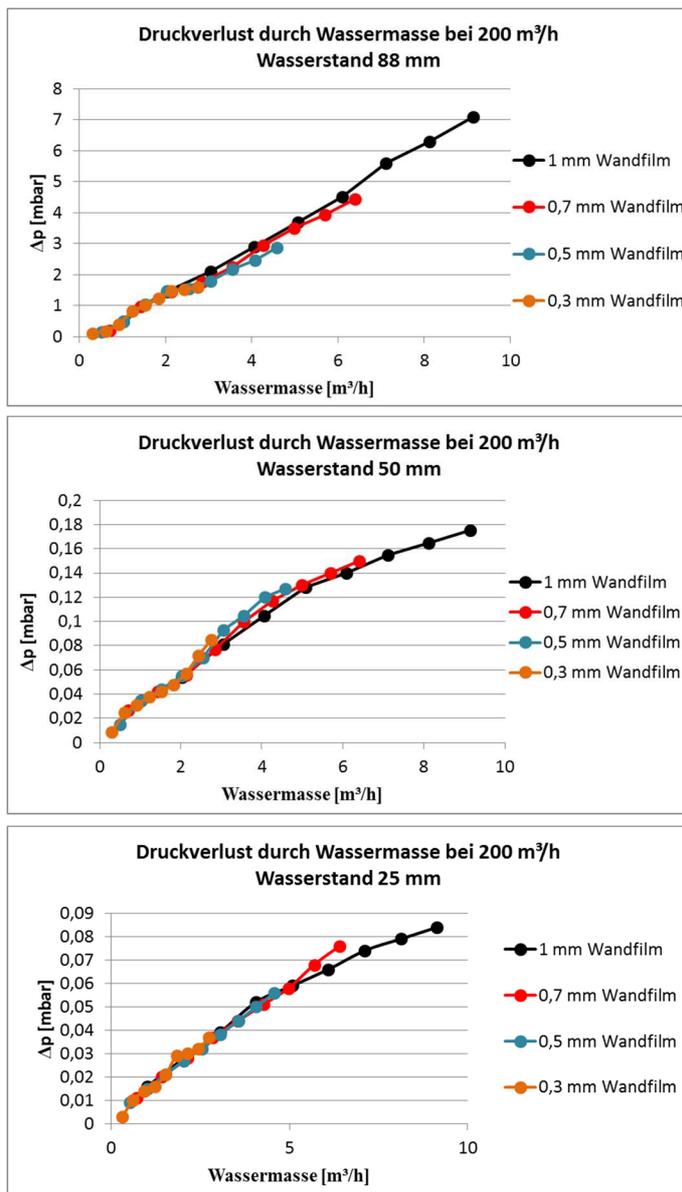
Diagr. 4.23 - 4.24: Druckverluste durch Wandfilm bei 600/1000 m³/h, Wasserstand 25 mm



Diagr. 4.25: Druckverluste durch Wandfilm bei 600 m³/h Wasserstand 50 mm

VoF-Simulationen ein Wasserfilm am Kronenrohr mit 0,4 mm angenommen worden. Im Anschluss an die hier durchgeführten Wandfilmsimulationen wurde der Wandfilm im VoF-Modell noch variiert. Ein Einfluss ist aber weder bei einer Änderung der Wandfilmdicke noch der Geschwindigkeit auszumachen, was an einer zu groben Auflösung im VoF-Modell liegen könnte. Um die Wassertropfen von im Durchschnitt 0,8 mm Durchmesser zu erfassen, müsste das Netz mindestens auf eine Größe von 0,08 mm aufgelöst werden. Durch den nicht korrekt berücksichtigten Wasserfilm kann sich daher durchaus eine Abweichung zwischen Mess- und Simulationenwerten ergeben. Der durch Interpolation aus dem Diagramm 4.25 entnommene Wert für den Druckverlustanteil durch den Wasserfilm von 0,4 mm Dicke beträgt für einen Volumenstrom von 600 m³/h und einen Wasser-

Gegensatz dazu zeigt sich in Diagramm 4.27 bei einem Wasserstand von 50 mm und in Diagramm 4.28 bei 25 mm, dass der Verlauf für den Druckverlust leicht gekrümmt verläuft. Ursache hierfür könnte der Absatz am Schlitz sein, der für diese beiden Tassenpositionen frei liegt, so dass sich kein linearer Verlauf mehr ergibt. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die relativ großen Abweichungen in den VoF-Simulationen für hohe Volumenströme (Vgl. Kapitel 4.5) auch teilweise auf den durch den Wandfilm verursachten Druckverlust zurück zu führen sind. Vor allem bei höheren Wasserständen und auch bei höheren Gasströmen steigt der durch den Wandfilm induzierte Druckverlust auf signifikante Werte an, wohingegen bei kleineren Gasströmen nur ein vernachlässigbarer Effekt auszumachen ist. Die geringen Abweichungen bei den kleinen Volumenströmen von 200 m³/h und 400 m³/h und niedrigen Wasserständen liegen für die VoF-Simulationen im Bereich von rund 0,2 mbar. Für die höheren Volumenströme ab 600 m³/h bis 1000 m³/h betragen die Abweichungen aber bereits zwischen 0,4 und 1,1 mbar. Aus den im vorherigen Kapitel beschriebenen Gründen ist in den



Diagr. 4.26 - 4.28: Druckverlust durch Wassermasse bei $200 \text{ m}^3/\text{h}$, Wasserstand 88, 50 und 25 mm

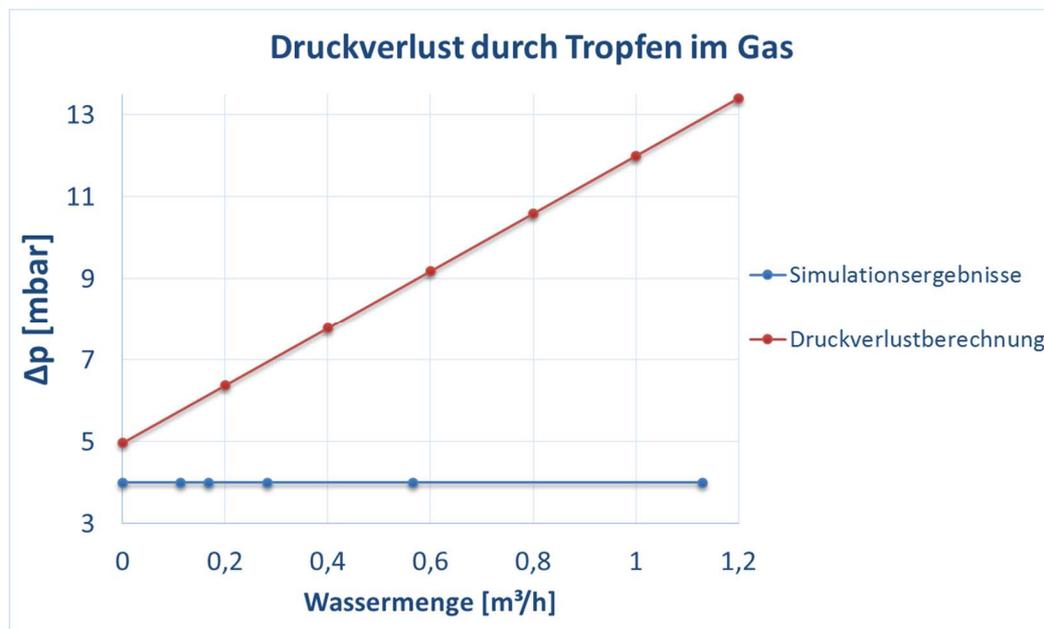
vor allem, da der Wandfilm über den Umfang des Kronenrohres mit stark unterschiedlicher Dicke und Geschwindigkeit auf die Schlitzte trifft.

4.5.4 Disperse Strömung

Wie bereits in Kapitel 4.2.4 erwähnt tritt rund 30 % der eingedüsten Wassermasse als Tropfen in die Tasse beziehungsweise durch die Schlitzte. Aus bekannten Gründen ist eine vollständige Simulation der dispersen Strömung nicht möglich. Daher wird in einer separaten Simulation eine Tropfenströmung durch die Schlitzgeometrie simuliert, um die Größenordnung des daraus resultierenden Fehlers einschätzen zu können.

stand von 50 mm ca. 0.23 mbar bei einer Wasserfilmgeschwindigkeit von 1.7 m/s. Für einen Volumenstrom von $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ läge er noch darüber. Für einen geringeren Wasserstand von 25 mm bei einem Volumenstrom von $1000 \text{ m}^3/\text{h}$ ergibt sich anhand der hier durchgeführten Simulationen für den gleichen Wandfilm ein Druckverlust von 0.18 mbar. Es kann allerdings davon ausgegangen werden, dass der durch den Film induzierte Druckverlust etwas geringer ist als in den hier durchgeführten Simulationen, da die feste Wand als Begrenzung, wie oben bereits erwähnt, eine geringere Schlitzfläche freigibt, als es durch die Wasseroberfläche erfolgt und sich wie bereits erörtert mit zunehmendem Strömungsquerschnitt der Einfluss des Wandfilms verringert.

Die relativ hohen Frequenzen der Druckschwankungen, die durch den Wandfilm induziert werden, können mit einer einfachen Konstruktion verhindert werden. Beispielsweise reicht ein Dach über den Schlitzten, so dass der Wasserfilm seitlich neben den Schlitzten nach unten läuft. Damit wird die Druckregelung zusätzlich stabiler,



Diagr. 4.29: Druckverlust durch Tropfen in der Gasströmung

Das verwendete Modell ist das gleiche, das zur Berechnung des Wandfilmeinflusses benutzt wurde. Bei einem Volumenstrom von $600 \text{ m}^3/\text{h}$ wird eine disperse Wasserströmung mit runden Tropfen mit einem Sauterdurchmesser von $800 \mu\text{m}$ angenommen, wie sie von der Firma Lechler vorgegeben ist. In mehreren Simulationen wird die eingedüste Wassermenge erhöht, da diese von Schlitz zu Schlitz variiert, wie die Ergebnisse der Krümmersimulationen in Kapitel 4.2.4 gezeigt haben. In Diagramm 4.29 ist der durch die Tropfenströmung generierten Druckverlust in Abhängigkeit der eingedüsten Wassermasse durch den blauen Graphen wiedergegeben. Der Druckunterschied ist anhand der Skala nicht zu erkennen, da sich der Druckverlust lediglich im Bereich von 0.006 mbar für einen Wasservolumenstrom von $1.2 \text{ m}^3/\text{h}$, was den berechneten 30 % der Gesamtwassermasse entspricht, bewegt. Zusätzlich ist im Diagramm die Druckdifferenz für eine analytische Berechnung der Strömung anhand des roten Graphen dargestellt.

Generell ist die analytische Abschätzung des Druckverlusts von Zweiphasenströmungen sehr schwierig, da die exakten Geschwindigkeits- und Phasenverteilungen sowie der Impulsaustausch aufgrund der Phaseninteraktion nicht bekannt sind. Analytische Abschätzungen für die Strömung in horizontalen und vertikalen Rohren sind beispielsweise von den Autoren Wallis, Woods, Dukner, Baker und auch Lockhart und Martinelli durchgeführt worden [HW75]. Die Verfahren liefern zum Teil nur sehr ungenaue Ergebnisse, deren Abweichungen durchaus bei bis zu $\pm 100\%$ liegen können. Es lässt sich für das Modell an dieser Stelle nur festhalten, dass der Druckverlust mit steigendem Tropfenanteil in einer Gasströmung ansteigt.

Für die Strömung durch den Schlitz wurde für diese Arbeit zunächst vereinfachend von einer Strömung durch eine Blende ausgegangen. Nach Heckle lässt sich der Druckverlust der Zweiphasenströmung näherungsweise durch den der einphasigen Strömung bestimmen, wobei für die Dichte die Impulsdichte bestimmt wird [HW75].

Die Berechnungen haben aber deutliche Abweichungen, gerade im Bereich hoher Wasserstände

ergeben. Als mögliche Ursache ist hier an erster Stelle die Geometrie des Schlitzes zu nennen, die nur an die Blendenform angenähert ist. Die Stoffwerte für den Zustand hinter der Drosselstelle können zudem nur grob bestimmt werden, da keine Messungen existieren. Auch die Tatsache, dass es sich nicht um eine Rohrströmung handelt sowie die vernachlässigte 90°-Umlenkung der Strömung vor der Blende sind hier zu nennen. Der Hauptgrund für die mit steigendem Wasseranteil größer werdende Abweichung im Diagramm liegt aber in den Tropfen begründet. Die Stokes-Zahlen der Tropfen in der Strömung liegen bei rund 0.17, so dass diese der Strömung nur unzureichend folgen. Das bedeutet, dass die Tropfen in die Wassermasse in der Tasse einschlagen und nur wenige durch den Schlitz getragen werden, wie sich auch in den Simulationen zeigt. Daher beeinflussen diese den Druck quasi nicht. Ein Druckverlust der genannten Größenordnung ist damit hinsichtlich der übrigen Faktoren definitiv vernachlässigbar.

4.5.5 Einfluss der Temperatur, der Luftfeuchte und der Oberflächenspannung

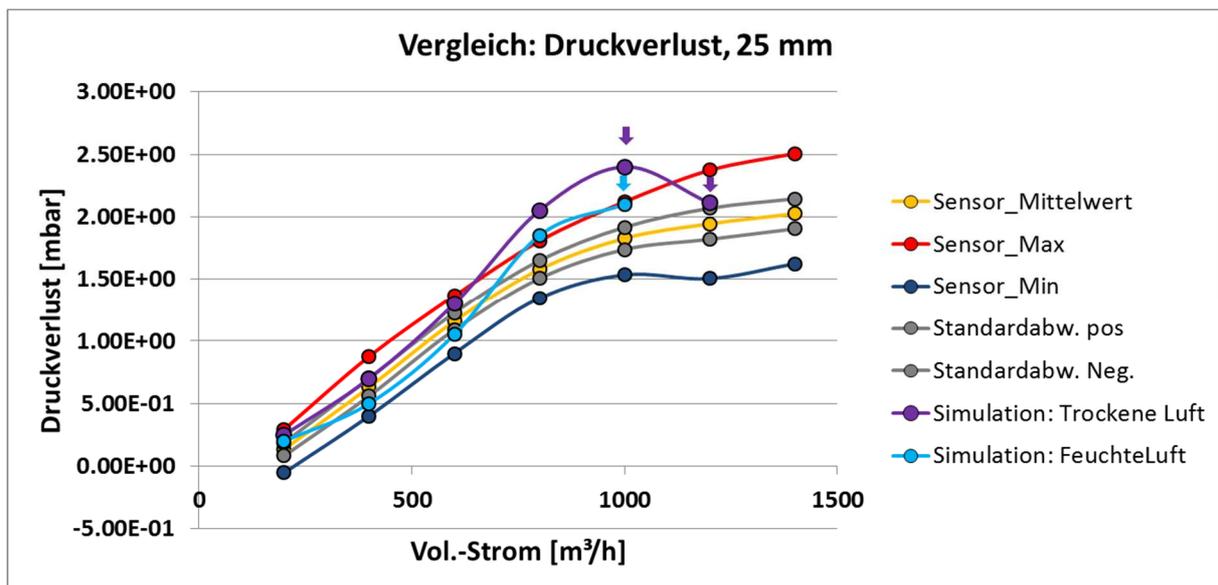
Dadurch, dass am Modell mit Umgebungsluft gearbeitet wird, ergeben sich drei Parameter, die nicht beeinflusst werden können: die Temperatur, die Luftfeuchte und der Atmosphärendruck.

Anhand von Simulationen mit veränderter Temperatur der Umgebungsluft im Bereich zwischen 2 und 27 °C konnte kein Unterschied in der Druckdifferenz nachgewiesen werden. Die totale Änderung der Temperatur liegt aber mit 9.15 % in einem sehr kleinen Intervall. Der Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Druckmessung ist damit praktisch nicht gegeben.

Anders verhält es sich hingegen mit dem Einfluss der relativen Luftfeuchte. Diese schwankt sowohl über den Jahres- als auch über den Tagesverlauf und nimmt typischerweise Werte zwischen 88 und 40 % an, so dass nicht immer reproduzierbare Werte gemessen werden und entsprechend keine klaren Vorgaben in der Simulation gemacht werden können [Ma07]. Die am Teststand aufgenommenen Werte weichen für gleiche Betriebspunkte teilweise im Bereich von 0.2 mbar voneinander ab. Ebenso wie die Luftfeuchte schwankt, variiert auch der Luftdruck im Tagesverlauf. Die Amplitude der Schwankung kann teilweise bis zu 0.5 mbar betragen [Ma07]. Durch die Differenzdrucksensoren, mit denen am Teststand gearbeitet wird und die jeweils Vorlagen- und Ofendruck gegen den Atmosphärendruck messen, braucht dieser Effekt aber nicht berücksichtigt zu werden.

Für die folgenden Simulationen wird daher ein Wert von 50 % relativer Feuchte angesetzt und der resultierende Druckverlust mit dem für trockene Luft verglichen. Das Modell und das generierte Netz sind die gleichen, die schon in den vorherigen VoF-Simulationen Verwendung finden.

Wie in Kapitel 4.5.2.2 gezeigt, schwankt der durch das System generierte Druckverlust um einen bestimmten Mittelwert. In den hier abgebildeten Diagrammen 4.30, 4.31 und 4.32 sind deswegen zusätzlich zu den gemessenen Mittelwerten die Standardabweichung, sowie die Maximal- und Minimalwerte für jeden Volumenstrom eingetragen. Ebenso sind die Simulationsergebnisse für den durch trockene Luft generierten Druckverlust in lila und für Luft

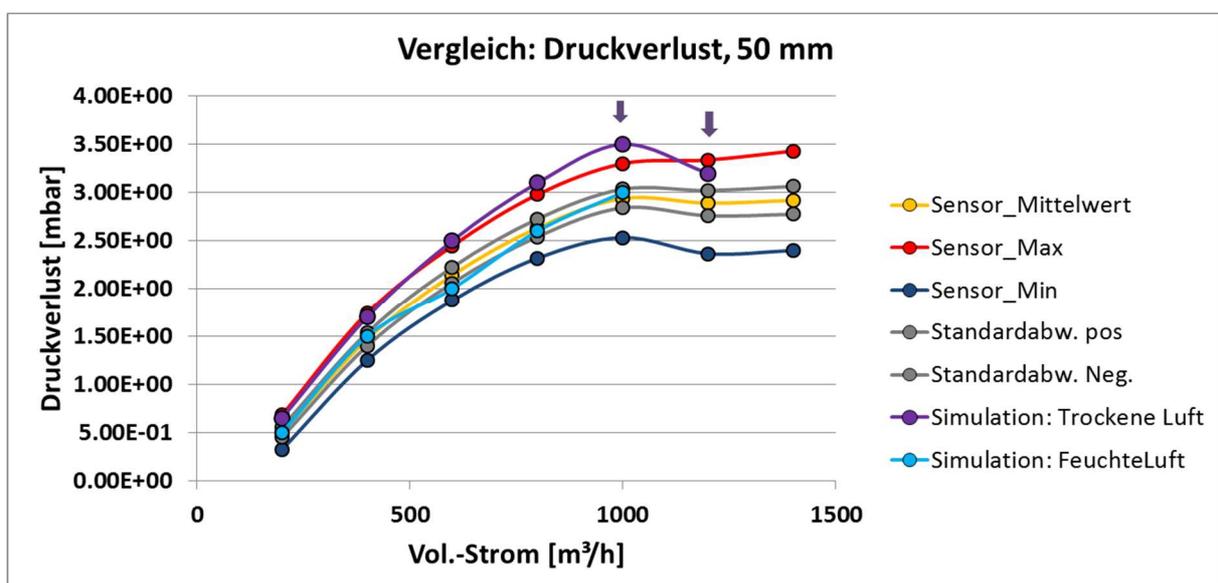


Diagr. 4.30: Druckverlust bei der Tassenposition 25 mm

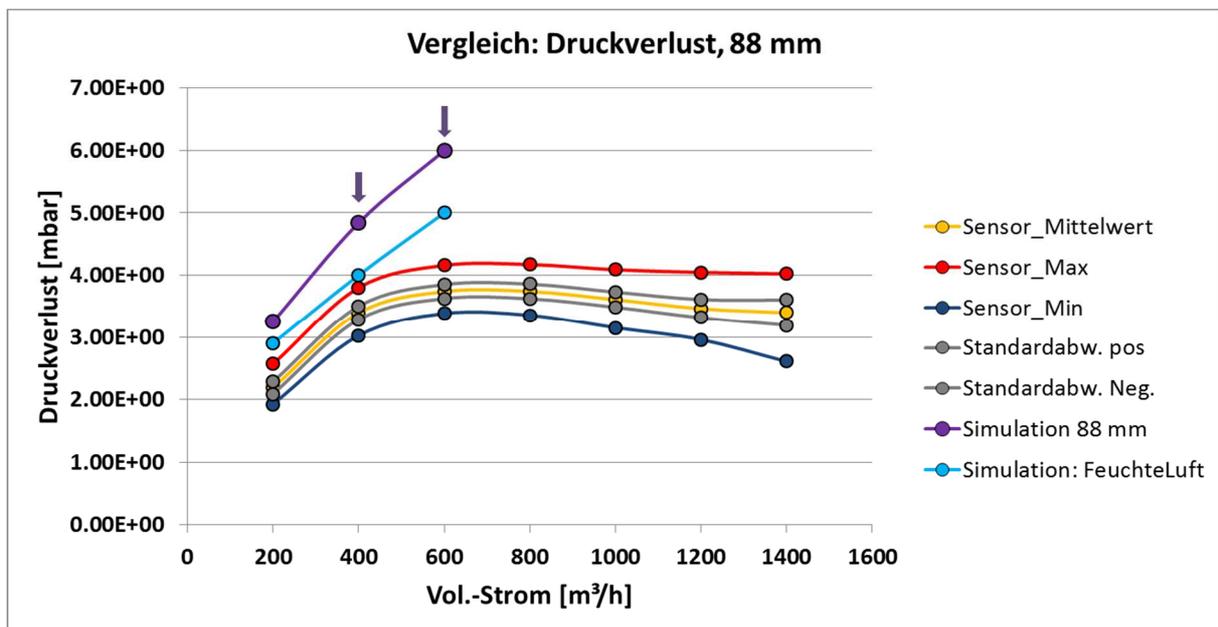
mit 50 % relativer Feuchte in blau eingetragen. Da der Volumenstrom in den Berechnungen nicht beliebig erhöht werden kann, wird für die hier durchgeführten Simulationen darauf verzichtet, Volumenströme über 1000 m³/h zu betrachten, da schon anhand der vorherigen Ergebnissen ersichtlich ist, dass dabei zuviel numerische Dissipation auftritt.

Die in den Diagrammen eingetragenen Pfeile über bestimmten Betriebspunkten zeigen zudem die Zustände an, in denen der Wasserstand in der Tasse noch deutlich absinken müsste bis der Druckverlust einen quasi-stationären Wert erreicht. Die Simulationen sind aber aus Gründen fehlender Rechenkapazitäten vorher abgebrochen worden.

Vergleicht man die Kurven für trockene und feuchte Luft fällt auf, dass die qualitativen Verläufe für alle drei Wasserstände weitgehend übereinstimmen. Insgesamt liegen die Kurven für den Druckverlust bei feuchter Luft aber etwas niedriger, was wahrscheinlich durch die



Diagr. 4.31: Druckverlust bei der Tassenposition 50 mm



Diagr. 4.32: Druckverlust bei der Tassenposition 88 mm

geringere Dichte und dynamische Viskosität der feuchten Luft gegenüber der trockenen Luft verursacht wird. Die Dichte der Luft mit 50 % relativer Feuchte ist mit einem Wert von 1.16 kg/m^3 nur um rund 4 % reduziert. Die Viskosität nimmt aber gleichzeitig um rund 30 % ab. Für die drei Wasserstände ergeben sich Reduzierungen des Druckverlustes von rund 10 % für den Wasserstand von 25 mm, 28 % bei 50 mm und 10 % bei 88 mm. Bezieht man die Abweichungen auf den Atmosphärendruck ergeben sich ohnehin sehr kleine Werte, die für alle Betriebspunkte unter 0.1 % liegen.

Berücksichtigt man die reale Schwankung der Luftfeuchte liegen die Simulationsergebnisse trotz allen Vereinfachungen sehr dicht an den gemessenen Werten. Es kann festgehalten werden, dass der Druckverlust sehr stark von der dynamischen Viskosität, der Gasdichte und damit indirekt auch von der Temperatur und vom Luftdruck abhängig ist, da diese Größen miteinander gekoppelt sind. Simulationen, die für verschiedene Gemische aus Wasserstoff und Methan durchgeführt wurden, bestätigen das, wie in Kapitel 4.5.7 gezeigt wird.

Zusätzlich zu den Eigenschaften des Gases soll im Folgenden zunächst der Einfluss des Waschwassers betrachtet werden. Das auf Kokereien verwendete Kühlmittel ist ein Ammoniakwasser, dessen Oberflächenspannung gegenüber der von reinem Wasser reduziert ist [CE04]. Genaue Angaben über die Qualität des Waschwassers stehen jedoch nicht zur Verfügung, gerade auch deswegen weil dieses in einem Kreislauf geführt wird und sich dabei die Zusammensetzung kontinuierlich ändert. Für die Simulationen wird daher der Wert für die Oberflächenspannung von dem voreingestellten Maximalwert für destilliertes Wasser von 0.074 N/m auf 0.055 reduziert, was einem Wert von rund 30 %-igem Ammoniakwasser bei 25 °C entspricht [CE04]. Die Viskosität wird hingegen von $1.009\text{E-}6 \text{ Pa s}$ auf $1.303\text{E-}6 \text{ Pa s}$ erhöht, da diese für eine Mischung aus Wasser und Ammoniak bei rund 30 % Ammoniak ein Maximum durchläuft [PI39].

Anhand der mit diesen Werten durchgeführten Simulationen ist keine Änderung des Druckverlustes zu erkennen, so dass auch für den realen Anwendungsfall eher auf eine Beeinflussung durch die Gaszusammensetzung und dessen Viskosität als durch die Qualität des Waschwassers geachtet werden muss.

4.5.6 Messungen mit veränderter Schlitzform

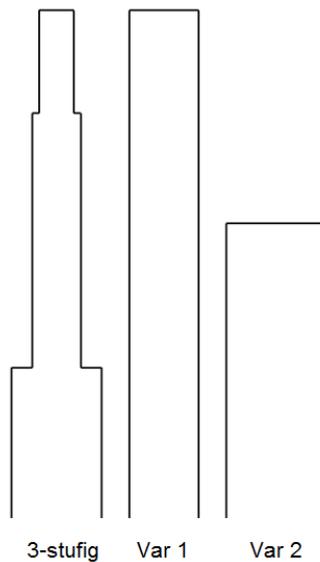


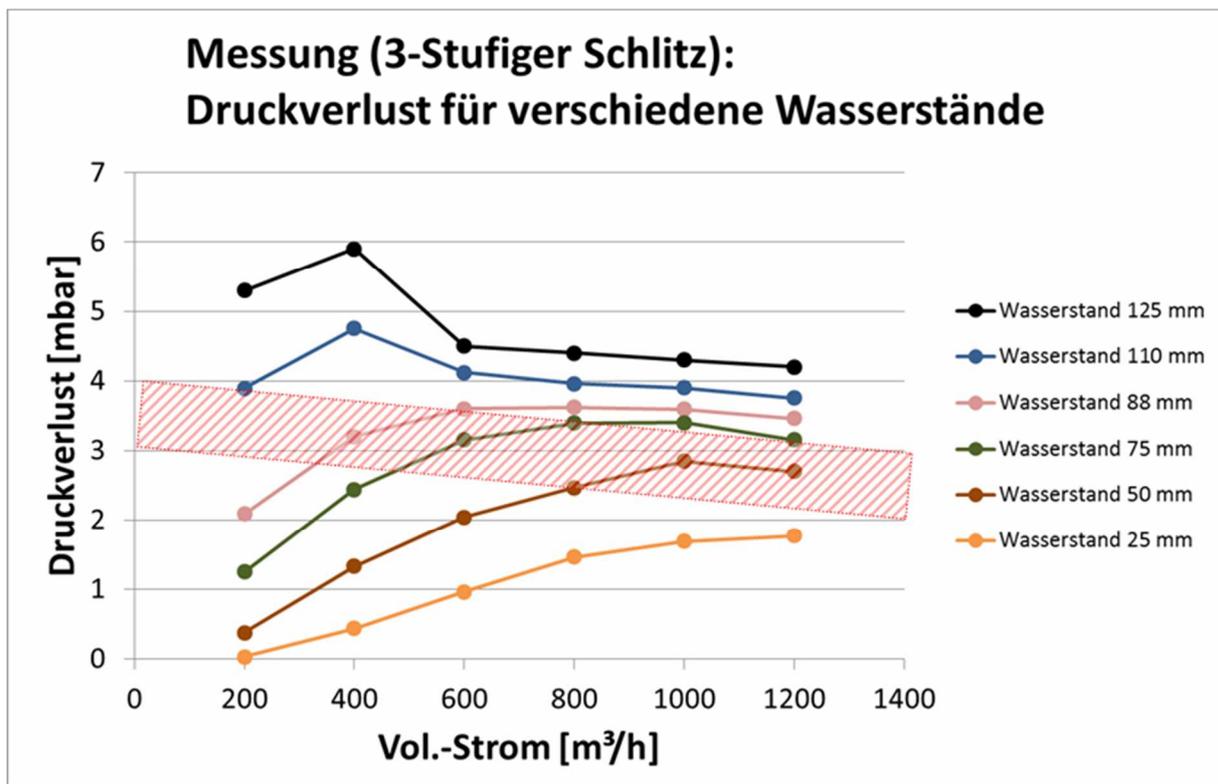
Abb. 4.64: Schlitzformen

Die ursprüngliche 3-stufige Schlitzform ist dazu gedacht, eine besonders gute Benetzung im Bereich der konischen Tasse zu erzielen, um Kondensatanbackungen zu vermeiden. Durch die scharfen Kanten reißt der Wasserfilm an diesen Stellen ab und wird mit dem Gasstrom in radialer Richtung beschleunigt. Dadurch, dass der konische Teil der alten Tasse im neuen Modell entfällt, ist diese Funktion überflüssig geworden und es werden zwei vereinfachte Schlitzgeometrien untersucht. Die erste besteht, wie in Abbildung 4.64 dargestellt, aus einem einfachen Rechteck mit einer Höhe von 100 mm und einer Breite von 13 mm. Die Schlitzfläche ist damit um 13 % vergrößert, um das Abfallen der Kurven bei hohem Wasserstand, wie in Kapitel 4.5.2.1 gezeigt, zu verhindern. Die zweite Schlitzform ist ebenfalls ein Rechteck, das jedoch nur 58 mm hoch ist und eine Breite von 20 mm hat. Die Größe der Fläche ist damit nahezu die gleiche wie beim stufigen Schlitz. Es soll hier beobachtet werden, ob sich der zur

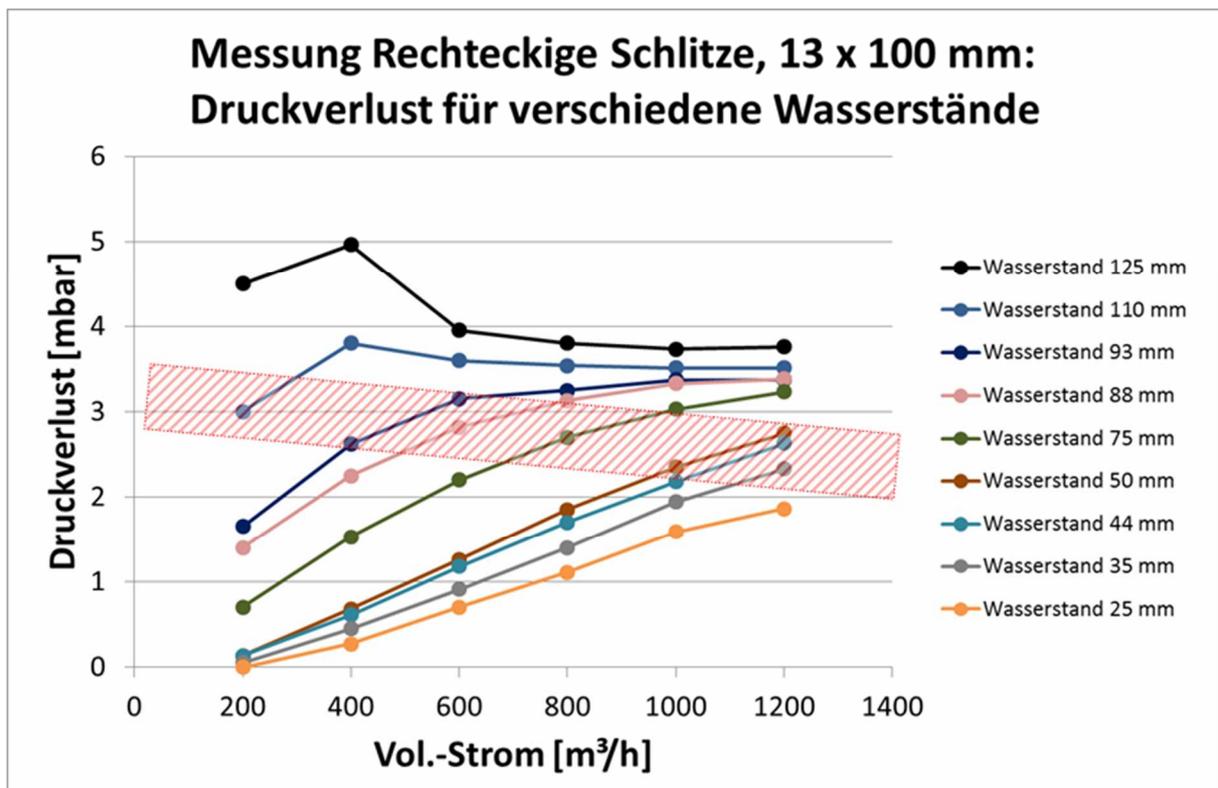
Regelung des Systems benötigte Zylinderhub verringern lässt. Mit diesen Schlitzformen werden die vorherigen Versuchsreihen, bei denen ein konstanter Wasserspiegel bei unterschiedlichen Volumenströmen eingestellt wird, noch einmal durchgeführt und die Ergebnisse mit denen der alten Schlitzform verglichen.

Der schraffierte Bereich in den Diagrammen 4.33, 4.34 und 4.35 gibt den Regelungsbereich beim Einsatz auf der Kokerei an. Die Vorlage wird im gezeigten Beispiel bei einem Druck von -2 mbar betrieben. Zu Beginn der Garungszeit, also bei der stärksten Gasentwicklung, wird der Sollwert für den Ofendruck möglichst niedrig gehalten, häufig liegt er im Bereich von 0 mbar. Für die gezeigten Abbildungen ergibt sich damit bei einem Volumenstrom von 1400 m³/h, der das Maximum für Öfen der untersuchten Größe darstellt, eine Druckdifferenz von 2 mbar zwischen Ofen und Vorlage, wobei man zur Sicherheit eher darüber bleibt. Gegen Ende der Garungszeit nimmt die Gasmenge ab und der Sollwert wird aus sicherheitstechnischen Gründen auf einen Wert von rund 0.8 mbar leicht angehoben. In den gezeigten Abbildungen liegt dieser Betriebspunkt bei 200 m³/h und einer Druckdifferenz von 2.8 mbar und darüber. Um diesen Bereich auszuregulieren, wird mit dem stufigen Schlitz eine Zylinderstellung zwischen 35 und maximal 110 mm angefahren.

Betrachtet man die Druckkurven der Schlitzform Var 1 in Diagramm 4.34 zeigt sich für sehr hohe Wasserstände, bei denen im Ruhezustand der gesamte Schlitz unter Wasser liegt, der gleiche charakteristische Verlauf der schon für die 3-stufige Schlitzform diskutiert wurde.



Diagr. 4.33: Regelungsbereich dreistufiger Schlitz

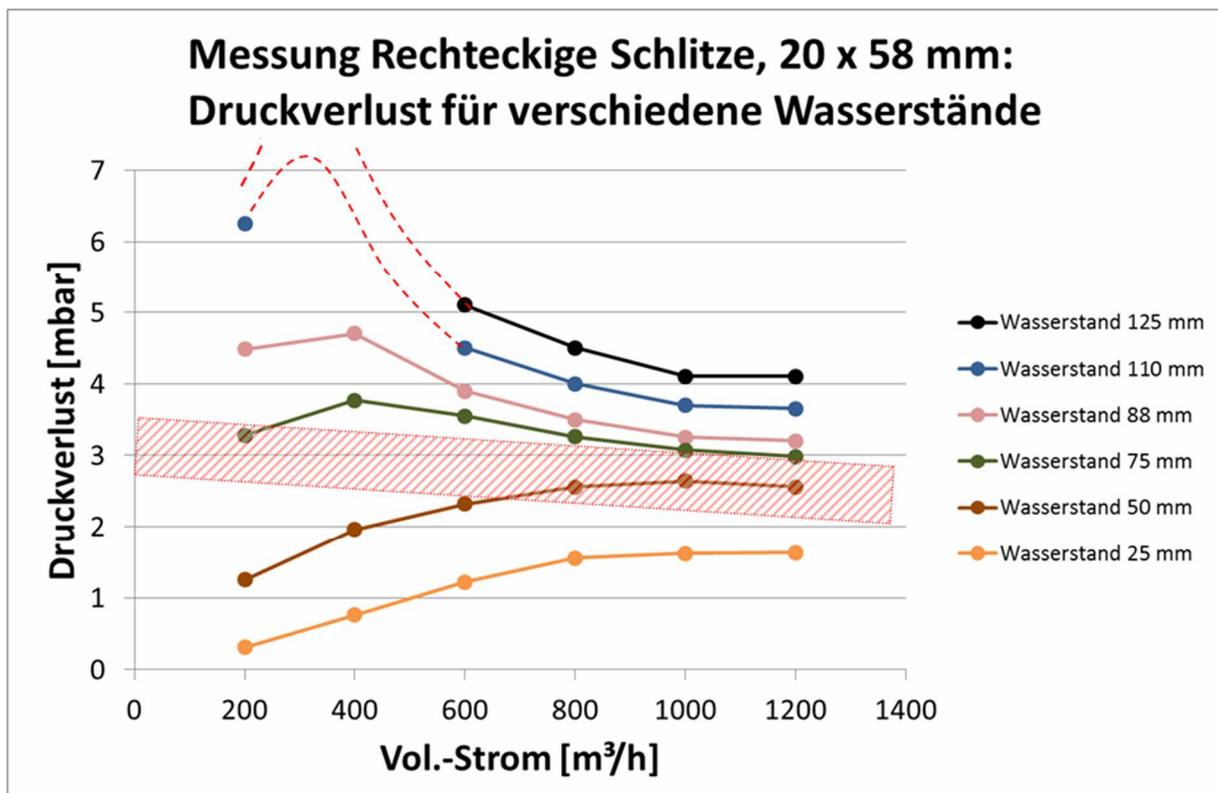


Diagr. 4.34: Regelungsbereich Rechteckschlitz, Var 1, 13 x 100 mm

Aufgrund des sinkenden Wasserstandes fällt der Druck im Ofen trotz steigendem Volumenstrom ab ca. 400 m³/h für die Wasserstände 110 und 125 mm ab. Hierbei liegt der

Druck aber insgesamt für alle Betriebspunkte um etwa 1 mbar niedriger als bei der ursprünglichen Schlitzform, was daran liegt, dass die freie Schlitzfläche für das Gas bei den rechteckigen Schlitten um 13 % größer ist.

Für Wasserstände, die kleiner als die Gesamthöhe der Schlitze sind, zeigt sich ein fast linearer Verlauf, der bis zu einem Wasserstand von 88 mm gerade noch nicht abknickt. Durch die größere Schlitzfläche im oberen Bereich wird das Gas auf kleinere Geschwindigkeiten beschleunigt und reißt nicht so viel Wasser aus der Tasse. Es kann in diesem Bereich also eine „richtige“ Regelung erfolgen, ohne dass der tatsächliche Wasserstand in der Tasse absinkt und die eigentliche Überlegung für die Tassenkante irrelevant wird. Für den Wasserstand von 110 mm zeigt sich ab dem Volumenstrom von 400 m³/h, dass der Druckverlust bei 3.5 mbar nahezu unabhängig vom Volumenstrom wird. Lediglich für sehr kleine Volumenströme sinkt der Druckverlust auf einen Wert von 3 mbar ab. In Anbetracht des ohnehin schwankenden Druckverlustes könnte man hier überlegen, von einer Regelung abzusehen. Der generierte Druckverlust ist konstant und lediglich die Vorlage müsste auf dem gewünschten Wert gehalten werden. Diese Verfahrensweise widerspricht zwar der ursprünglichen Intention bei der Auslegung der neuen Tasse, stellt aber eine effektive und vor allem kostengünstige Alternative dar. Für den realen Betrieb müssten hierfür definitiv Messungen bezüglich des realen Druckverlustes durchgeführt werden.



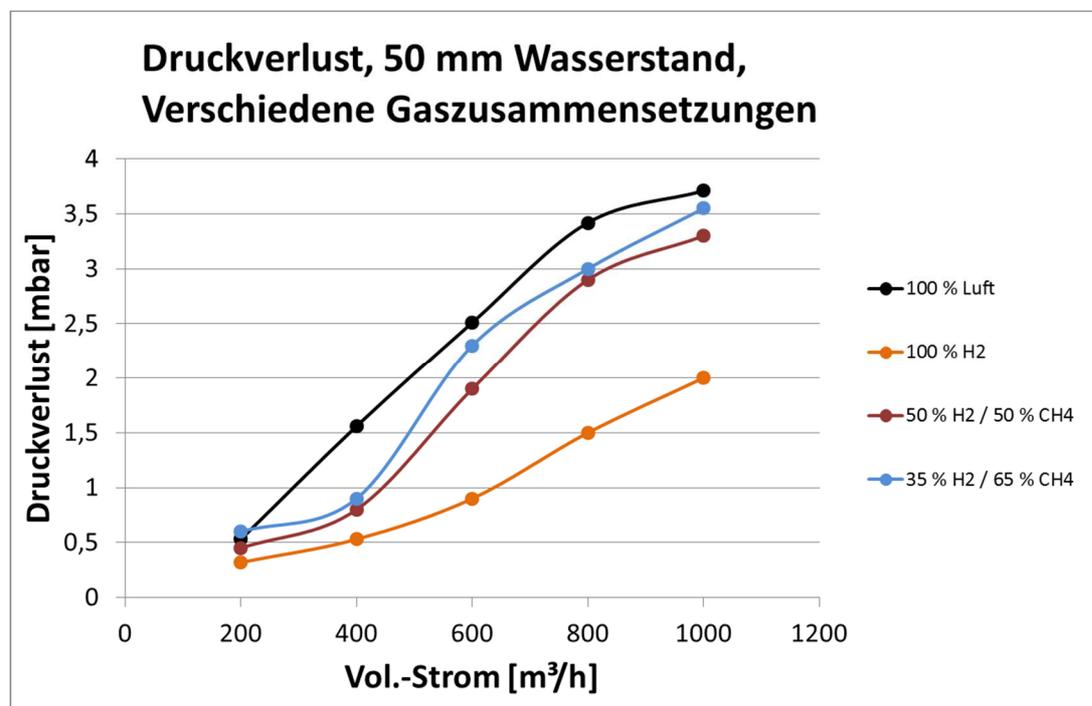
Diagr. 4.35: Regelungsbereich Rechteckschlitz, Var 2, 20 x 58 mm

Da der Druckverlust mit den neuen Schlitten bei der Regelung aber in jedem Fall niedriger liegt als mit dem stufigen Schlitz, muss bei der Auslegung vor allem der Druck innerhalb der Vorlage berücksichtigt werden. Für zu hohe Negativdrücke kann der Ofendruck mit diesem

Schlitz nicht auf einem positiven Wert gehalten werden. Für die Regelung zeigt sich, dass die Zylinderstellung zur Einstellung des Sollwertes über die gesamte Garungszeit zwischen 30 und 115 mm beträgt.

Für die dritte Schlitzform Var 2 kann die Versuchsreihe, dargestellt in Diagramm 4.35, bei den beiden höchsten Wasserständen von 110 und 125 mm nicht durchgeführt werden. Um das Material nicht zu stark zu belasten ist am Plexiglasmodell eine Sicherheitsabschaltung installiert. Diese schaltet die Gebläse ab, sobald der Ofendruck einen Wert von 4 mbar überschreitet. Anhand der rot gestrichelten Kurven ist daher der Verlauf der Druckdifferenz für die höchsten Wasserstände nur näherungsweise dargestellt. Der Ofendruck steigt in diesen Betriebspunkten extrem an und fällt dann für höhere Volumenströme aufgrund der leergeblasenen Tasse wieder ab. Die Zylinderstellung bewegt sich innerhalb des Regelbereichs zwischen 40 und 75 mm. Die Messwerte zeigen, dass durch die letzte Schlitzgeometrie eine Einsparung des Zylinderhubs möglich ist und gleichzeitig der gesamte Regelbereich abgedeckt ist. Zu beachten ist hierbei, dass sich die Gaszusammensetzung mit der Garungszeit verändert und der Druckverlust stark von der Zusammensetzung abhängig ist. Im Folgenden wird daher die Gaszusammensetzung variiert, um anhand der Ergebnisse Rückschlüsse auf die benötigte Schlitzform ziehen zu können.

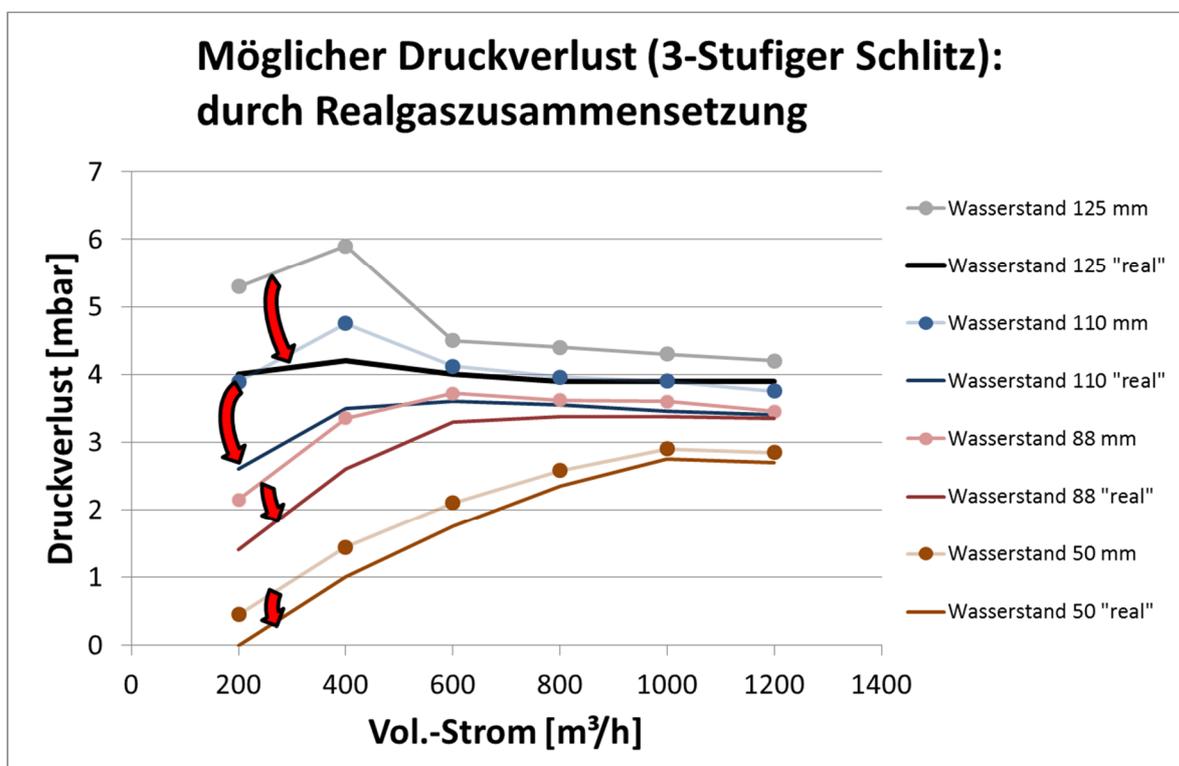
4.5.7 Variation der Gaszusammensetzung



Diagr. 4.36: Druckverluständerung bei variierender Gaszusammensetzung, Wasserstand 50 mm

Um den Einfluss der Gaszusammensetzung auf die Regelung zu untersuchen, werden Simulationen mit drei verschiedenen Wasserstoff - Methan - Gemischen durchgeführt. Da sich das Regelverhalten für jeden Wasserstand qualitativ gleich verhält, wird in diesen Simulationen der Wasserstand wieder auf einen mittleren Betriebspunkt von 50 mm eingestellt und der

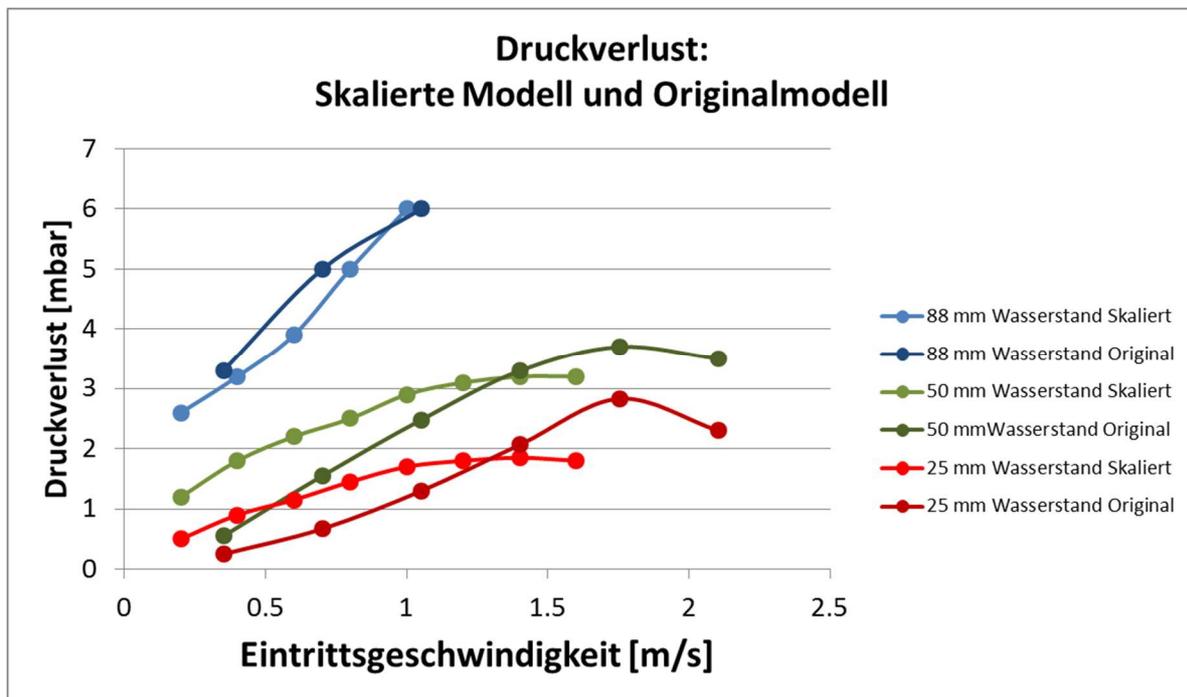
Volumenstrom zwischen 200 und 1000 m³/h variiert. Diagramm 4.36 zeigt die Graphen für den Druckverlust, der durch die verschiedenen Gasgemische und durch reine Luft hervorgerufen wird. Es zeigt sich hier, dass der Druckverlust für die Simulationen mit reiner Luft am höchsten liegt. Mit zunehmendem Wasserstoffanteil verringert sich die Dichte und ebenso die Viskosität des Gasgemisches und der Druckverlust sinkt folglich. Bei der Simulation mit reinem Wasserstoff zeigt sich, wie gravierend der generierte Druckverlust abnimmt. Die Reduktion beträgt hier für alle Betriebspunkte zwischen 40 und 45 % und ist vor allem für die späte Garungszeit relevant, wenn Wasserstoff die Hauptkomponente des Kokereigases darstellt. Bei höheren Methananteilen fällt die Reduktion des Druckverlustes geringer aus, so dass für den Einsatz auf der Kokerei in den ersten Stunden der Garungszeit nur eine leichte Abweichung zu den Simulationsergebnissen mit Luft als Gas berücksichtigt werden muss.



Diagr. 4.37: Mögliche Veränderung des Druckverlustes zwischen Modell / Realität

Will man diesen Einfluss der Gaszusammensetzung berücksichtigen und die Auswirkungen beispielsweise in das Diagramm 4.33 übertragen, könnte sich das folgende Bild für den Regelungsbereich, dargestellt in Diagramm 4.37, ergeben. Der generierte Druckverlust ist darin für vier verschiedene Wasserstände jeweils um den Punkt mit dem höchsten Volumenstrom gedreht, da der Wasserstoffanteil mit der Garungszeit und mit abnehmendem Volumenstrom ansteigt. Auch hierbei deutet sich wieder die Möglichkeit der Regelung des Vorlagendruckes an, da die Kurven in einem weiten Bereich gerade verlaufen. Zur Validierung und genauen Auslegung der Schlitzgeometrie sind die Strömungssimulationen an dieser Stelle nur noch begrenzt einzusetzen. Vor allem zur Einstellung der Grenzwerte müssten praktische Versuche erfolgen, da der Fehler im Bereich hoher Wasserstände, wie oben gezeigt, stark ansteigt. Es muss mindestens eine Validierung der Zylinderstellung im realen Einsatz durchgeführt werden, um diese Art der Druckregelung weiter verfolgen zu können.

4.5.8 Skalierung des Modells



Diagr. 4.38: Druckverlust für das skalierte Modell

Um den Einfluss der Ofengröße zu untersuchen, wird im Folgenden die Größe des Systems variiert. Obwohl Koksöfen in der Größe von 4 m eher das Minimum darstellen, muss aufgrund der Rechenkapazitäten darauf verzichtet werden, das Modell nach oben zu skalieren. Es wird stattdessen um 40 % reduziert. Um die Ergebnisse miteinander zu vergleichen, werden die Zuströmungsgeschwindigkeiten im Kronenrohr im Originalmodell und in der skalierten Version konstant gehalten.

Es handelt sich hierbei nicht um eine Skalierung im herkömmlichen Sinne der Strömungsmechanik, bei der die Ähnlichkeitskennzahlen Verwendung finden. Neben der Konstanz der Reynolds-Zahl der Gasströmung, müsste dabei schließlich die Reynolds-Zahl der Tropfenströmung sowie die Weber-Zahl, die Ohnesorge-Zahl, die Froude-Zahl, die Bond-Zahl und die Stokes-Zahl berücksichtigt werden, was hier nur teilweise und durch Manipulation der Fluide zu realisieren wäre und für die Realität keine Aussage liefern würde. Vielmehr wird die Vorgehensweise aus der Kokereitechnik verwendet, nach der eine maximale Geschwindigkeit des Koksgases im Steigrohr nicht überschritten werden darf. Auf diese Art erfolgt im Anschluss an die Auslegung der Ofengröße, die anhand der gewünschten Koksproduktion bestimmt wird, eine Dimensionierung des Krümmers.

Die verwendeten Modelle und Randbedingungen sind für die Simulationen des Originals und des skalierten Modells identisch. Die resultierenden Druckverluste sind für die drei Wasserstände in Diagramm 4.38 gegenübergestellt.

Für die Wasserstände von 25 und 50 mm liegt der Druckverlust für die untersuchten Betriebspunkte unter einer Geschwindigkeit von 1.2 m/s leicht über den Druckverlusten des

Originalmodells. Für höhere Geschwindigkeiten schneiden die Kurven sich und der Druckverlust liegt leicht darunter. Der für die ersten Betriebspunkte höhere Druckverlust liegt darin begründet, dass die Reibung an der Wand bei einer Verkleinerung des Modells relativ gesehen zunimmt. Anhand der Zuführung im Steigrohr lässt sich das am einfachsten beschreiben. Die Wandreibung nimmt relativ gesehen zu, da sich der Umfang bei kleinerem Durchmesser nur linear verringert, die Fläche aber quadratisch. Mit steigendem Volumenstrom tritt dann auch für das skalierte Modell der Fall ein, wo die Gasgeschwindigkeit im Schlitz so groß wird, dass das Wasser aus der Tasse geblasen wird und sich der Wasserstand verringert, weshalb die Druckverluste für Geschwindigkeiten über 1.2 m/s absinken. Für den Wasserstand von 88 mm liegt der Druckverlust für alle Betriebspunkte außer den höchsten unterhalb des Originalwertes. Das könnte daran liegen, dass der Wasserstand hier in beiden Simulationsmodellen aufgrund der langen Rechenzeiten noch nicht vollständig abgesunken ist, wie in Kapitel 4.5 erläutert. Der Vorteil bei dem skalierten Modell besteht aber in einer enorm reduzierten Zellenanzahl, was die Berechnung extrem beschleunigt. Der Wasserstand in den Betriebspunkten ist daher bereits weiter abgesunken und näher am quasi - stationären Endwert. Auch die für die Wasserstände 25 und 50 mm kleineren Druckverluste des skalierten Modells liegen vermutlich an den länger simulierten physikalischen Zeiten.

Das Modell wird in diesen Simulationen zwar nach unten skaliert, es lässt aber dennoch einen Umkehrschluss zu. Die Ergebnisse deuten darauf hin, dass die Druckverluste für größere Systeme langsam abnehmen. Gleichzeitig verschieben sich die Betriebspunkte, an denen zu viel Wasser aus dem System getragen wird, zu höheren Volumenströmen hin. Es erfolgt dann im Bereich der Regelung ein linearer Anstieg der Kurven und die Druckschwankungen werden geringer. Als wichtige Schlussfolgerung ist festzuhalten, dass der Vorlagendruck unbedingt beachtet werden muss. Um den nötigen positiven Druck im Koksofen aufrechterhalten zu können, darf dieser nicht zu tief angesetzt werden.

4.6 Vorlagenströmung

Wie in Kapitel 2.4.1 beschrieben, wird das System auf einer Kokerei zwischen jedem Ofen und der Vorlage eingebaut, durch welche die Gase zur Reinigung geführt werden. Es soll daher in diesem Kapitel untersucht werden, ob die Strömung innerhalb der Vorlage die Regelung negativ beeinflussen kann. Zusätzlich lassen sich anhand der Ergebnisse Aussagen darüber treffen, in wie weit das Modell des periodischen Teilstücks des Ventils, das in Kapitel 4.5 verwendet wird, Gültigkeit hat.

Verwendet wird dazu das bereits bekannte Krümmermodell mit Kronenrohr und Tasse. Zusätzlich wird dieses Modell um einen Teilabschnitt der Vorlage ergänzt. Abbildung 4.65 zeigt eine Übersicht der Geometrie, außerdem die Eintrittsfläche der Ofengase am Steigrohr und die Eintritts- und Austrittsfläche am Vorlagenabschnitt. Der Durchmesser der Vorlage beträgt, wie im Plexiglasmodell, 1600 mm.

Zur Diskretisierung der Strömungsdomäne wird auch hier der Trimmer verwendet, der für die Zweiphasensimulation mit der Volume-of-Fluid-Methode die genauesten Ergebnisse liefert.

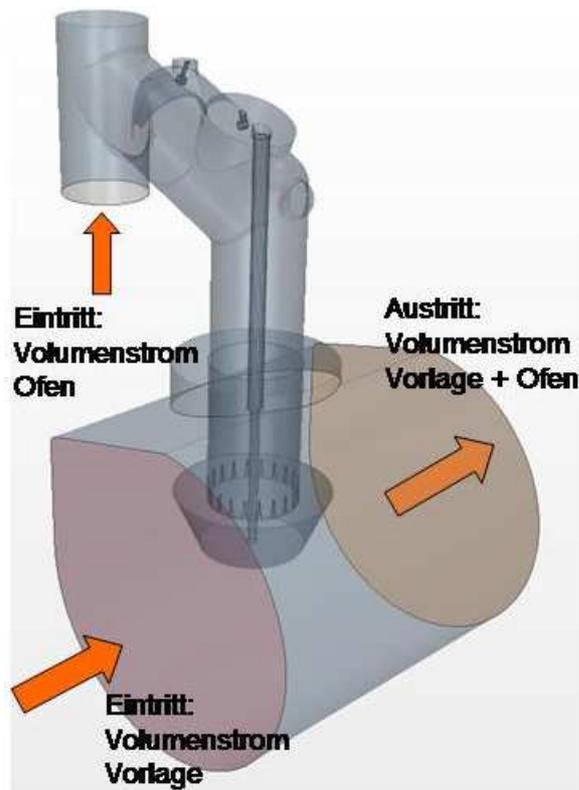


Abb. 4.65: Geometrie der Gesamtsimulation

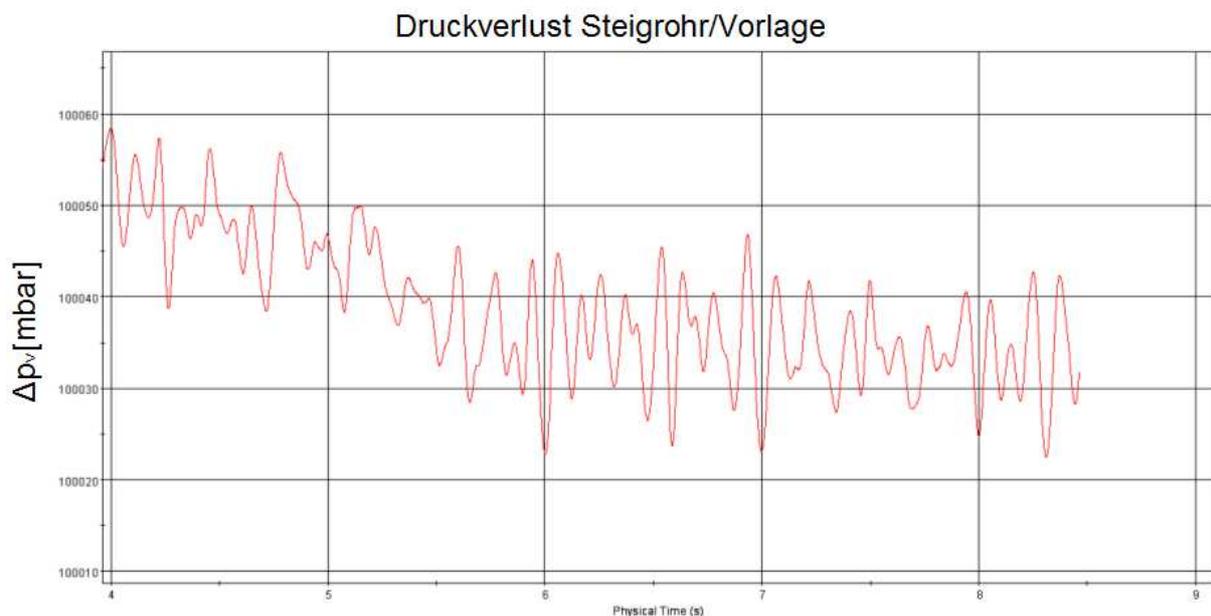
Die Basiszellengröße wird auf 0.015 m festgelegt. Innerhalb des Krümmers wird die Zellengröße mit Hilfe einer Feldfunktion auf 0.025 m begrenzt. Um das gesamte Ventil vernetzen zu können und dennoch eine angemessene Rechenzeit nicht zu überschreiten, muss das Netz im Bereich der Phasengrenze verhältnismäßig grob aufgelöst werden. Da für die hier durchgeführten Simulationen in erster Linie nicht das zeitliche und lokale Verhalten der Phasengrenze von Interesse ist, sondern der Einfluss der Vorlagenströmung untersucht werden soll, wird daher mit einer Zellengröße von 0.0035 m gearbeitet. In der Vorlage beträgt die Basiszellengröße ebenfalls 0.015 m, die Zellgröße variiert aber zwischen Werten von 0.0015 m bis 0.06 m.

Die Position der Tasse wird auf halber Schlitzhöhe angenommen und für alle Simulationen auf dieser Höhe beibehalten,

ebenso ist der Luftvolumenstrom bei einem Wert von 600 m³/h für alle Simulationen unverändert. Auf diese Weise soll lediglich der Einfluss der Vorlagenströmung ausgemacht werden. Um die Rechenzeiten auch hier möglichst gering zu halten, kann an dieser Stelle nicht mit einem Wasserfilm gearbeitet werden, wie in Abschnitt 4.5 dieser Arbeit. Es wird daher ein Quellterm für die Phase Wasser, unmittelbar über der Wasseroberfläche auf der Innenseite des Kronenrohres, eingefügt. Durch weitere Quellterme werden die Turbulenz und der Impuls der Wasserphase konstant gehalten. Am Austritt wird ein statischer Druck von -2 mbar aufgeprägt. Die Düsenströmung wird wieder an den oberen zwei Injektoren als Vollkegeldüsenströmung mit Winkeln von jeweils 90° und 120° aufgegeben. Der Gesamtmassenstrom beträgt 4.3 m³/h und die Geschwindigkeit wird mit 7 m/s, die Tropfengröße normalverteilt mit einem Sauterdurchmesser von 800 µm festgelegt.

Für eine Vergleichssimulation wird der Eintritt in die Vorlage zunächst als Wand definiert. Der Gasstrom tritt lediglich durch das Steigrohr ein, strömt durch den Krümmer und verlässt die Vorlage über die definierte Austrittsfläche. Es zeigt sich, dass der sich einstellende Druckverlust mit 2.35 mbar relativ nah an dem mit Hilfe des periodischen Teilstücks gerechneten Druckverlust mit sehr feiner Gitterauflösung liegt. Die Abweichung beträgt lediglich -6 %. Das Diagramm 4.39 zeigt die Druckschwankung zwischen Ein- und Austritt. Die Kurve sinkt im Bereich unter sechs Sekunden noch sehr stark ab und verläuft danach flacher, wie bereits in Kapitel 4.5.2 erläutert. Trotz der relativ groben Vernetzung bewegt sich der Ofendruck in einem akzeptablen Bereich, wobei auch hier eine Schwankung mit einer

Amplitude von etwa 0.1 mbar und eine Frequenz von 8.5 Hz auftritt. Die Höhe der Schwankungen liegt damit im Bereich der vorherigen Ergebnisse, die Frequenz ist jedoch gegenüber den Ergebnissen mit dem periodischen Teilstück um rund 57 % reduziert. Wahrscheinlich ist, dass der Wasserfilm, der am Kronenrohr herunter läuft, die Frequenz, mit der die Wasserwelle verdrängt wird, beeinflusst. Zusätzlich zum eintretenden Wasserfilm werden ebenso Luftblasen eingeschlossen, die vor und hinter der Kronenrohrwand nach oben steigen und die Wellenbewegung beeinflussen. Zudem ist der Bereich der Phasengrenze nicht so klar aufgelöst wie in den vorherigen Simulationen. Kleine Wellenberge, die zusätzliche Druckschwankungen verursachen, werden durch das grobe Netz geglättet.



Diagr. 4.39: Druckverlauf zwischen Ofen und Vorlage bei 600 m³/h und 50 mm Wasserstand

Abbildung 4.66 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung im Schnitt für das vollständige System. Aufgrund der hohen Geschwindigkeit im Bereich der Schlitze ist die Skala zur besseren Übersicht auf einen Maximalwert von 5 m/s eingestellt. Grundsätzlich zeigt sich innerhalb des Krümmers die gleiche Verteilung wie in den in Kapitel 4.2 durchgeführten Simulationen mit der immensen Ablösung im Bereich der ersten Umlenkung, die durch die Düsenströmung noch verstärkt wird. Im anschließenden senkrechten Teil des Krümmers und des Kronenrohres strömt das Gas senkrecht zur Tasse, wobei das Geschwindigkeitsprofil im Bereich der kleinen Geschwindigkeiten sehr ungleichmäßig verteilt ist. Dieses ungleichförmige Profil wird aber innerhalb der Schlitze nahezu ausgeglichen, der Betrag und die Richtung der Gasgeschwindigkeit sind in allen Schlitzen sehr ähnlich. Abbildung 4.67 zeigt eine Nahaufnahme der Strömung durch die Schlitze. Mit einer Maximalgeschwindigkeit von 20 m/s liegt das Ergebnis der Simulation auch hier nah an dem des Teilstücks. Durch die exzentrische Anordnung der Tasse innerhalb der Vorlage trifft das Gas an dieser Seite 20 cm nach Durchtritt durch den Schlitz mit einer Geschwindigkeit von 7 m/s auf die Innenwand auf und wird dort nach unten abgelenkt. Innerhalb der Vorlage läuft das Wasser über den Tassenrand ab und sammelt sich auf dem Boden. Durch die großen Zellen in der Vorlage von bis zu 6 cm kommt es hier allerdings zur teilweisen Dissipation des Wassers. Insgesamt steigt jedoch die Wasser -

masse innerhalb der Strömungsdomäne durch den Quellterm an. Das herabfallende Wasser am Tassenrand sorgt für eine senkrecht gerichtete Gasströmung in diesem Bereich. Aufgrund des einseitig gelegenen Gasaustritts strömt das Gas anschließend in diese Richtung mit sehr kleiner Geschwindigkeit von unter 0.5 m/s aus dem Gebiet heraus.

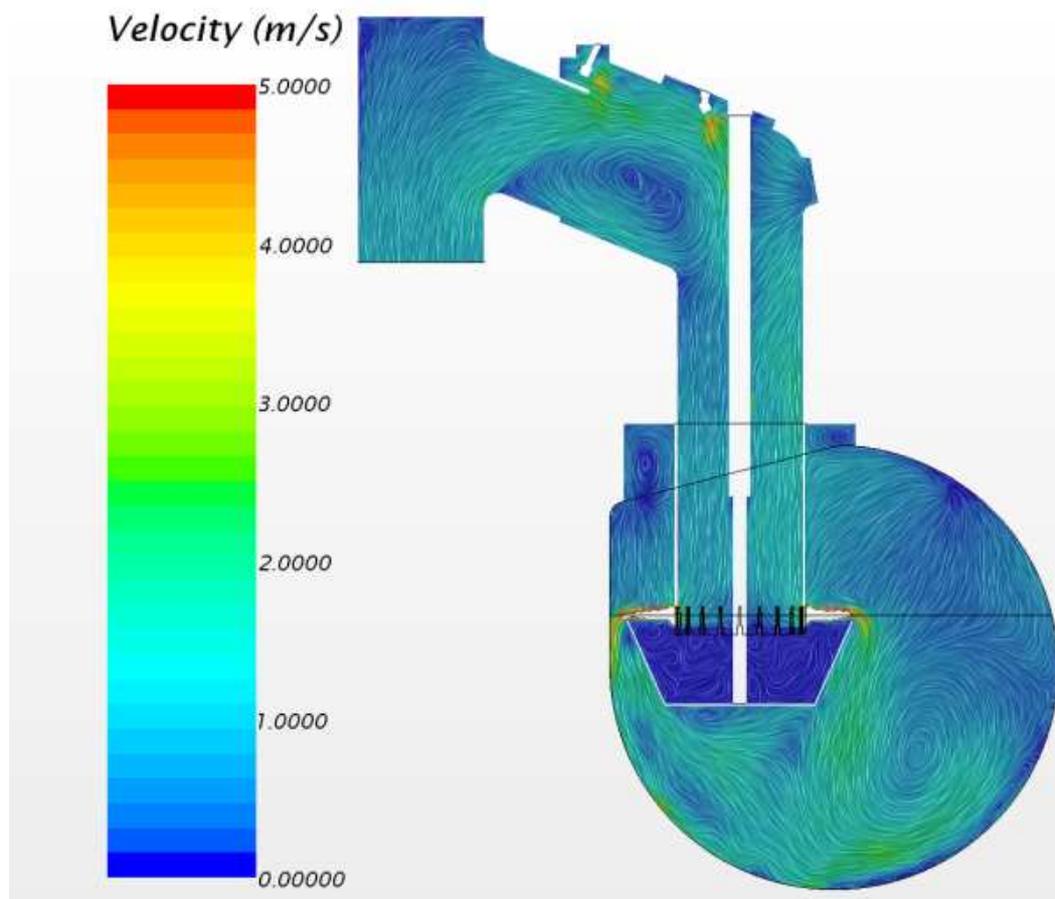


Abb. 4.66: Geschwindigkeitsverteilung im Schnitt bei 600 m³/h

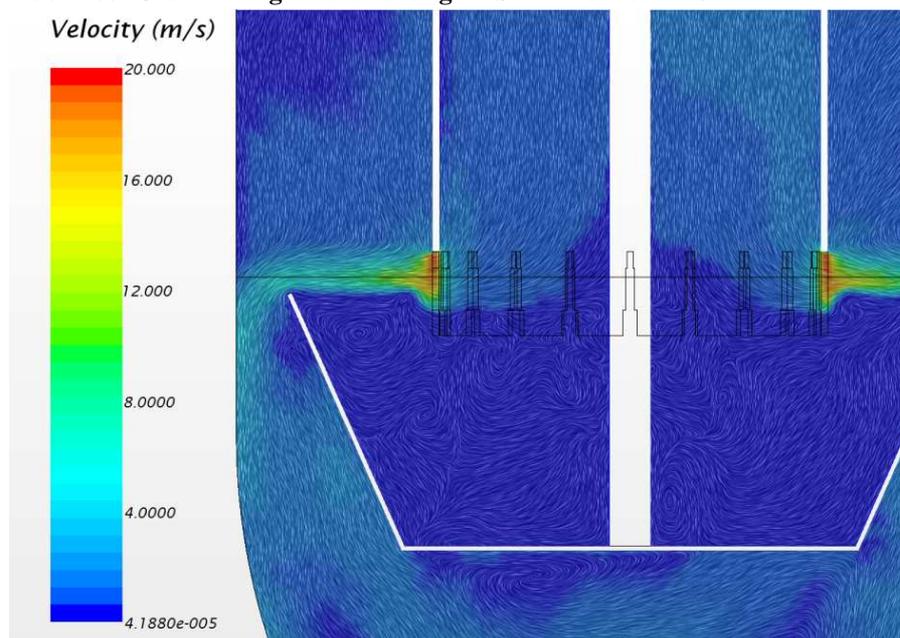


Abb. 4.67: Geschwindigkeitsverteilung an den Schlitzen

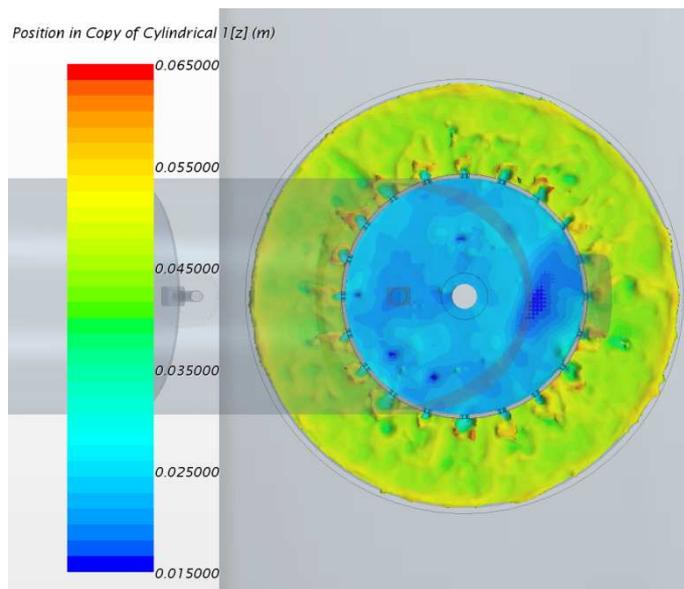


Abb. 4.68: Lage der Wasseroberfläche bei 600 m³/h

Abbildung 4.68 gibt eine erste Übersicht über die Lage der Wasseroberfläche für das vollständige Ventil in der Draufsicht. Für die in Kapitel 4.5 durchgeführten Strömungssimulationen wurden periodische Randbedingungen angenommen und aus dieser Annahme heraus ein 18°- Ausschnitt des Ventils berechnet. Betrachtet man Abbildung 4.68 wird deutlich, dass diese Annahme nur begrenzte Gültigkeit hat. Die Höhe der Wasseroberfläche auf der Innenseite des Kronenrohres liegt bei Werten zwischen 15 und 25 mm, auf der Außenseite des Kronenrohres ist die

Spanne mit Werten zwischen 25 und 65 mm deutlich größer. Um für die Schlitze quantifizierbare Aussagen treffen zu können, wird die Wasseroberfläche im Folgenden an verschiedenen Positionen betrachtet. Abbildung 4.69 zeigt zur Verdeutlichung die Position der Radien, die zur Untersuchung ausgewählt werden, die Drehrichtung von Θ sowie die Höhe z , die von der Schlitzunterkante aus gemessen wird. Zusätzlich ist im Bild ein Teil des Krümmers dargestellt. Das Gas strömt in dieser Draufsicht von links nach rechts und in Richtung der Wasseroberfläche, also in die Tiefe.

Zur Quantifizierung der Periodizität der Strömung entlang des Umfangs werden die Lagen der Wasseroberfläche an den unterschiedlichen Radien entlang des Umfangs aufgezeichnet und in einer zweidimensionalen Ansicht übereinander gelegt, wie in Diagramm 4.40 dargestellt. Es ist anzumerken, dass diese Darstellung eine Momentaufnahme des Ergebnisses zeigt, wie schon in Kapitel 4.5 diskutiert.

Im oberen Bereich sind die drei Radien aufgetragen, die innerhalb des Kronenrohres liegen: 0.14, 0.18 und 0.215 m. Die Position der Schlitze lässt sich anhand dieser Graphen nicht erkennen. Die Wasseroberfläche ist in diesem Bereich leicht uneben, wobei die Höhenunterschiede zwischen 2 mm für den innersten Radius und 7 mm für den äußersten Radius innerhalb der Krone variieren. Die Bewegung der Wasseroberfläche nimmt damit in radiale Richtung zu. Außerdem zeigt sich die schlechte Netzqualität anhand von jeweils einer Erhebung auf allen drei Radien. Die Abweichung in der Höhenlage der Wasseroberfläche ist durch die grobe Diskretisierung begründet, die, wie oben erläutert, eine Auflösung von 0.0035 m hat. Eine Periodizität lässt sich anhand dieser Daten noch nicht erkennen. Die asymmetrische Anströmung der Luft durch die Umlenkung im Krümmer kann aber anhand der Wasseroberfläche auch nicht ausgemacht werden.

Im mittleren Bereich ist für den Radius von 0.225 m die Lage der Wasseroberfläche unmittelbar im Schlitz, im Diagramm gelb dargestellt, gezeigt, weshalb die Kurve für die Wand des

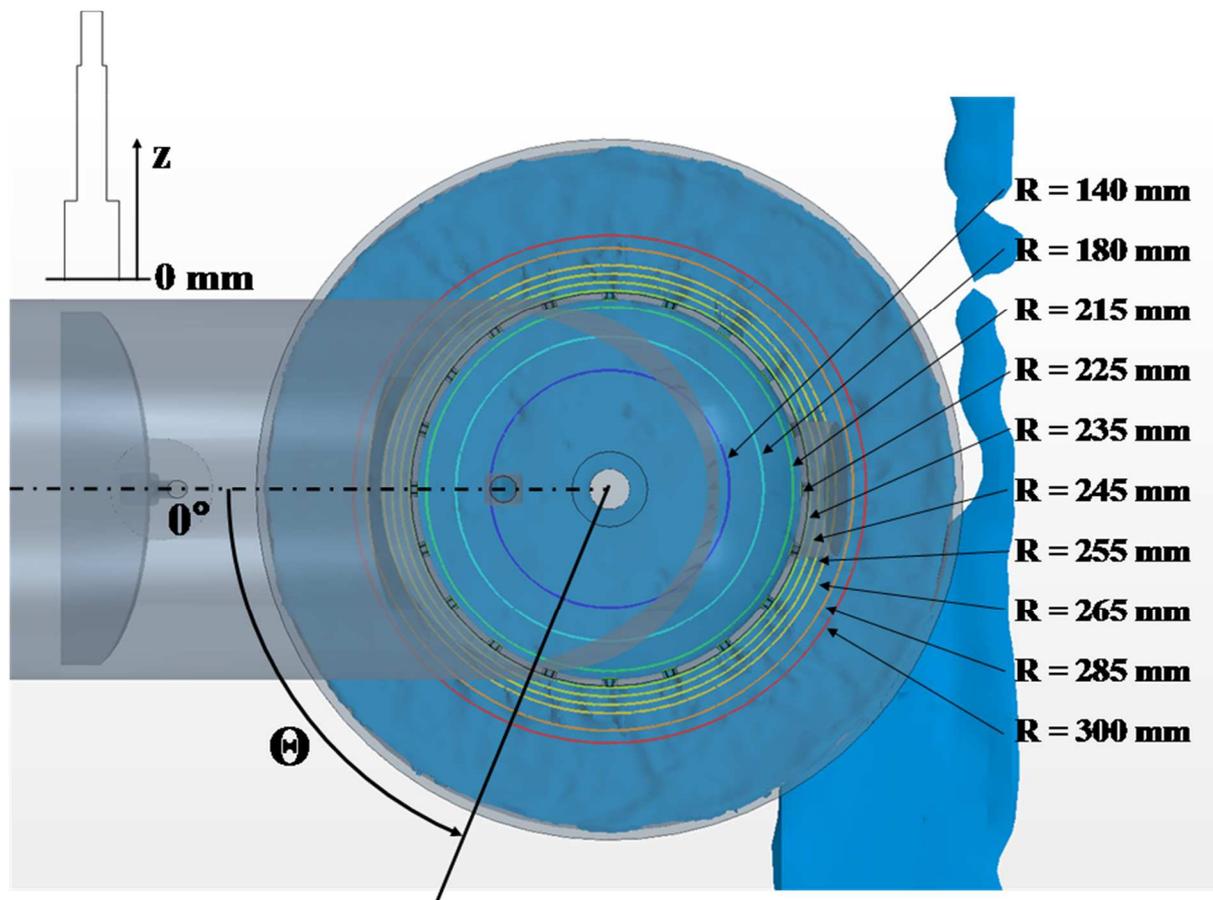
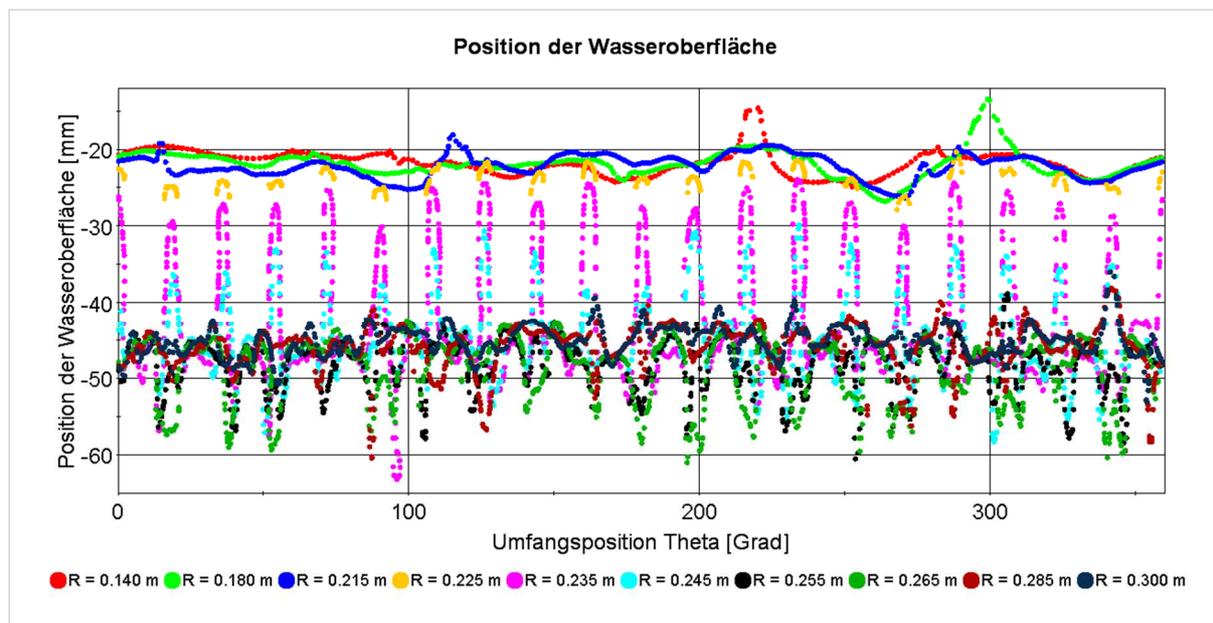


Abb. 4.69: Lage der Isolinien auf der Wasseroberfläche



Diagr. 4.40: Wasseroberfläche auf den Radien

Kronenrohres keine Werte besitzt. In pink dargestellt ist die Kurve für die Wasseroberfläche 10 mm hinter dem Schlitz, in türkis 20 mm hinter dem Schlitz. Diese beiden Kurven liegen damit noch deutlich im Wellental, dass durch die Luftströmung in die Wasseroberfläche gedrückt wird. Anhand der drei Graphen lässt sich eine Periodizität eindeutig feststellen. Im

Schlitz liegt die maximale Höhendifferenz für die Lage der Wasseroberfläche bei 6 mm, die durchschnittliche Differenz zwischen zwei benachbarten Schlitzen liegt aber mit 2 mm deutlich niedriger. Gleiche Werte ergeben sich für die Radien von 0.235 und 0.245 mm. Aufgrund der großen Höhendifferenz der Wasseroberfläche im Bereich der Schlitze, ist deren Lage hier genau ersichtlich.

Für die äußeren Radien von 0.255 bis 0.300 m zeigen sich sehr geringe Unterschiede, die in der Größenordnung von 3 bis 4 mm liegen. Die Lage der Schlitze kann anhand dieser Kurven nur erahnt werden, da die Bewegung der Oberfläche am Tassenrand mit geringen Amplituden zwischen 3 und 8 mm erfolgt. Hier muss, ebenso wie innerhalb des Kronenrohres, die Genauigkeit der Ergebnisse aufgrund der Diskretisierung beachtet werden. Für die Druckregelung hat die Wellenbewegung in diesem Bereich aber keine primäre Wirkung mehr, da die Wellen nicht reflektiert werden, sondern über den Tassenrand laufen.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass die Annahme einer periodischen Strömung nur einen sehr kleinen Fehler verursachen dürfte, der aber unter Anbetracht der Einsparung von Rechenressourcen in Kauf genommen werden muss und im Vergleich zu den aufgrund der Umgebungsbedingungen nicht immer reproduzierbaren Bedingungen am Teststand eher vernachlässigbar ist.

Um eine Vorstellung von der Strömungsverteilung innerhalb der Vorlage zu bekommen sind in den nachfolgenden Abbildungen die Stromlinien für verschiedene Geschwindigkeiten innerhalb der Gassammelleitung von 0.0 bis 2.5 m/s gegenübergestellt. Dargestellt ist hierbei eine Draufsicht auf das Modell, in der das Vorlagengas von unten nach oben strömt. In den Abbildungen 4.70 - 4.75 sind die Stromlinien auf der linken Seite des Systems, in den Abbildungen 4.76 - 4.81 auf der rechten Seite des Systems gezeigt.

Für die geringen Geschwindigkeiten wird deutlich, dass die Ventilströmung nicht beeinflusst wird. Mit Durchtritt des Koksofengases durch die Schlitze mit einer Geschwindigkeit von rund 20 m/s wird die in der Vorlage nahezu stehende Luft über den Schlitzen durch Reibung mitgerissen. Dadurch entsteht rund um das Kronenrohr ein Wirbel, der das Wasser, das an der Tassenkante abreißt zusätzlich nach oben dreht. Durch die grobe Netzauflösung innerhalb der Vorlage dissipiert das Wasser hier in der Simulation, so dass die feinen Tropfen nicht beobachtet werden können.

Steigt die Vorlagengeschwindigkeit an, entsteht um das Kronenrohr durch die einseitige Anströmung ein Hufeisenwirbel. Dieser ist umso stärker ausgeprägt, je höher die Geschwindigkeit ist, wie man im Vergleich der Abbildungen erkennt. Durch den durch die Schlitzströmung verursachten Wirbel rings um das Kronenrohr wird der Hufeisenwirbel noch zusätzlich verstärkt und zieht sich bis zum Strömungsausstritt fort.

Mit Geschwindigkeiten zwischen nahezu 0 und 7 m/s ist die Strömung in der Vorlage für alle Betriebspunkte insgesamt sehr klein. Betrachtet man den Druckverlust zwischen Steigrohr und Vorlagenausstritt fällt auf, dass sich im hier betrachteten Bereich von Vorlagengasgeschwindigkeiten zwischen 0.2 und 2.5 m/s keine Änderung einstellt. Es wird weder die Amplitude der

Druckschwankung noch deren Frequenz beeinträchtigt.

In Anbetracht des ohnehin periodisch schwankenden Druckverlustes, der durch das Druckregelungssystem aufgrund der Wasseroberfläche verursacht wird, lässt sich eine Veränderung des Druckes unter seitlicher Anströmung durch die Vorlagengase nicht ausmachen. Durch die hohen Geschwindigkeiten des Ofengases beim Durchtritt durch die Schlitzfläche, stellt das entgegenkommende Gas nahezu keinen zusätzlichen Widerstand entgegen. Die Gasgeschwindigkeit des Koksofengases beim Durchtritt wird im realen Anwendungsfall immer im Bereich von etwa 18 bis 24 m/s liegen, da der Druck innerhalb der Vorlage üblicherweise bei -2 bis -3 mbar liegt und diese Differenz zum Atmosphärendruck in jedem Fall überwunden werden muss, wie in Kapitel 2.4.1 erläutert. Erst bei Vorlagengeschwindigkeiten, die in der Größenordnung der Gasgeschwindigkeit im Schlitz liegen, würde sich ein Einfluss auf den im Ofen generierten Druck ergeben. Da die auf Kokereien verwendeten Vorlagen aber üblicherweise so ausgelegt sind, dass die Gasgeschwindigkeiten innerhalb des hier betrachteten Intervalls liegen, muss dieser Aspekt bei der Auslegung des Regelventils für eine Anlage nicht berücksichtigt werden.

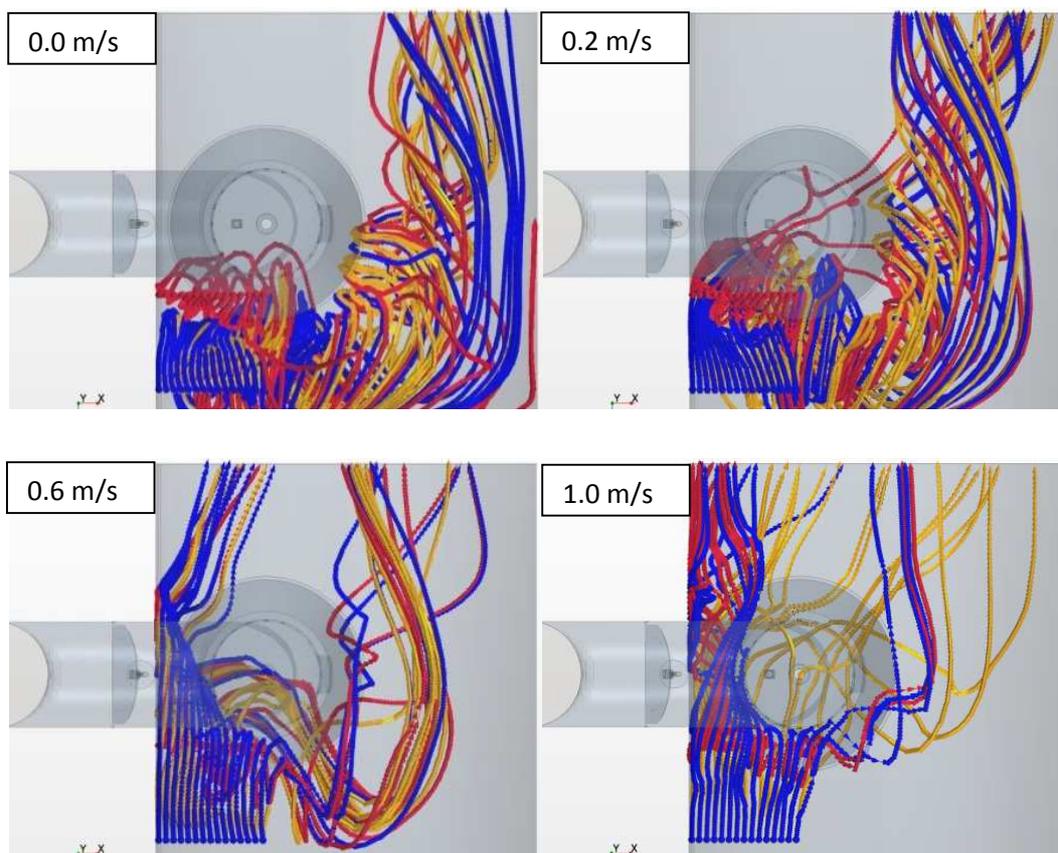


Abb. 4.70 - 4.73: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links

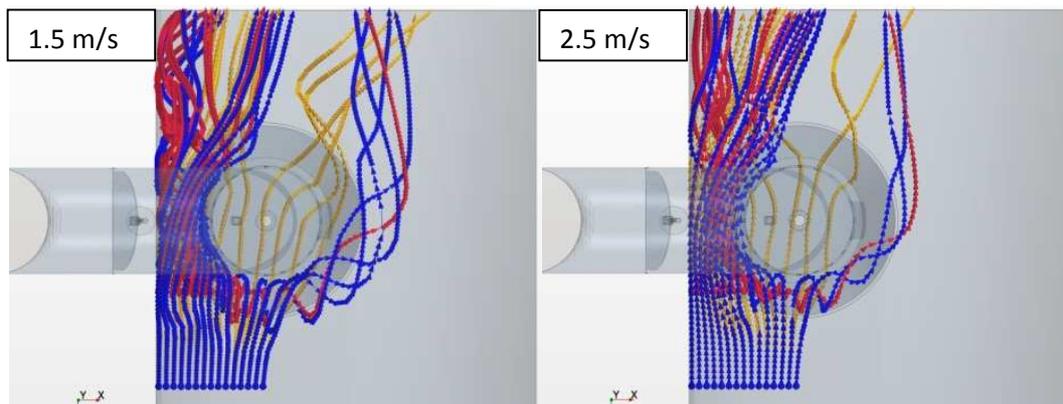


Abb. 4.74 - 4.75: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, links

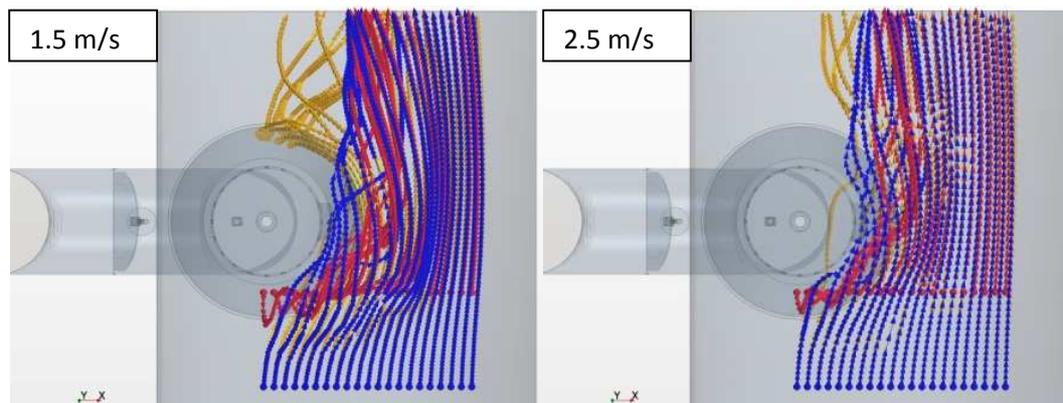
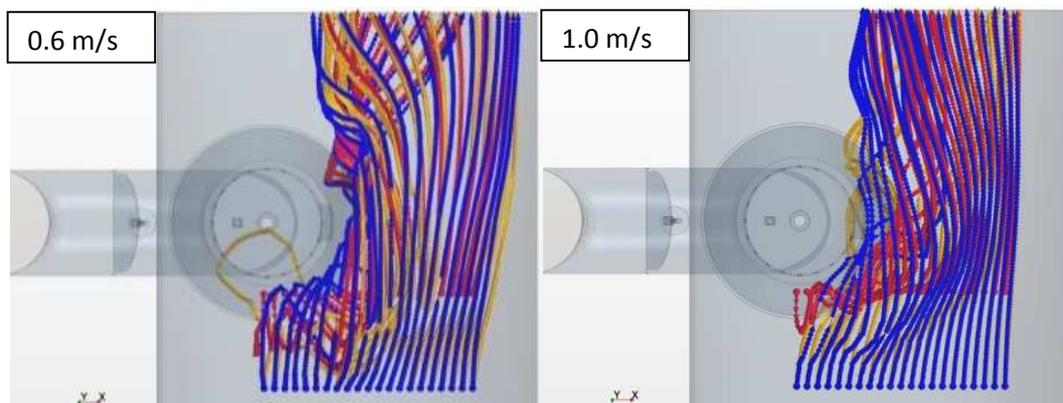
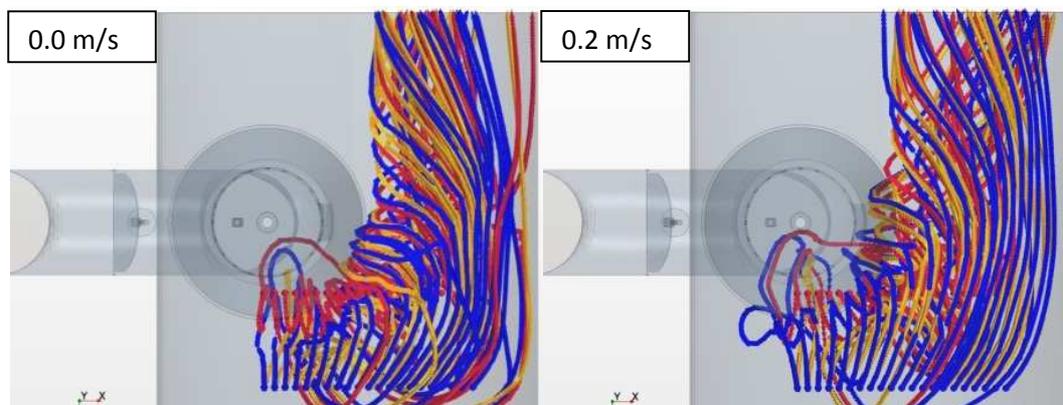


Abb. 4.76 - 4.81: Stromlinien in der Vorlage für verschiedene Geschwindigkeiten, rechts

4.7 Auslegung des Ventils für den ersten Anwendungstest: Kokerei Gikil Lukavac in Bosnien

Nachdem umfangreiche Tests am Plexiglasmodell sowie Strömungssimulationen bezüglich der Druckregelung durchgeführt wurden, wird das System auf der Kokerei Gikil Lukavac in Bosnien erstmalig zwischen **einem** Ofen und der Vorlage eingebaut.

Auf der Kokerei wird bisher keine Druckregelung verwendet und die Vorlage wird entsprechend bei einem Überdruck-Sollwert von 1 mbar gefahren, wobei sich der Druck laut Betreiberangaben maschinenseitig zwischen 0.8 und 1.6 mbar und koksseitig zwischen 0.8 und 1.3 mbar bewegt. Die Batterie, auf der das System eingebaut wird, besteht aus 65 Öfen mit den Maßen 5500 x 400 x 15000 mm. Es existieren zwei Vorlagen, so dass das Koksofengas symmetrisch über zwei Steigrohre abgesaugt wird. Zur Gasabsaugung wird aufgrund des Vorlagenüberdrucks eine NH₃-Wassereindüsung mit einem Druck von 2.8 bar verwendet.

Ziel des ersten Einbaus ist es zunächst, die Beweglichkeit der Komponenten des Regelsystems unter realen Einsatzbedingungen zu überprüfen. Durch den positiven Druck innerhalb der Vorlage einerseits und der zweiten Vorlage andererseits ist eine Regelung des Ofendrucks bei einem Einbau von nur einem Druckregelungssystem vorerst generell nicht möglich. Es muss aber gewährleistet sein, dass der Druck durch den Test-Einbau des Regelungssystems nicht zusätzlich angehoben wird, um eine erhöhte Belastung der Türdichtungen und einhergehende Emissionen zu verhindern.

4.7.1 Auslegung der Geometrie des Druckregelungssystems:

In Anlehnung an die Auslegung des bewährten Vorgängermodells wurde das Verhältnis von Schlitzfläche und Ringspalt unterhalb der Krone zu Steigrohrquerschnitt mit 68 % zur Sicherheit um 10% erhöht. Damit ergibt sich bei einem Ringspalt von 40 mm eine Schlitzhöhe von 100 mm und eine Breite von 20 mm.

Entsprechend dieser Angaben wird für die Simulation ein dreidimensionales Geometriemodell im Maßstab 1:1 erstellt, das in Abbildung 4.82 dargestellt ist. Es besteht aus einem einfachen Steigrohr, einem in der Konstruktionsabteilung neu entworfenem Krümmer, der den Gegebenheiten auf der Kokerei angepasst ist und beide Wasserdüsen enthält, und erstmals einer Erweiterung des Krümmers, in welcher das Kronenrohr und die Tasse außerhalb der Vorlage angeordnet sind (Vgl. Kapitel 2.4.2). Das Modell ist am Übergang zur Vorlage abgeschnitten. Im Kronenrohr befinden sich 15 Schlitze. Der Durchmesser von Steigrohr und Krone beträgt 380 mm.

Die Strömungsdomäne wird mit einem strukturierten Gitter vernetzt, das eine Basiszellengröße von 30 mm hat, wobei der Bereich der die Komponenten des Systems beinhaltet mit 8 mm und der Bereich der Phasengrenzfläche zur besseren Auflösung mit einer Größe von 4 mm diskretisiert ist. Wie in den vorangestellten Kapiteln gezeigt, ist die Auflösung in diesem

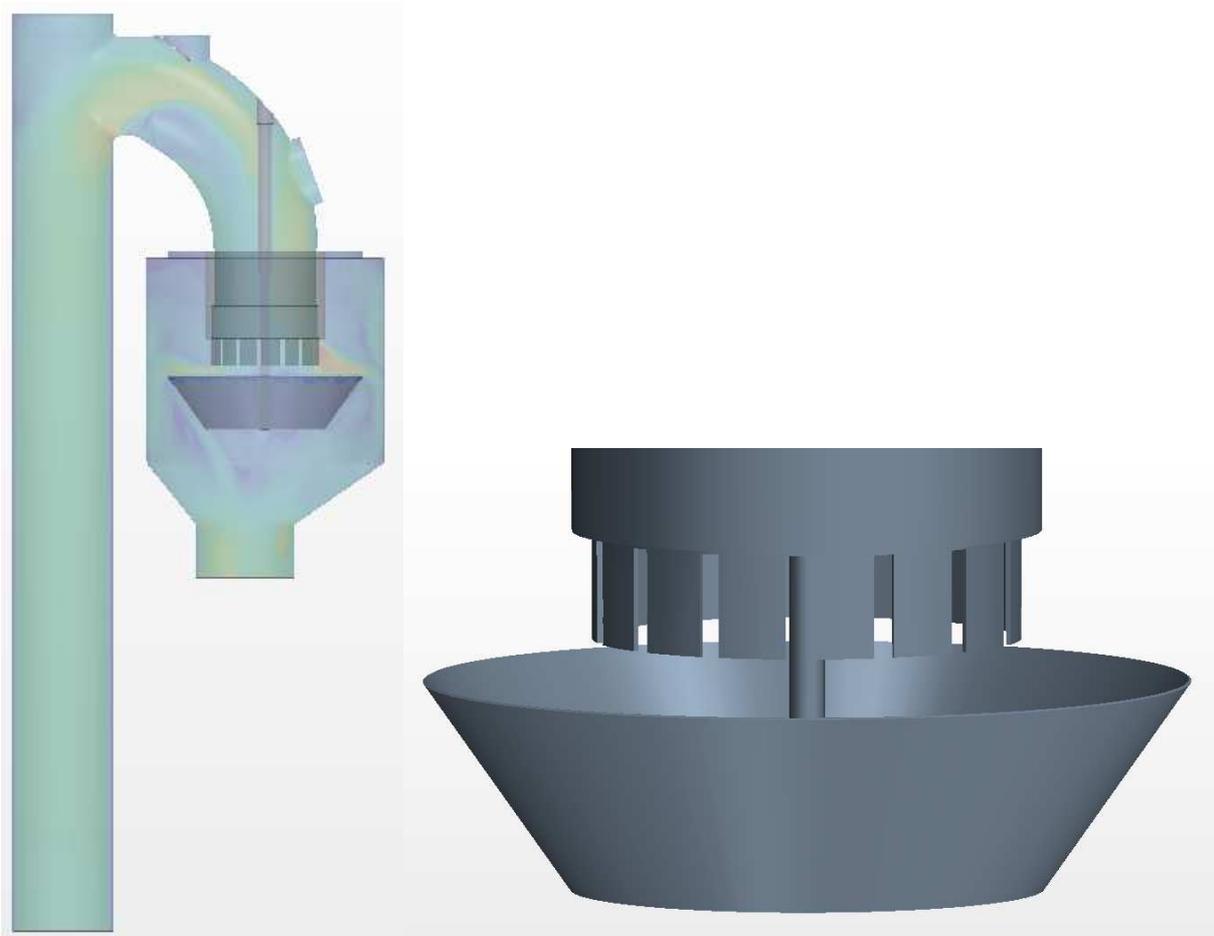


Abb. 4.82: Geometrie-Modell: Anordnung des neuen Systems außerhalb der Vorlage

Bereich aufgrund der bewegten Wasseroberfläche maßgeblich für den Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage.

Zur Überprüfung der geometrischen Auslegung der Komponenten für die Kokerei werden zwei Simulationen durchgeführt.

- **Betriebspunkt 1:** Die Krone ist maximal hochgezogen, wobei sich ein Ringspalt von 40 mm unterhalb des Kronenrohres ergibt. In dieser Position darf sich kein messbarer Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage einstellen.

- **Betriebspunkt 2:** Die Krone ist 70 mm abgesenkt, wobei die Schlitze ohne Gaszufuhr 30 mm mit Wasser bedeckt sind. Der Druckunterschied zwischen Vorlage und Ofen darf sich im Rahmen von 1 bis 2 mbar bewegen. Dadurch soll gewährleistet werden, dass die Krone zur Überprüfung der mechanischen Funktion des Gestänges in gewissen Grenzen bewegt werden kann, ohne erhöhte Emissionen an den Türdichtungen oder Steigrohrdeckeln zu verursachen.

Für die Berechnung wird eine

- instationäre,
- turbulente,
- dreidimensionale,

- Zweiphasenströmung, bestehend aus
 - Wasser
 - Gasgemisch aus 50% H₂O,
30% H₂,
20% CH₄,
- Isotherm bei 80°C (laut Kokereibetreiber)

angenommen.

Der maximale Rohgasvolumenstrom, der durch die Vorlage strömt, wird vom Betreiber mit 35.000 m³_N/h beziffert. Dadurch ergibt sich ein mittlerer Rohgasvolumenstrom von 540 m³_N/h pro Ofen, wobei sich der Strom auf zwei Vorlagen aufteilt und damit 270 m³_N/h durch jeden Krümmer strömen. Gesucht wird zunächst der zugehörige Maximalvolumenstrom des Koksofengases, der in der Simulation vorgegeben werden muss.

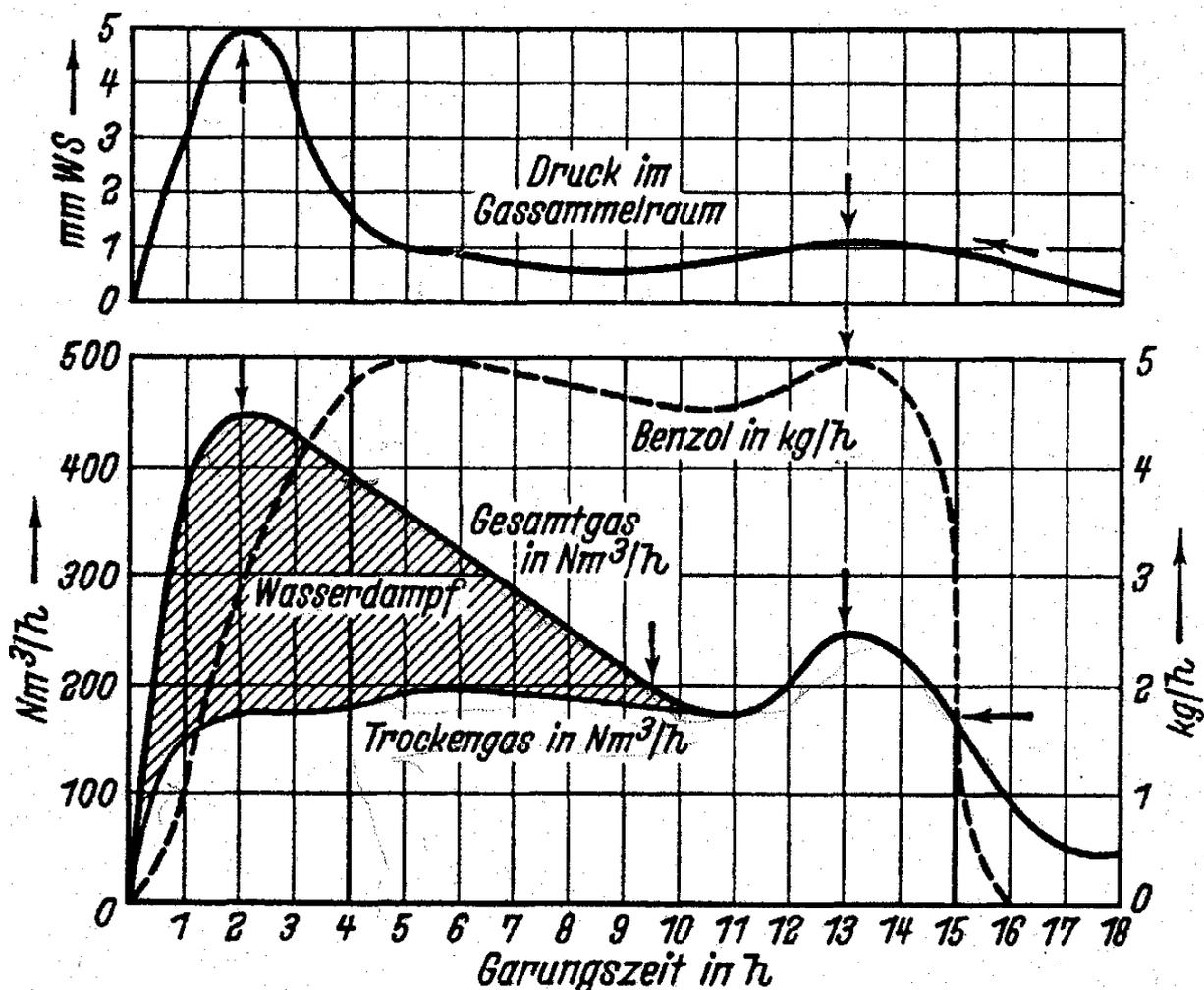


Abb. 4.83: Rohgasentwicklung über die Garungszeit nach [Gr58]

Nach Abbildung 4.83 ergibt sich nach etwa 10 % der Garungszeit der maximale Rohgasvolumenstrom mit einem Verhältnis von

$$\text{Gesamtgas/Trockengas} = 2,6 \quad (\text{Gl. 4.1})$$

Damit ergibt sich ein feuchter Normgasvolumenstrom zu

$$V_{\text{Norm,feucht}} = 270 \text{ m}^3/\text{h}_{\text{Norm}} * 2,6 = \mathbf{702 \text{ m}^3/\text{h}_{\text{Norm,feucht}}} \quad (\text{Gl. 4.2})$$

wobei auf den Wasserdampf ein Anteil von

$$V_{\text{Wasserdampf, Norm}} = 702 - 270 = \mathbf{432 \text{ m}^3/\text{h}_{\text{Norm}}} \quad (\text{Gl. 4.3})$$

entfällt.

Volumen und maximaler Wasserdampfgehalt
von Koksofengas bei 1,013 bar (Forts.)

Temperaturen	Volumen von trockenem Gas = V_0	Teildruck des Wasserdampfes in gesättigtem Gase	Aus 1 m ³ von 0 °C durch Sättigung entstandenes Volumen	Wasserdampf in 1 m ³ gesättigten Gases	Wasserdampf in dem aus 1 m ³ von 0 °C durch Sättigung entstandenen Vol.	Gesamtenthalpie von gesättigtem Gas, entstanden aus 1 m ³ von 0 °C
1	2	3	4	5	6	7
°C	m ³	mbar	m ³	g	g	kJ/m ³
66	1,242	261,39	1,674	168,1	281,8	841,0
67	1,245	273,21	1,705	175,1	298,6	883,1
68	1,249	285,53	1,740	182,5	317,6	934,8
69	1,253	298,23	1,776	190,1	337,6	989,5
70	1,256	311,52	1,814	198,1	359,0	1 048,4
71	1,260	325,12	1,856	206,2	382,7	1 112,3
72	1,264	339,38	1,901	214,7	408,2	1 181,2
73	1,267	354,17	1,948	223,3	435,0	1 254,3
74	1,271	369,51	2,001	232,5	465,1	1 335,8
75	1,275	385,37	2,058	241,8	498,0	1 425,2
76	1,278	401,77	2,118	251,4	532,7	1 518,8
77	1,282	418,70	2,186	261,4	571,3	1 622,9
78	1,286	436,42	2,259	271,8	614,0	1 738,7
79	1,290	454,55	2,340	282,4	661,0	1 865,0
80	1,293	473,35	2,429	293,3	712,5	2 003,8
81	1,297	492,81	2,527	304,6	769,9	2 158,5
82	1,300	513,07	2,634	316,2	832,8	2 327,9
83	1,304	534,00	2,758	328,4	905,6	2 523,3
84	1,308	555,60	2,898	340,8	987,2	2 742,5
85	1,311	577,99	3,053	353,4	1 079	2 988,5

Tabelle 4.7: Auszug aus [Gr58]

Mit der Tabelle 4.7 lässt sich für Koksofengas bei 80°C ein Faktor von 2.429 für „aus 1 m³ Koksofengas von 0 °C durch Sättigung entstandenes Volumen“ ermitteln.

Damit ergibt sich ein maximaler feuchter Betriebsvolumenstrom von

$$V_{\text{Betrieb, feucht}} = 270 \text{ m}^3/\text{h}_{\text{Norm}} * 2.429 = \mathbf{656 \text{ m}^3/\text{h}_{\text{Betrieb, feucht}}} \approx 700 \text{ m}^3/\text{h}_{\text{Betrieb, feucht}} \quad (\text{Gl. 4.4})$$

Wie man anhand der Tabelle erkennen kann, steigt das tatsächliche Betriebsvolumen mit der Temperatur extrem an. So erhöht sich der Faktor 2.49 auf 3.05 bei einem Temperatursprung von 80 auf 85 °C. Um die Unsicherheit bei der Temperaturangabe zu berücksichtigen wird daher der Volumenstrom um 50 % erhöht. Damit ergibt sich als Randbedingung am Strömungseintritt, wobei dieser hier an den Steigrohrfuß gelegt ist, ein Gaseintritt mit einer Strömungsgeschwindigkeit von 3.43 m/s, was einem Volumenstrom von 1400 m³/h im Betrieb entspricht.

4.7.2 Simulation der Betriebspunkte

Der Strömungsaustritt wird an den Übergang zur Vorlage gelegt, wobei ein Druck von -2 mbar vorgegeben wird. Der Druck in der Simulation ist negativ gewählt, da es im betrachteten Bereich auf den insgesamt verursachten Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage ankommt. Der Ofendruck, der sich bei positivem Vorlagendruck einstellen würde, lässt sich leicht durch Parallelverschiebung bestimmen, wie ausgiebige Versuche am Testmodell gezeigt haben.

Abbildung 4.84 zeigt die Position der Düsen zur Gaskühlung. Der Wasservolumenstrom wird vom Betreiber mit 2880 m³/h angegeben. Aufgrund fehlender Daten muss für die Tropfenverteilung eine Annahme getroffen werden. Sie erfolgt daher hier normalverteilt mit einem Sauterdurchmesser von 0.1 mm. Die Öffnungswinkel der beiden Vollkegeldüsen betragen jeweils 90° und liegen an ähnlichen Stellen wie im Krümmer des Plexiglasmodells, so dass die Wandinnenflächen auch hier vollständig benetzt werden.

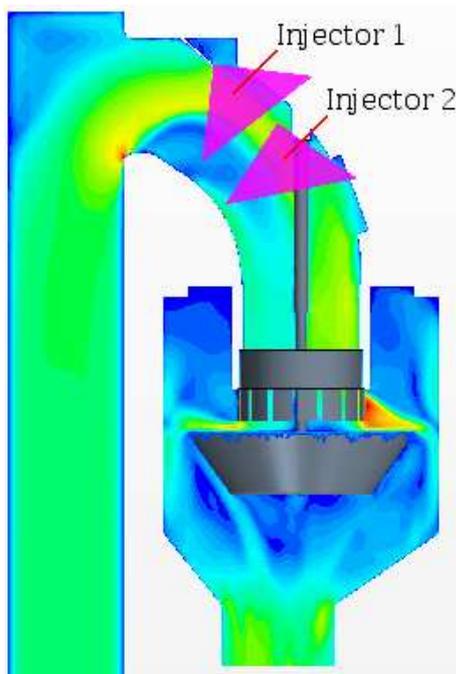


Abb. 4.84: Düsensposition 1, 2

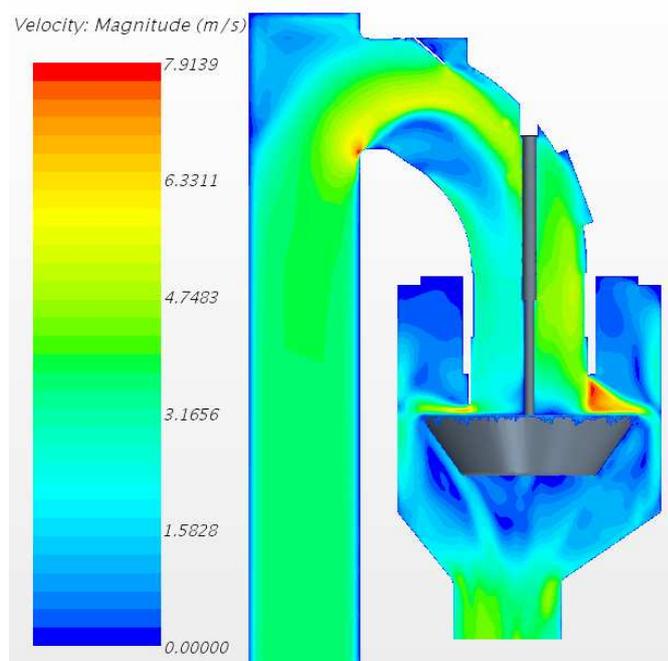


Abb. 4.85: Geschwindigkeitsverteilung, BP 1

Die Simulationen zeigen, dass sich für Betriebspunkt 1, bei dem die Zylinderstellung 0 mm beträgt und ein 40 mm hoher Ringspalt unter der Krone entsteht, mit den oben genannten

Einstellungen nahezu kein Druckverlust zwischen Steigrohr und Vorlage ergibt. Wie in Abbildung 4.85 dargestellt, steigt die Gasgeschwindigkeit auf maximal 8 m/s im Bereich des nach der Umlenkung im Krümmer außenliegenden Schlitzes an. Auf der Wasseroberfläche sind lediglich leichte Wellen zu erkennen, es stellt sich aber aufgrund des gleich bleibenden Druckes kein Höhenunterschied am Wasserspiegel ein. In der gesamten Erweiterung des Krümmers sind die Gasgeschwindigkeiten mit Werten von 3 m/s relativ gering. Das Gas wird größtenteils an der Wand nach unten zur Vorlage geführt.

Für den zweiten Betriebspunkt wird eine Zylinderstellung von 70 mm gewählt. Dabei sind die Schlitz im Ruhezustand 30 mm in das Kühlwasser eingetaucht. Das Ergebnis der Strömungssimulation liefert einen Druckverlust zwischen Steigrohr und Vorlage von rund 1.4 mbar für diesen Betriebspunkt (siehe Abbildung 4.86). Testversuche am Plexiglasmodell zeigten bei ähnlichen Verhältnissen (Normvolumenstrom Luft: 1250 m³/h und Eintauchtiefe der Schlitz: 30 mm) einen vergleichbaren Druckverlust von 2.1 mbar an, so dass von einer guten Übereinstimmung gesprochen werden kann.

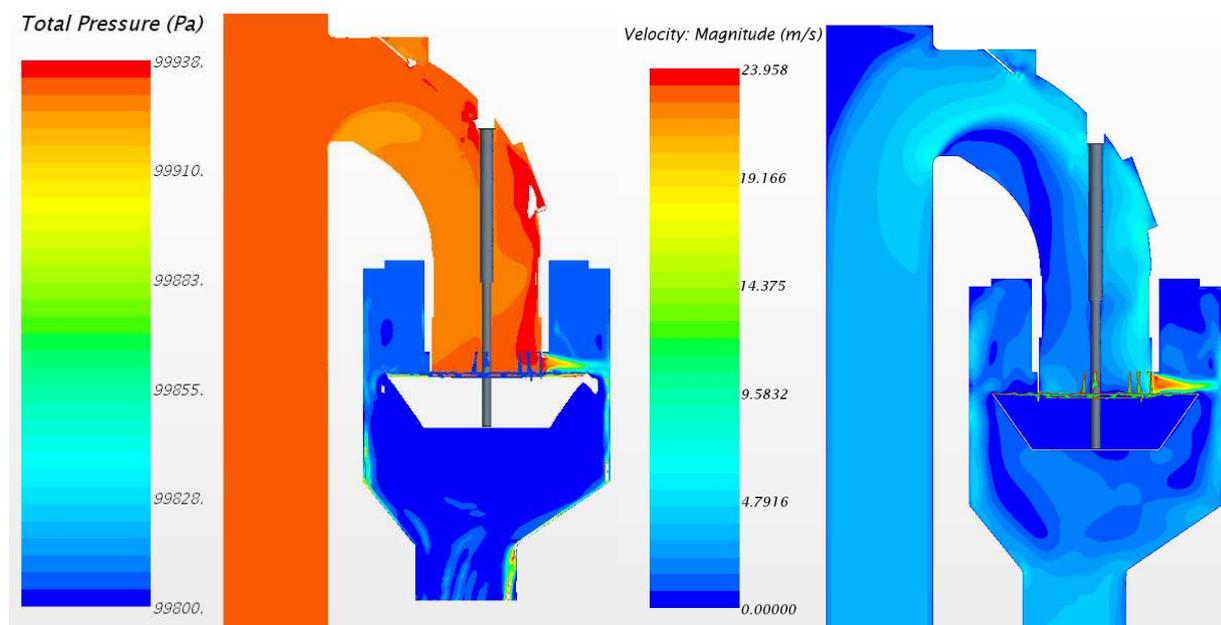


Abb. 4.86: Druckverteilung, Krone 70 mm abgesenkt **Abb. 4.87: Geschwindigkeitsverteilung, BP 2**

Wie in Abbildung 4.87 dargestellt, steigt die Gasgeschwindigkeit hier im Bereich der Schlitz deutlich stärker an und erreicht Werte von maximal 23 m/s. Entsprechend zeigt sich an der Wasseroberfläche eine stärkere Wellenbewegung und der Wasserspiegel liegt unterhalb des Kronenrohres etwa 14 mm tiefer als am Tassenrand, wie in Abbildung 4.88 gezeigt. Das Gas wird an der Außenwand der Krümmererweiterung sowohl nach oben als auch in Richtung Vorlage umgelenkt. Insgesamt zeigt sich über den Umfang ein sehr ungleichförmiges Geschwindigkeitsprofil, auch der Druck ist über den Umfang ungleich verteilt, wobei sich die Variation aber in einem Bereich von 0.2 mbar bewegt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Türdichtungen bei einer Zylinderstellung von 0 mm unter Vernachlässigung des geodätischen Höhenunterschiedes nicht zusätzlich belastet werden. Minimale Druckunterschiede durch Druckschwankungen werden über die zweite

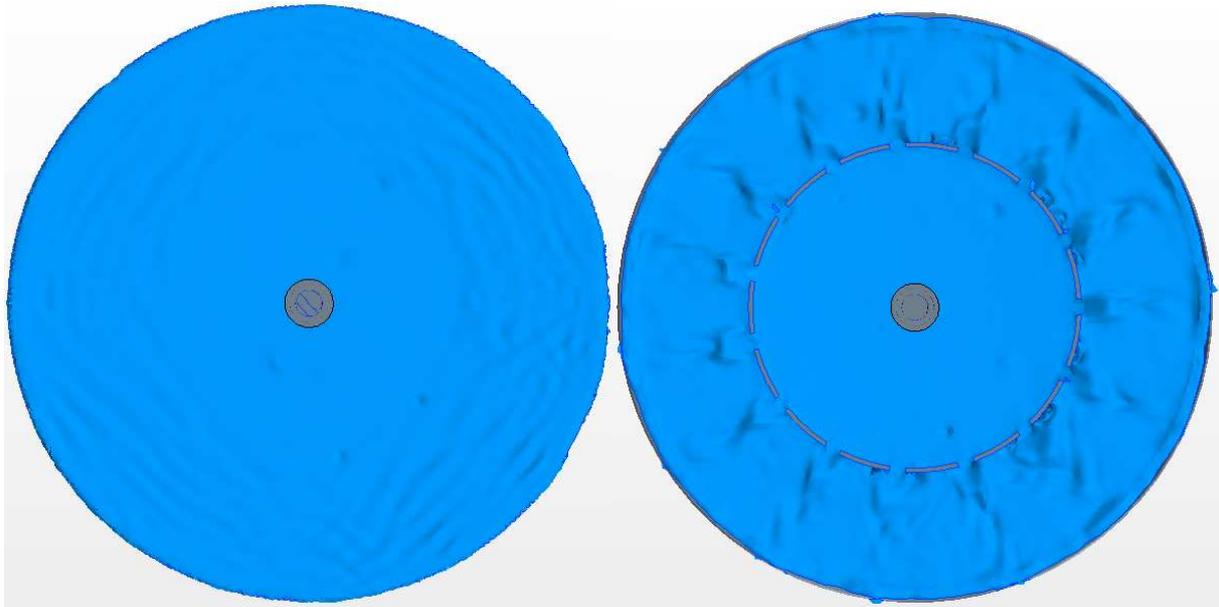


Abb. 4.88: Wasseroberfläche, Zylinderstellung 0 mm links, 70 mm rechts

Vorlage ausgeglichen, so dass sich der Druck im Ofen nicht erhöhen kann. Es besteht zudem die Möglichkeit die Zylinderstellung auch bei hohen Volumenströmen in Grenzen von 0 bis etwa 70 mm zu variieren, ohne dass ein immenser Druckanstieg erfolgt. Die freie Schlitzfläche sowie der Ringspalt unterhalb der Krone sind damit ausreichend dimensioniert.

Anmerkung: Zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit war der Einbau des Systems auf der Kokerei in Bosnien noch nicht abgeschlossen. Die Planung des Testeinbaus schließt bisher die Messung von verschiedenen Größen zur Validierung der Strömungssimulationen ein. Dazu gehören die Messungen der Drücke in den beiden Vorlagen sowie dem Krümmerknie, wobei die Drücke als Mittelwerte erfasst werden. Außerdem werden Aufzeichnungen über die Positionsangabe des Zylinders festgehalten und Messungen des Temperaturverlaufs vor der Kühlung des Gases durch die Düsenströmung im Krümmer und Temperaturmessungen des Gases innerhalb des Kronenrohres durchgeführt. Wie aus der Tabelle 4.7 hervorgeht, ist die tatsächliche Gastemperatur entscheidend zu Bestimmung des Gasvolumenstroms und damit des Druckverlustes. Anhand der aufgenommenen Messwerte können dann die Strömungssimulationen in diesem und in Kapitel 4.5.7 validiert werden.

5 Wassertauchungen im Druckregelungssystem

5.1 Übersicht der Wasserkreisläufe im Druckregelungssystem

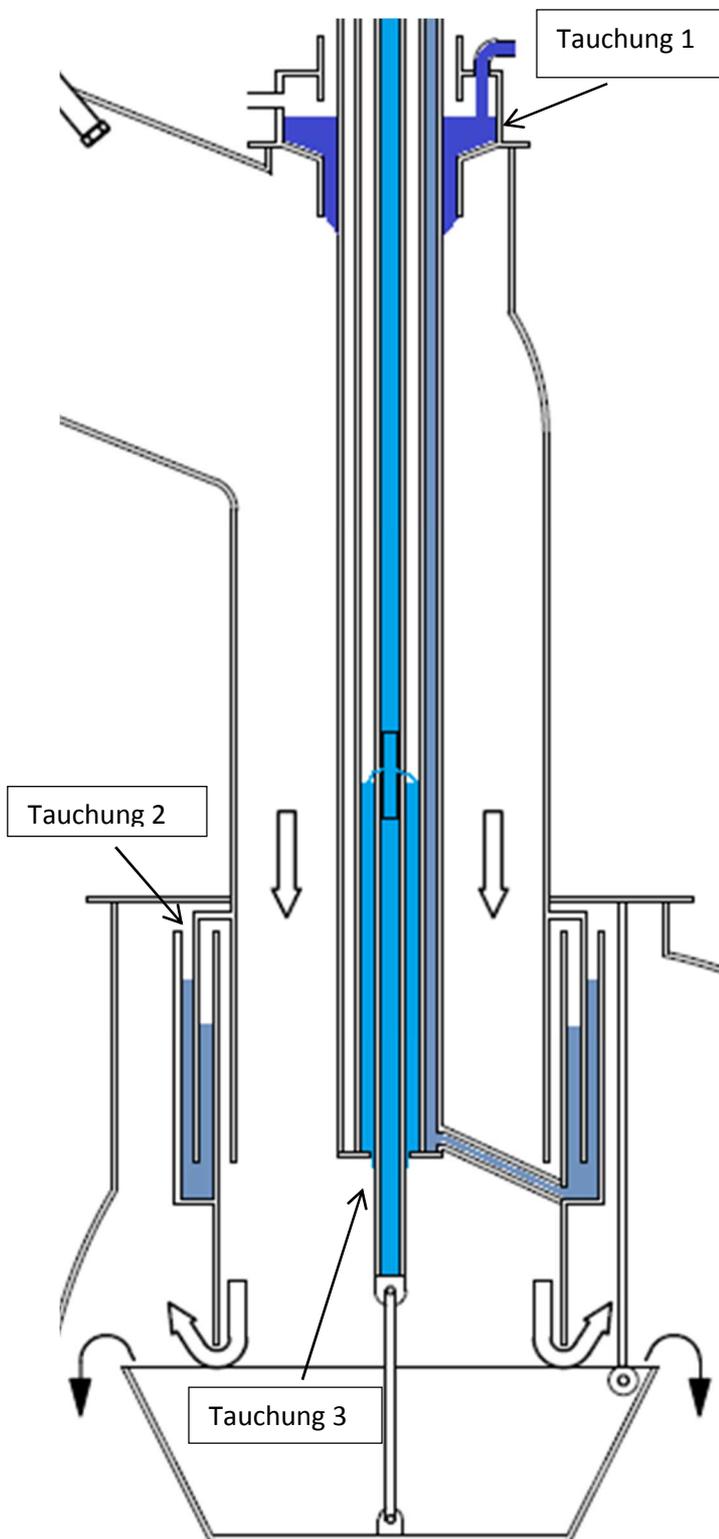


Abb. 5.1: Übersicht über die Tauchungen [Pa14]

In nahezu allen Fällen steht auf Kokereien nur eine begrenzte Menge Waschwasser zur Verfügung. Daher ist es unerlässlich die vorhandenen Wassertauchungen hinsichtlich der benötigten Wassermenge zu optimieren, um bei minimalem Verbrauch eine sichere Funktionsweise zu gewährleisten. Das Druckregelungssystem besitzt an drei Stellen Wassertauchungen, die zur Abdichtung zwischen unterschiedlichen Drücken eingesetzt werden. Diese sind in Abbildung 5.1 dargestellt und sollen im Folgenden näher betrachtet werden.

- **Tauchung 1** dichtet das äußere Gestänge, mit dem die Position des Kronenrohres variiert werden kann, am Durchtritt durch den Krümmer gegen den Umgebungsdruck ab. Die Druckdifferenz liegt, je nach Einstellung des Ofendruckes, zwischen 0 und 3 mbar. So wird zum einen sichergestellt, dass bei einer höheren Druckdifferenz kein Gas in die Atmosphäre entweichen kann und zum anderen keine Umgebungsluft in das System gelangt wenn die Druckdifferenz absinkt.
- **Tauchung 2** dichtet das bewegliche Kronenrohr gegenüber der fixen Krümmervorlängung ab. Der Druckunterschied beträgt hier, ebenfalls abhängig vom Sollwert des Ofen- und Vorlagendruckes, zwischen 3 und 6 mbar. Diese Dichtung dient zur Aufrechterhaltung der Druckdifferenz zwischen Ofen und Vorlage.
- **Tauchung 3** dichtet das innere Gestänge, mit dem die Tasse gekippt werden kann, gegen das äußere

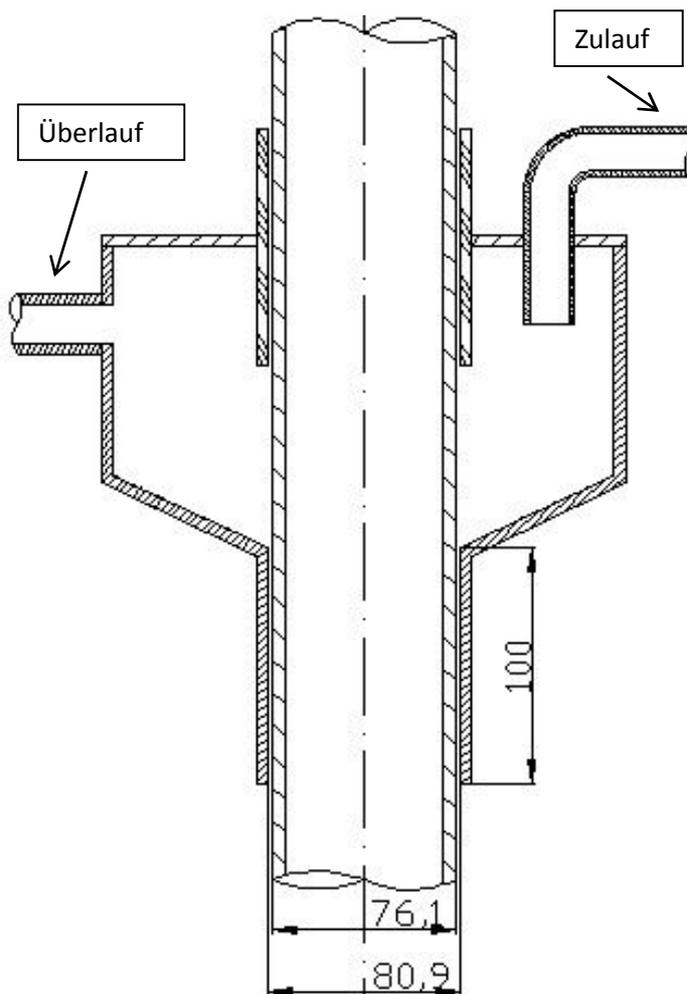


Abb. 5.2: Hauptabmessungen Tauchung 1

Gestänge ab. Der Durchtritt von Gas oder Luft muss an dieser Stelle in beide Richtungen vermieden werden.

5.2. Tauchung 1

Die wichtigsten Maße von der ursprünglich konstruierten Tauchung 1, im Folgenden auch Stopfenstangentauchung genannt, sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Der Innendurchmesser der Führung ist mit 80.9 mm relativ groß. Der Außendurchmesser des durchgeführten Gestänges beträgt 76.1 mm, womit sich ein Ringspalt von 2.4 mm und damit eine Fläche von rund 554 mm² ergeben. Hinzu kommt, dass der Wasserstand in der Tauchung erst oberhalb einer Führung von 100 mm sichtbar wird. Erste praktische Versuche haben gezeigt, dass das Spaltmaß und folglich der Wasserverbrauch deutlich zu groß sind. Daher wird in einem ersten Schritt ein Einsatz aus

Kunststoff gefertigt, der in zwei Teilen in den Topf eingesetzt wird, wie in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Randflächen des Einsatzes werden mit Spachtelmasse abgedichtet. Mit dem neuen Führungsdurchmesser von 77.7 mm wird die Strömungsquerschnittsfläche für das Wasser bereits auf 35 % des ursprünglichen Wertes reduziert. Außerdem beträgt die Höhe des Einsatzes lediglich 10 mm, so dass eine Dichtwirkung deutlich einfacher ausgemacht werden kann als bei der Durchführung von 100 mm. Diese modifizierte Original-Geometrie bildet die Grundlage für die ersten Strömungssimulationen.

Aufgrund der einseitigen Zuführung des Wassers in die betrachtete Region und des daraus resultierenden Einflusses auf den Durchfluss der Wassermasse durch den Spalt, ist es nötig, die folgende Untersuchung für den dreidimensionalen Fall durchzuführen. Das Rechengitter besteht aus einer Anzahl von rund 2.1 Millionen strukturierten Zellen, wobei eine lokale Verfeinerung im Bereich der Phasengrenze und des 10 mm hohen Ringspaltes durchgeführt wird. Der Zulauf des Wassers erfolgt über ein Rohr mit einem Durchmesser von 16 mm durch den Deckel des Topfes. Am Eintritt werden drei unterschiedliche Volumenströme eingestellt: 4 l/min, 6.5 l/min und 16.65 l/min, am Austritt wird jeweils ein statischer Druck von 0 mbar angenommen. Dieser Wert entspricht dem kleinsten zulässigen Ofendruck, der ebenso im

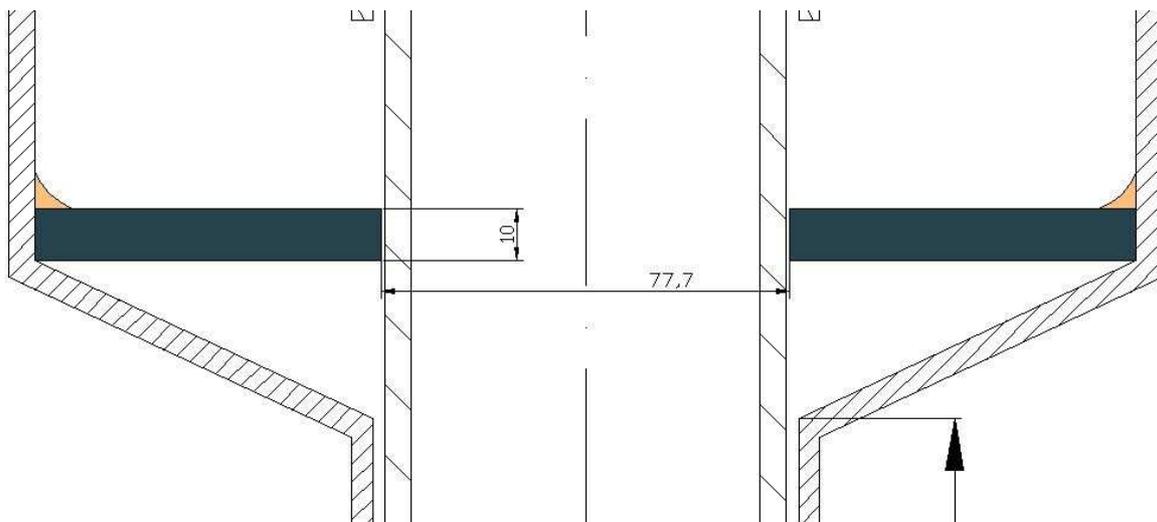


Abb. 5.3: Eingesetzter Kunststoffring (grau) und Spachtelmasse (orange)

Krümmer herrscht, und prägt der betrachteten Tauchung den geringsten Gegendruck auf, so dass die maximal benötigte Wassermenge ermittelt werden kann.

Am Rand befindet sich der Überlauf, durch den der Atmosphärendruck über der Wasseroberfläche auch bei steigendem oder sinkendem Wasserstand gehalten wird. Zur Validierung der Simulationen wird jeweils eine zugehörige Messung durchgeführt. Um den Wasserstand, der sich innerhalb des Topfes aufbaut, unmittelbar mit einem Messstab ablesen zu können, wird der Deckel der Tauchung entfernt und der Zulauf des Wassers in den Topf manuell über einen Schlauch realisiert. Der Massenstrom wird mittels eines Gardena-Durchflussmessgeräts eingestellt. Laut Herstellerangabe gibt die Wasseruhr von Gardena den Durchfluss mit einer Messtoleranz von $\pm 5\%$, mindestens jedoch 0.5 l/min an [Ga13]. Die Einstellung des Volumenstroms erfolgt kontinuierlich über einen Absperrhahn, die digitale Anzeige bewegt sich allerdings sprunghaft zwischen bestimmten Werten. Der Vergleich mit einer Wasseruhr zeigt eine Abweichung von $+7\%$ im Bereich von Volumenströmen kleiner als 6 l/min und $+10\%$ im Bereich darüber.

Die Abbildungen 5.4 sowie 5.6 und 5.7 zeigen jeweils eine Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse auf der linken Seite, dargestellt durch die Lage der Phasengrenze, und zugehöriger Messung auf der rechten Seite. Zur deutlicheren Darstellung wird das verwendete Wasser im Versuch mittels des Azofarbstoffes Methylorange eingefärbt.

Für einen Volumenstrom von 4 l/min zeigen weder Versuch noch Simulation eine geschlossene Wasseroberfläche entlang des durchgeführten Rohres. Im Versuch erkennt man, dass durch die manuelle Wasserzufuhr über den Gardenschlauch das Wasser mit einem ungleichmäßigen Geschwindigkeitsprofil austritt. Daher kommt es unmittelbar hinter dem Schlauch zum Zerfall des Strahls. An der Stelle, an der der Wasserstrahl auf den Boden der Tauchung auftritt und ebenso in der unmittelbaren Umgebung lässt sich kein Wasserstand messen, im gegenüberliegenden Bereich baut sich hingegen ein Wasserstand von 7.0 mm auf. Es fällt auf, dass die Tauchung insgesamt und damit auch der eingesetzte Kunststoffring in leichter Schräglage sind. Der Wasserstand ist ungleichmäßig und die Tauchung bei einem

Gegendruck von 0 mbar undicht. Auf dem Versuchsfoto aufgenommen ist ein Volumenstrom von 4.8 l/min, da aufgrund des sprunghaften Umstellens der Digitalanzeige ein Einstellen des Volumenstroms von exakt 4 l/min nicht möglich ist.

Trotz der Fehlerquellen zeigt die Strömungssimulation bei einem Volumenstrom von 4.0 l/min ein sehr ähnliches Verhalten. Durch den Aufprall des Wassers auf den Boden der Tauchung erfolgt auch hier zunächst eine Umlenkung in radialer Richtung. Durch die senkrechte, gleichverteilte Strömungszuführung durch das Anschlussrohr im Modell kommt es unmittelbar hinter der Eintrittsfläche zu einer leichten Strahleinschnürung, aber nicht zum Zerfall des Wasserstrahls. Dadurch trifft das Wasser mit einem größeren Impuls auf als im Versuch, bevor es radial umgelenkt wird und sich im Umkreis aufstaut. An der Durchführung kommt es teilweise zum Durchtreten von Luft, die mit dem aufgestauten Wasser mitgerissen wird. Im vorderen Bereich ist auch hier kein Wasserstand auszumachen, auf der abgewandten Seite beträgt der Wasserstand jedoch 7.8 mm und deckt sich somit sehr gut mit dem Messergebnis.

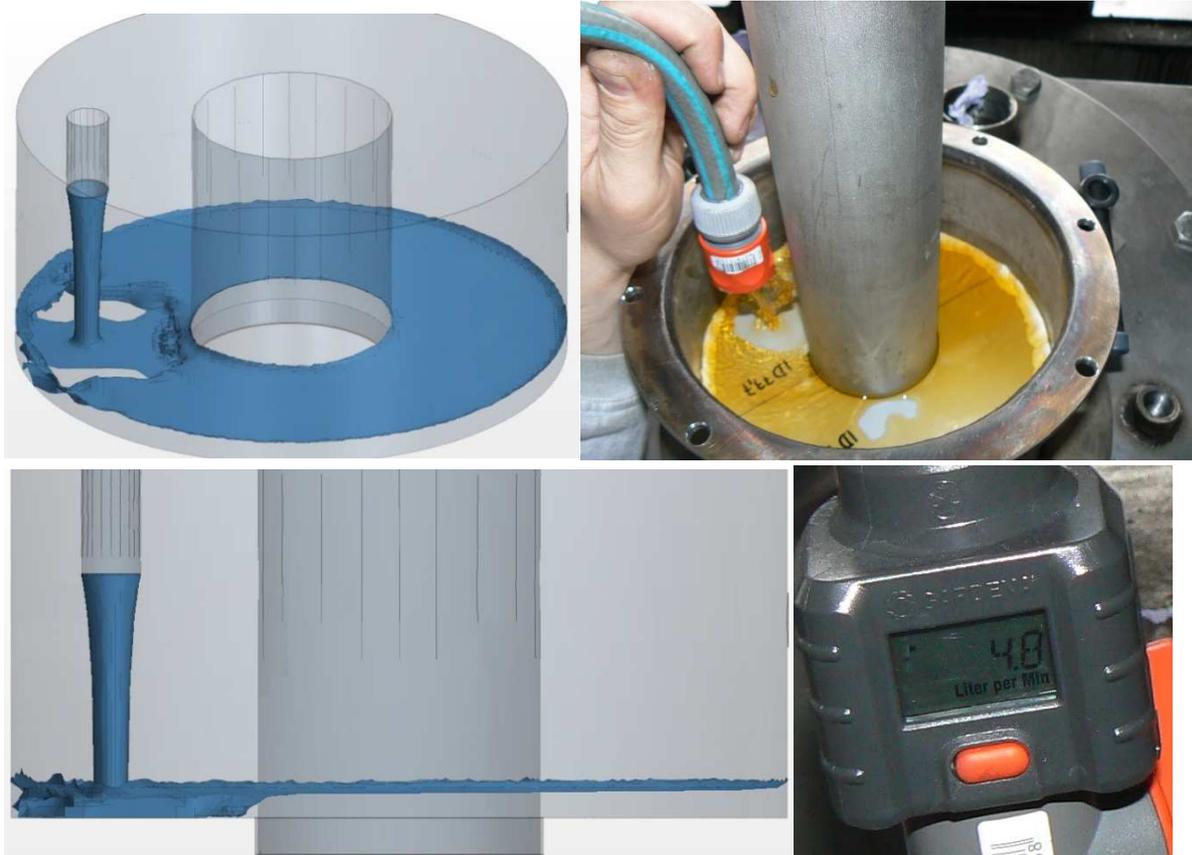


Abb. 5.4: Betriebspunkt 1, Volumenstrom 4.0 l/min

Bei einem Volumenstrom von 6.5 l/min hält die Tauchung sowohl in der Simulation als auch im Versuch dicht. Es stellt sich in beiden Fällen ein stationärer Zustand zwischen zu- und abfließendem Wasserstrom ein, es zeigt sich aber eine leichte Abweichung bezüglich der Höhen der Wasserstände. In der Simulation liegt der gemittelte Wasserstand bei rund 38 mm und im Versuch zwischen 26 und 28 mm. Die Ursachen für die Abweichung liegen in mehreren Faktoren begründet, wobei zwei Gründe ganz besonders hervor zu heben sind. Zum

einen hat die Richtung der Einspeisung im Versuch mit dem Wasserschlauch großen Einfluss auf den Durchsatz des Wassers durch den Ringspalt. So erreicht der Wasserdurchsatz beispielsweise ein Maximum, wenn der Strahl unmittelbar auf die Stange gerichtet wird. Des Weiteren kann am Modell eine exzentrische Anordnung des Gestänges zur Durchführung ausgemacht werden, wie in Abbildung 5.5. festgehalten. Teilweise liegt das Gestänge beinahe an der Führung auf. Je nachdem an welcher Stelle die Einspeisung erfolgt, erzielt man dadurch einen höheren oder niedrigeren Wasserstand. Außerdem zu vermerken ist die Oberflächenbeschaffenheit des Materials, die Viskosität des Wassers, die Ungenauigkeit beim Ablesen des Messstabs und die bereits erwähnte Abweichung der Gardena-Wasseruhr.



Abb. 5.5: Exzentrische Anordnung der Bauteile

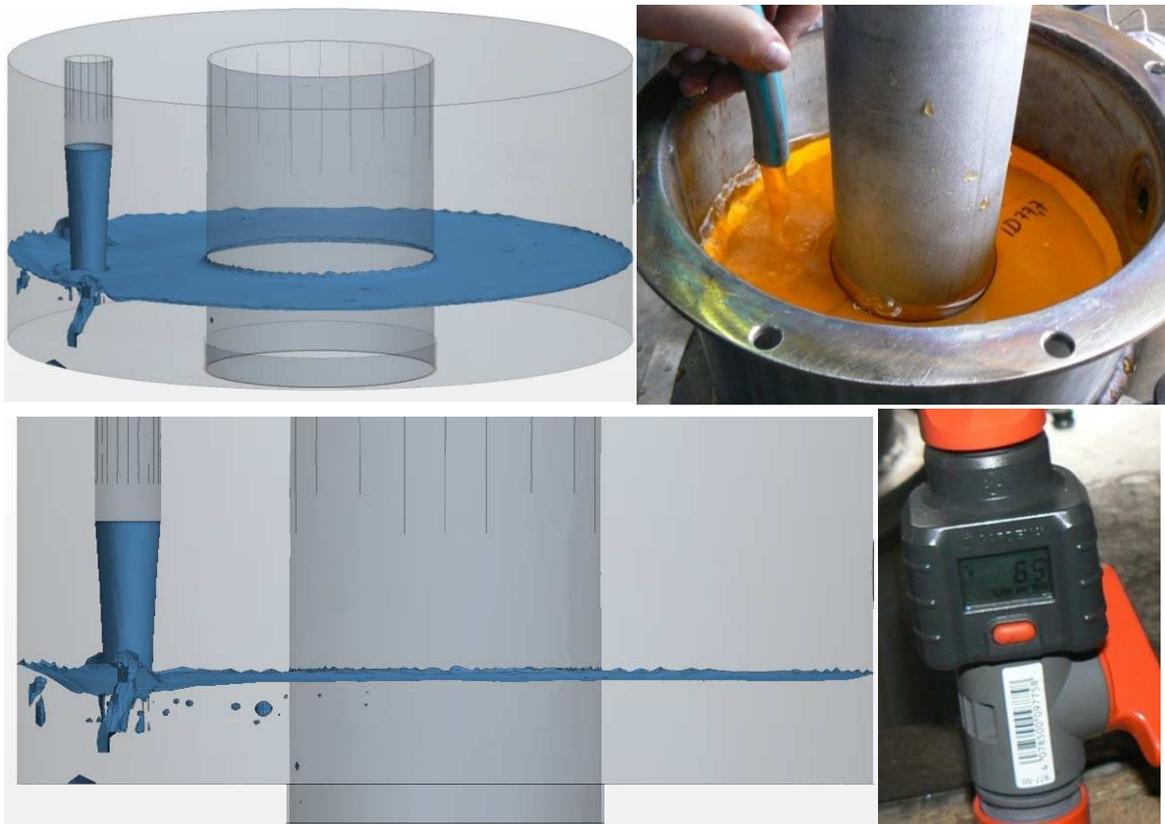


Abb. 5.6: Betriebspunkt 2, Volumenstrom 6.5 l/min



Abb. 5.7: Betriebspunkt 3, Volumenstrom 16.65 l/min in der Simulation bzw. 12.6 l/min im Versuch

Für einen Volumenstrom von 16.65 l/min wird die Simulation bei dem gezeigten Wasserstand angehalten. Der Wasserstand hat dabei noch nicht das endgültige Maximum erreicht, ist aber bereits über den Abfluss angestiegen. Im Versuch steigt der Wasserstand im Topf ebenfalls über den Überlauf an und läuft über den Rand. Die Abbildung zeigt daher zum Vergleich nur einen Volumenstrom von 12.6 l/min, bei dem der Wasserstand folglich niedriger liegt.

Simulation der Original-Geometrie		(kin. Viskosität 25°C = 0.893E-6)			
Vol.-Strom [l/min]	v [m/s]	Re	Ofendruck [mbar]	ΔP_v [Pa]	dh [mm]
4	0.34	618	0	39	0.0016
6.5	0.56	1004	0	63	0.0016
16.65	1.44	2573	0	258	0.0016

Tabelle 5.1: Kennzahlen der Strömung

Ergebnisse	Wasserstand [mm]	
	Versuch	Simulation
4	v: 0, h: 17	v: 0, h: 17.8
6.5	v: 26, h: 28	v: 37, h: 39
12.6 / 16.65	v: 68, h: 68	v: 79, h: 79

Tabelle 5.2: Gegenüberstellung der Wasserstände in der Simulation und im Versuch, v = vorne, h = hinten

Trotz der Abweichungen aufgrund der Ungenauigkeit der Wasseruhr und der Fertigungstoleranz zeigt sich generell eine ausreichende Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Bei einem Volumenstrom von 6.5 l/min hält die Tauchung ohne Gegendruck im Ofen dicht. Zu beachten ist, dass einerseits der Wasserstand nicht zu gering

sein darf, da sonst Luft mit dem Wasser durch die Tauchung tritt, andererseits erhöht sich aber der Wasserdurchsatz mit zunehmendem Wasserstand im Topf. Versuche haben gezeigt, dass sich der Wasservolumenstrom ohne Gegendruck im Ofen auf eine Menge von 5 l/min reduzieren lässt. Die beste Lösung die Wassermenge zu reduzieren liegt in einer weiteren Verkleinerung der Durchführung. Da das Spaltmaß zum einen fertigungstechnisch nicht beliebig verkleinert werden kann, und zum anderen die Schrägstellung der Bauteile zueinander diesen Parameter einschränkt, ist zu empfehlen das Gestänge insgesamt zu verkleinern. Im Folgenden werden daher zwei Simulationen mit einer veränderten Geometrie durchgeführt.

Der neue Innendurchmesser der Führung beträgt dafür 50.3 mm, der Durchmesser des Gestänges 48.3 mm, so dass sich eine neues Spaltmaß von 1.0 mm ergibt. Die Fläche ist damit auf 79 % der vorherigen Fläche reduziert, zeitgleich ergibt sich für den Einbau ein größeres Spiel und es werden standardisierte Maße verwendet. Die Randbedingungen der beiden durchgeführten Simulationen sind unverändert. Es zeigt sich dabei, dass sich bei einem Volumenstrom von 2 l/min kein durchgehender Wasserstand aufbaut. Die Lage des Wasserspiegels auf der der Zuführung abgelegenen Seite beträgt etwa 13.5 mm, unmittelbar am Wasserzulauf baut sich aber kein Wasserstand auf. Erst bei einem Volumenstrom von 4.0 l/min wird bei einem durchgängigen Wasserstand von etwa 22 mm ein stationären Zustand erreicht. Die benötigte Wassermasse ist damit gegenüber der ursprünglichen Auslegung noch einmal reduziert.

Simulation verkleinerter Ringspalt		(kin. Viskosität 25°C = 0.893 10E-6)			
Vol.-Strom [l/min]	v [m/s]	Re	Ofendruck [mbar]	ΔP_v [Pa]	d_h [mm]
2	0.22	482	0	15	0.002
4	0.43	964	0	31	0.002

Tabelle 5.3: Kennzahlen der Strömung

Ergebnisse	
Vol.-Strom [l/min]	Wasserstand [mm]
2	v: 0, h: 13.5
4	v: 20, h: 22

Tabelle 5.4: Wasserstände in der Simulation

Da der Wasserstand in den Simulationen aber tendenziell etwas höher liegt als in den Versuchen, muss definitiv ein Sicherheitsfaktor für den Volumenstrom eingehalten werden. Die exzentrische Lage des Gestänges und der Führung soll nach Möglichkeit vermieden werden, kann aber bei einem Einsatz auf der Kokerei definitiv nicht ausgeschlossen werden.

5.2.1 Betrachtung von Störfällen während des Kokereibetriebs

Für den Fall, dass die Wasserversorgung auf der Kokerei zusammenbricht, kann es im schlimmsten Fall vorkommen, dass die Tauchung leer läuft und eine Verbindung zwischen

Umgebung und Ofen besteht. Daher werden zwei Störfälle betrachtet und die durch die Tauchung tretenden Volumenströme ermittelt. Im ersten Störfall wird davon ausgegangen, dass der negative Vorlagendruck auch im Ofen wirkt und zunächst das Waschwasser aus der Dichtung und anschließend Luft in das System saugt. Möglich wäre das bei einem Ausfall der pneumatischen Zylinder, während das Kronenrohr einen großen Teil der Strömungsfläche bei geringem Volumenstrom frei gibt. Die Volumenströme von Umgebungsluft werden für einen Unterdruck von -1, -2 und -3 mbar ermittelt. Für diese drei Fälle ergeben sich folgende Volumenströme:

Unterdruck: -1 mbar, 6.0 m³/h,

Unterdruck: -2 mbar, 8.9 m³/h,

Unterdruck: -3 mbar, 11.2 m³/h.

Aufgrund der Tatsache, dass beim Füllen eines Ofens sehr große Mengen (Vergl. Kapitel 2.4.3) eines Luft/Gasgemisches sowie Staubpartikel durch direkte Kopplung in die Vorlage gesaugt werden, stellen Luftströme dieser Größenordnung, die hier lediglich im Störfall auftreten könnten, eine zu vernachlässigende Menge dar. Die kritische Konzentration für ein zündfähiges Gemisch innerhalb der Vorlage liegt deutlich höher.

Im zweiten Störfall wird der Gasaustritt durch eine leere Tauchung bei einem Ofenüberdruck von +0.5 mbar, +1.0 mbar und +1.2 mbar betrachtet. Für die Simulation wird anstelle des realen Koksofengases reiner Wasserstoff bei einer Temperatur von 800°C angenommen, was dem Gaszustand gegen Ende der Garungszeit bei ausgefallener Kühlung angenähert ist. Aufgrund der geringen Dichte und Viskosität von Wasserstoff erhält man anhand dieser Simulationen einen Volumenstrom, der in jedem Fall größer ist, als der mit einem Gasgemisch mit Anteilen von Kohlendioxid und Methan ermittelte. Es soll dadurch der schlimmste Fall betrachtet werden.

Der berechnete Volumenstrom von reinem Wasserstoff bei 800 °C, der im Störfall durch die Tauchung in die Umgebung gedrückt wird, beträgt je nach Ofendruck:

Ofendruck: + 0.5 mbar, 14.1 m³/h,

Ofendruck: + 1.0 mbar, 22.3 m³/h,

Ofendruck: + 1.2 mbar, 25.0 m³/h.

Die hier berechneten Volumenströme stellen, wenn auch nur im schlimmsten Fall, eine nicht zu vernachlässigende Menge dar. Daher wird die Tauchung so dimensioniert, dass sich trotz höherem Wasserverbrauch ein Wasserstand von rund 20 mm in der Tauchung einstellt. Der Versuch am Modell hat gezeigt, dass das Wasser bei vorhandenem Gegendruck bei einem Ausfall der Wasserzufuhr in der Tauchung stehen bleibt. Erst bei einem minimalen Wasserstand von unter 12 mm schlägt das Gas periodisch durch. Im Störungsfall hält die Tauchung also zunächst dicht und ein Entweichen des Koksofengases wird vermieden bis ein Großteil dieses Wassers verdampft ist.

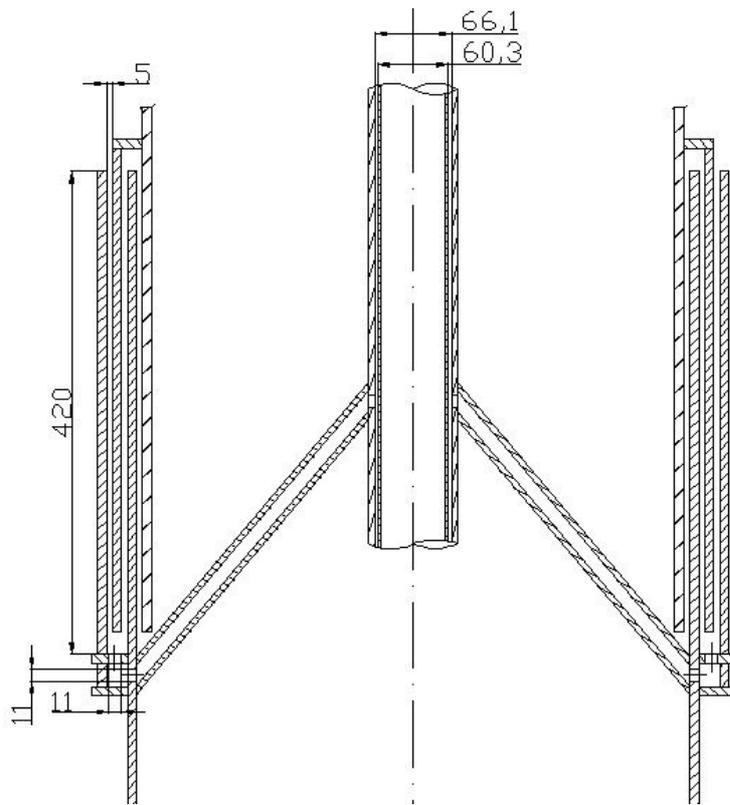


Abb. 5.8: Maße der Kronenrohrtauchung

eintritt. Außerdem soll die Strömung rotationssymmetrisch sein, so dass lediglich ein Teilausschnitt von 60° betrachtet werden muss. Die wichtigsten Maße sind Abbildung 5.8 zu entnehmen. Um das Wasser möglichst gleichmäßig innerhalb des Kreisrings zu verteilen, enthält die Originalversion einen Verteilerring, der unten angesetzt wird. Durch 16 Bohrungen soll das Wasser beim Durchströmen des Rings gleichverteilt zum Austrittsrand fließen. Die Kronenrohrtauchung besitzt zudem zwei Auslässe, einen der auf dem Druckniveau der Vorlage liegt, wobei das Wasser hier austritt, und einen der innerhalb des Kronenrohres liegt.

Zur Diskretisierung wird ein strukturiertes Netz mit einer Basisauflösung von 2 mm verwendet. Die Zellenanzahl beträgt damit 1.000.000. Es wird mit den Modellen einer dreidimensionalen Zweiphasenströmung gerechnet, wobei am Strömungseintritt lediglich Wasser eintritt. Am Austritt, der in der Vorlage liegt, tritt entsprechend nur Wasser aus. Es wird auch hier von einem negativen Luftdruck von -2 mbar ausgegangen. Am innenliegenden Austritt liegt Luft mit einem Druck entsprechend des Ofendruckes an.

Für verschiedene Volumenströme zwischen 3 und 8 l/min zeigt sich, dass der Wasserstand auf der Innenseite der Tauchung aufgrund sehr geringer Geschwindigkeiten nahezu unabhängig vom Volumenstrom ist und weitgehend durch den Ofen- und Vorlagendruck bestimmt wird. Für die Druckdifferenz von 4 mbar, die hier zugrunde gelegt wird, ergibt sich deshalb eine Höhendifferenz von 40 mm, zu sehen in Abbildung 5.9. Die Strömungsmuster ähneln sich zudem qualitativ, so dass hier beispielhaft anhand eines Volumenstroms von 8 l/min die Strömungsverhältnisse innerhalb der Tauchung aufgezeigt werden. Die Strömungszuführung

5.3 Tauchung 2

Zur Modellierung der 2. Tauchung wird das Modell vereinfacht. Wie schon in Abbildung 5.1 zu sehen, erfolgt die Zuführung des Wassers über das Gestänge mittig des Krümmers. Über sechs Rohre, die am äußeren Ringspalt des Gestänges angebracht sind, wird einerseits das Kronenrohr bewegt und andererseits die Tauchung durch Bohrungen von 11 mm Durchmesser gespeist. Der zugehörige Wasseranschluss liegt außerhalb des Krümmers in einer Höhe von etwa 2.5 m. Zur Reduktion des Rechengebietes wird daher angenommen, dass das Wasser an den zuführenden Rohren ansteht und senkrecht

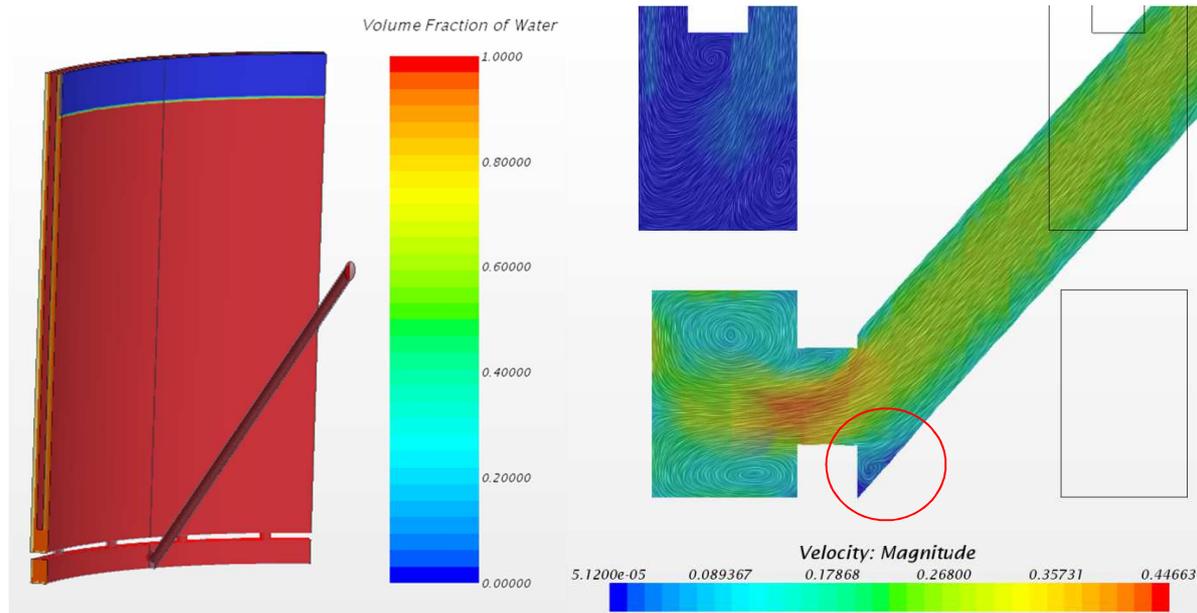


Abb. 5.9: Wasserstand in der Tauchung

Abb. 5.10: Stromlinien in der Zuführung

erfolgt über die sechs Rohrleitungen, die an die Tauchung angeschweißt sind. Das Wasser strömt über die Bohrungen mit einem Durchmesser von 11 mm in den Verteilerring. An unebenen Kanten, die aus dieser Konstruktion resultieren, zeigen sich Totwassergebiete, die sich im Dauerbetrieb bei starker Verschmutzung des Waschwassers mit Ablagerungen zusetzen, wie in Abbildung 5.10 markiert.

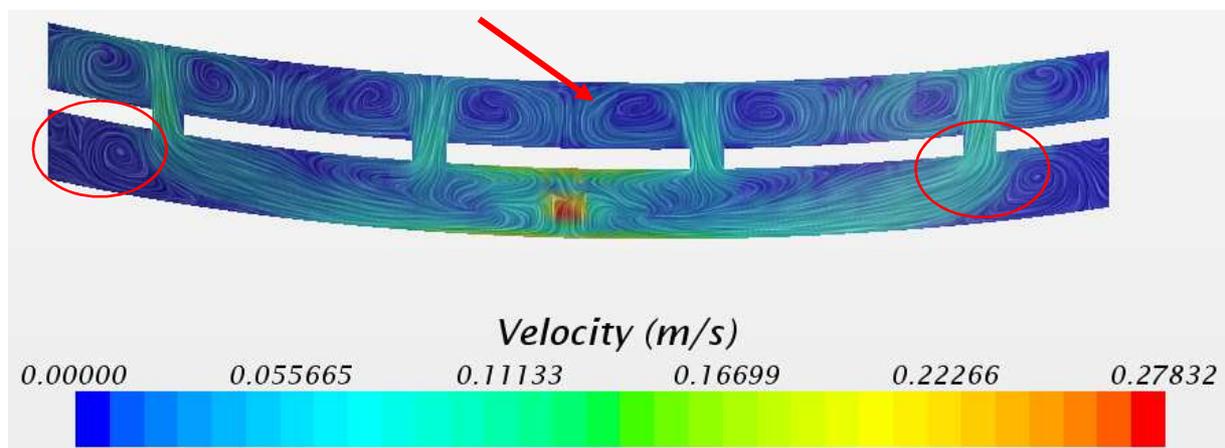


Abb. 5.11: Stromlinien mittig der Tauchung

Abbildung 5.11 zeigt die Stromlinien mittig der Tauchung innerhalb des Verteilerrings und darüber. Anhand der Strömungsverteilung wird deutlich, dass sich seitlich hinter den Bohrungen kleine Wirbel ausbilden. Diese führen im realen Einsatzfall dazu, dass sich dort die im Waschwasser enthaltenen Schwebstoffe und Partikel ablagern. Im Dauerbetrieb können die Ablagerungen dann von einer Querschnittsverengung bis hin zur völligen Verstopfung des Systems führen. Innerhalb des Verteilerrings sieht man, dass vor allem auf den Kreisabschnitten, die genau zwischen zwei Zuführungen liegen, die Strömungsgeschwindigkeit auf nahezu 0 m/s zurückgeht. Ein Zuwachsen des Rings ist damit an diesen Stellen sehr wahrscheinlich.

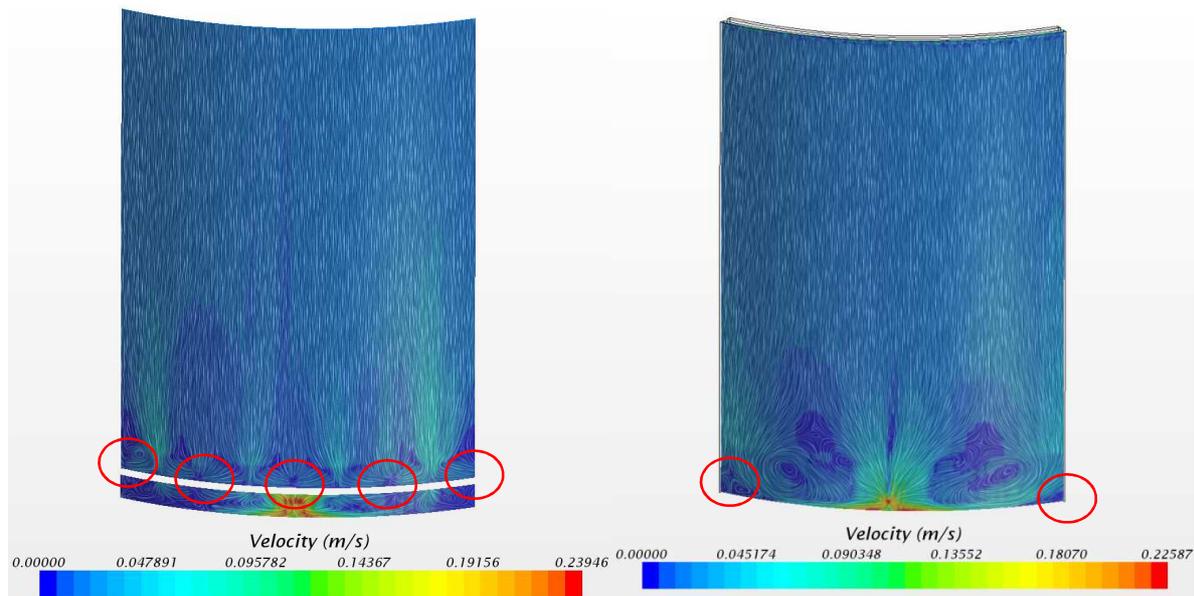


Abb. 5.12: Stromlinien im äußeren Ringspalt mit Verteilerring

Abb. 5.13: Stromlinien im äußeren Ringspalt ohne Verteilerring

Abbildung 5.12 zeigt die Verteilung im äußeren Ringspalt. Ab etwa 30 mm hinter den Bohrungen ist die Strömung weitgehend gleichverteilt. In den markierten Bereichen kann es aber zu Ansammlungen von Kondensat kommen. Es fällt auf, dass aufgrund der Größe der Tauchung auch bei einem „höheren“ Volumenstrom von 8 l/min die Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb der Ringspalte Werte von 0.1 m/s nicht übersteigen. Durch diese schleichende Strömung ist die Tauchung prinzipiell anfällig für Verstopfen durch eingespülte Partikel. Aufgrund der Tatsache, dass der Verteilerring angeschweißt wird und es bei dieser Konstruktion keine Möglichkeit der Wartung gibt, ist zu empfehlen, den Verteilerring zu entfernen und die Zuströmung über die Rohre unmittelbar an die Tauchung zu setzen. Bei starker Verschmutzung des Washwassers kann zusätzlich die Höhe der Berandung auf der Innenseite der Tauchung nach unten verlagert werden, um schwimmende Partikel aus der Tauchung abfließen zu lassen. Wie weit der Rand abgesenkt werden muss hängt dabei von den eingestellten Drücken in Ofen und Vorlage ab. Außerdem muss beachtet werden, dass sich der Wasserverbrauch durch einen zweiten Abfluss erhöht.

Abbildung 5.13 zeigt eine Zuführung ohne Ring. Ausgehend vom Staupunkt an der Außenwand bilden sich zwei große Wirbel, deren Geschwindigkeiten in Bodenbähe aber mit Werten von 0.15 m/s etwas größer sind als in der vorherigen Simulation. Lediglich in der Mitte zwischen zwei Zuläufen können sich auch weiterhin Ablagerungen absetzen.

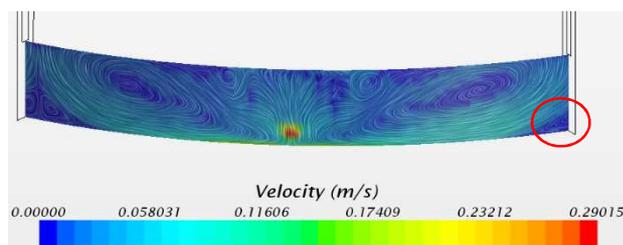


Abb. 5.14: Stromlinien im unteren Bereich der Tauchung

Die Verwirbelung im unteren Bereich sorgt bei ausreichender Geschwindigkeit dafür, dass sich die Schwebstoffe nicht so schnell absetzen und mit der Strömung aus der Tauchung transportiert werden. Die dazu notwendige Geschwindigkeit ist vom Grad der Verschmutzung des Waschwassers abhängig und bedarf der Angaben über die Menge und Größe der enthaltenen Partikel. Für den individuellen Anwendungsfall lässt sich der Volumenstrom näherungsweise nach folgenden Formeln berechnen [BS13]:

Mit der Dichtedifferenz

$$\Delta\rho = \rho_p - \rho_L \quad (\text{Gl. 5.1})$$

ergibt sich die Archimedes-Zahl zu

$$Ar = \frac{g \cdot \Delta\rho \cdot \rho_L \cdot d_p}{\eta_L^2} \quad (\text{Gl. 5.2})$$

wobei ρ_p die Dichte des Partikels, ρ_L die Dichte der Flüssigkeit, d_p der Partikeldurchmesser und η_L die dynamische Viskosität der Flüssigkeit ist.

Für $Ar < 9$ befindet man sich im Stokes-Regime, so dass sich die Sinkgeschwindigkeit zu

$$v_s = \frac{g \cdot \Delta\rho}{18 \cdot \eta_L} \cdot d_p^2 \quad (\text{Gl. 5.3})$$

ergibt [BS13]. Bezieht man die Strömungsfläche A_{Str} mit ein, erhält man den hier benötigten Volumenstrom zu:

$$\dot{V} = v_s \cdot A_{Str} \quad (\text{Gl. 5.4})$$

Für andere Strömungsbereiche lässt sich die Sinkgeschwindigkeit des Einzelpartikels alternativ über die dimensionslosen Kennzahlen bestimmen. Die Koeffizienten A und B werden zu

1	für	$Ar \leq 9$	24	für	$Ar \leq 9$
0.8	für	$9 < Ar \leq 325$	27	für	$9 < Ar \leq 325$
$A := 0.6$	für	$325 < Ar \leq 1 \cdot 10^4$	$B := 17$	für	$325 < Ar \leq 1 \cdot 10^4$
0.4	für	$1 \cdot 10^4 < Ar \leq 3 \cdot 10^5$	6.5	für	$1 \cdot 10^4 < Ar \leq 3 \cdot 10^5$
0	für	$3 \cdot 10^5 < Ar \leq 3 \cdot 10^9$	0.44	für	$3 \cdot 10^5 < Ar \leq 3 \cdot 10^9$

gesetzt und die Sinkgeschwindigkeit zu

$$v_s = \frac{\eta_L}{d_p \cdot \rho_L} \cdot \left(\frac{4 \cdot Ar}{3 \cdot B} \right)^{\frac{1}{2-A}} \quad (\text{Gl. 5.5})$$

berechnet [BS13].

Anschließend werden Korrekturen bezüglich der Partikelform und des Volumenanteils durchgeführt, die der einschlägigen Literatur entnommen werden können.

Aufgrund der konstruktiven Auslegung ist die Tauchung für die vorkommenden Drücke immer dicht. Der Wasserstrom kann also bei ausreichender Reinheit des Waschwassers so eingestellt werden, dass er lediglich die Verluste durch Kondensation ausgleicht. Wasserverluste, die durch das schnelle Eintauchen des Kronenrohres auftreten können, sind abhängig von der Verstellgeschwindigkeit des Kronenrohres, bei kleinen Geschwindigkeiten aber prinzipiell sehr gering. Am Modell konnte nur ein sehr schnelles Eintauchen bei unrealistisch hohen Differenzdrücken zum Durchschlagen der Tauchung führen.

5.4 Tauchung 3

Bei der Betrachtung von Tauchung 3 erkennt man anhand Abbildung 5.1 und 5.15, dass das Wasser über die innere Stange durch Bohrungen in den inneren Ringspalt läuft. Am unteren Ende verengt sich dieser Ringspalt noch einmal auf einer Höhe von 20 mm zur Reduktion des Durchflusses. Ähnlich wie bei Tauchung 1 stellt sich bei dieser Tauchung ein Gleichgewicht zwischen Wasserstand und Volumenstrom ein. Hierbei erfolgt die Wasserzufuhr jedoch nicht über ein einfaches Rohr, sondern über mehrere Bohrungen zwischen dem innersten Rohr und dem umgebenden Ringspalt. Um diesen Effekt zu berücksichtigen muss in einer numerischen Simulation wieder mit der Volume-of-Fluid Methode gearbeitet werden, was eine extrem feine Vernetzung bedingt. Das Verhältnis des Spaltmaßes zur Länge des Rohres liegt bei rund 0.001, so dass die Rechenzeit extrem ansteigen würde. Daher wird bei Tauchung 3 auf eine numerische Betrachtung verzichtet und stattdessen lediglich eine experimentelle Untersuchung durchgeführt.

Die Undichtigkeit der Tauchung lässt sich im Modell anhand der gemessenen Größen Volumenstrom, Ofen- und Vorlagendruck nicht ausmachen. Der bei undichter Tauchung austretende Luftstrom ist so gering, dass er sich bei einer Messgenauigkeit von 50 m³/h für den Volumenstrom und 0.5 mbar für den Druck auf keine der beiden Größen messbar auswirkt. Daher wird eine Klarsichtfolie außerhalb des Krümmers am Gestänge befestigt, um eine Sichtprüfung auf Dichtigkeit durchzuführen. Wie in Abbildung 5.15 dargestellt, wirkt an dieser Stelle der Umgebungsdruck über dem im Gestänge eingestellten Wasserstand. Ziel ist es nun ein Aufblähen der Folie durch den Überdruck innerhalb des Ofens bzw. Krümmers bei einer undichten Tauchung zu zeigen. Durch das Anstellen des Wasserstroms kommt es vor allem bei hohen Volumenströmen kurzzeitig zu einer Änderung des Luftdrucks oberhalb des abzudichtenden Spaltes. Daher wird zunächst ein konstanter Durchfluss eingestellt und ein vorheriger Druckausgleich mittels eines kurzen Schlauches, der durch die Folie gelegt wird, durchgeführt, wie in Abbildung 5.16 zu sehen. Die Überprüfung zeigt: Bei undichter Tauchung bläht sich die Folie deutlich sichtbar auf. Der Wasserstrom wird stufenweise verringert, um die Mindestmenge zu ermitteln.

Der Grenzwert dieser Methode liegt bei einem minimalen Ofenüberdruck von 0 mbar, aufgrund der Genauigkeit der Druckanzeige wird der minimal notwendige Wasserstrom aber bei einem Druck von 0.2 mbar ermittelt. Er beträgt 3 l/min und verringert sich mit entsprechendem

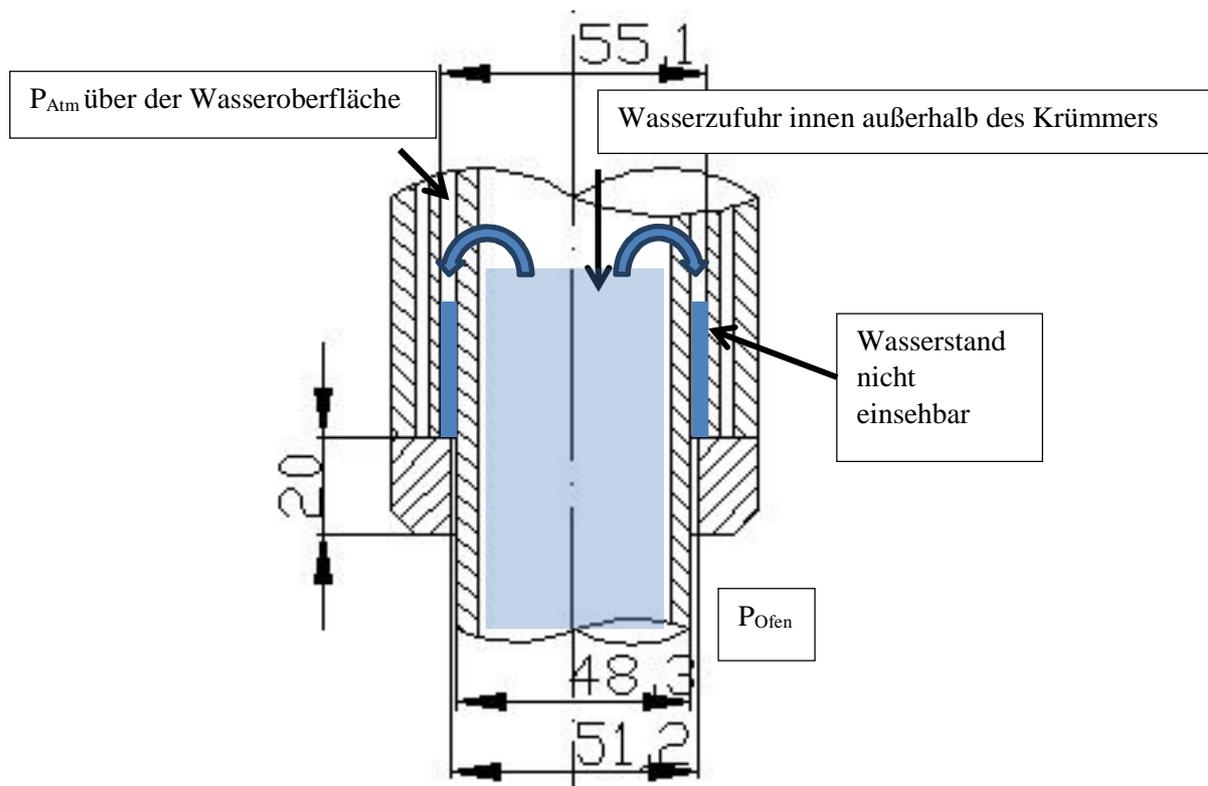


Abb. 5.15: Tauchung 3, Maße und Zusammenhänge

Ofendruck zunehmend. Des Weiteren zeigt sich in den Versuchen, dass das Gestänge bei eingeschalteter Wasserzufuhr an der Krümmerbedüsung und der Stopfenstangentauchung bereits ausreichend benetzt wird, so dass eine Dichtwirkung auftritt. Ob dieser Wasserfilm auch ausreicht, um die Tauchung unter realen Bedingungen abzudichten, muss überprüft werden, da der Wasserfilm aufgrund der Gastemperatur unter Umständen zu schnell verdampfen könnte.



Abb. 5.16: Befestigung der Folie am Gestänge außerhalb des Krümmers, Druckausgleichsschlauch

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die strömungstechnische Untersuchung eines Ventils zur Einzelkammerdruckregelung und im Speziellen der Weiterentwicklung dieses Systems, das auf Kokereien zur Emissionsreduktion zwischen den Öfen und der Vorlage verbaut wird.

Während beim konventionellen Kokereibetrieb der Druck in der Vorlage auf einem positiven Wert liegt und es infolge der starken Gasentwicklung zum Beginn des Garungsprozesses zu starken Emissionen an den Ofentüren und Fülllöchern kommt, wird die Sammelleitung unter dem Einsatz einer Kammerdruckregelung im Unterdruck gefahren. Mit dem vorgestellten Regelungssystem wird der Ofendruck durch eine variable Wassertauchung in Abhängigkeit der sich entwickelnden Gasmenge in jedem Koksofen individuell eingestellt.

Das Koksofengas strömt aus dem Ofen ins Steigrohr, wird im anschließenden Krümmer durch eingedüstes Wasser abgekühlt und strömt dann senkrecht nach unten zum Druckregelungssystem. Dieses besteht aus einer mit Wasser gefüllten Tasse und dem Kronenrohr, einer Verlängerung des senkrechten Krümmerabschnittes, an dessen unteren Ende Schlitze angebracht sind. Das Gas trifft über der Tasse auf die Wasseroberfläche und wird anschließend radial durch die Schlitze gelenkt. Durch vertikales Verstellen des Kronenrohres werden die Schlitze, je nach gefordertem Ofendruck, weiter ins Wasser eingetaucht. Durch die Variation des freien Strömungsquerschnittes für das Koksofengas wird so der Druckverlust eingestellt, um die Druckdifferenz zwischen negativem Vorlagendruck- und positivem Ofendruck aufrecht zu erhalten.

Die Untersuchungen des Systems umfassen die numerische Berechnung des Druckregelungssystems, sowie der zu- und abführenden Komponenten, die Validierung anhand des Teststandes auf dem Werksgelände der DMT und weitere experimentelle Untersuchungen bezüglich der Schlitzgeometrie und der Wassertauchungen des Modells.

Für die Berechnungen wird das kommerzielle Programm Star CCM+ (Version 8.06.007-9.06.011) der Firma CD-adapco genutzt, in dem auch die dreidimensionalen CAD-Modelle erstellt werden. Den Simulationsmodellen für die Berechnungen liegen instationäre, dreidimensionale Mehrphasenströmungen zugrunde. Dabei treten im System sowohl disperse, als auch Oberflächenströmungen auf.

Zur Beurteilung der Zuströmbedingungen zum Ventil wird zunächst die Strömung im Krümmer untersucht. Für die erste Berechnung wird eine Normalanströmung am Steigrohr angenommen. Es zeigt sich dabei eine große Ablösung im Bereich des Bodens des Krümmers und eine leichte Ablösung hinter der zweiten Umlenkung. Das Geschwindigkeitsprofil über den Schlitzen ist stark ungleichförmig verteilt, bewegt sich aber mit Werten zwischen 0.3 und 1.7 m/s im Bereich sehr kleiner Geschwindigkeiten.

Zusätzlich werden die realen Zuströmbedingungen zum Steigrohr auf der Kokerei für einen

4 m-Ofen simuliert, um einen Vergleich zwischen der Zuströmung am Modell und den realen Verhältnissen zu schaffen. Die Strömungsverteilung ist durch die Umlenkung aus dem Ofen ins Steigrohr sehr ungleichförmig. Daher wird noch eine Annäherung an die Zuströmung zum Steigrohr am Modell, bestehend aus einem 90°-Krümmer mit anschließender Erweiterung, simuliert. Durch den Drall, der der Strömung aufgeprägt wird indem das asymmetrische Profil der Krümmerströmung im Winkel von 90° am Steigrohr vorgegeben wird, liegt die Strömung im gesamten Krümmer an. Versuche zur Strömungsvisualisierung haben gezeigt, dass sich die Strömung innerhalb des Krümmers zum Teil aus der drallbehafteten Strömung, zum Teil aus der Normalströmung zusammensetzt.

Bei der Düsenströmung innerhalb des Krümmers zeigt sich aufgrund der Position der Düsen eine deutliche Verstärkung der Ablösung der Gasströmung hinter der ersten Umlenkung. Darüber hinaus ist die Benetzung der Wandflächen überall gegeben, es zeigt sich jedoch eine stark schwankende Verteilung der Wandfilmdicke und -geschwindigkeit, mit der der Wandfilm über die Schlitzte läuft. Nur etwa 30 % des Wassers trifft als Tropfen in die Tasse, der Rest läuft als Wandfilm an der Innenwand des Krümmers hinunter.

Im Anschluss an diese Voruntersuchungen wird die Ventilströmung mit dem VoF-Modell berechnet. Aufgrund der großen geometrischen Abmessungen des Kronenrohres und der Tasse muss das Ventil dazu auf einen periodischen Teilausschnitt von 18° reduziert werden. Die Netzauflösung wird in mehreren Schritten soweit angepasst, dass das Maß an numerischer Dissipation im tolerierbaren Bereich bleibt. Eine vollständige Auflösung der kleinen Tropfen, die aus der Wasseroberfläche gelöst werden, ist mit den zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten dennoch nicht möglich.

Als Stoffe werden in einem ersten Ansatz Wasser und Luft gewählt, wie sie am Modell auf dem Betriebsgelände eingesetzt werden. Das eingedüστε Wasser wird insgesamt über einen Wasserfilm in die Tasse geführt.

Der Druckverlust ergibt sich anhand dieses Modells in Abhängigkeit der Gasmenge und des Wasserstandes. Für eine feste Tassenposition steigt er mit dem Volumenstrom, für einen festen Volumenstrom steigt er mit steigendem Wasserstand.

Insgesamt schwankt der Druckverlust aufgrund der durch die Gasströmung im Schlitz generierten Wellen. Mit Auftreffen des Gases auf der Wasserfront im Schlitz wird eine Art Blase in die Wasseroberfläche gedrückt. Mit dem Aufblasen dieser Blase in radialer Richtung sinkt der Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage durch die vergrößerte Strömungsfläche und die dadurch kleinere Strömungsgeschwindigkeit. Fließt das Wasser aus der Innenseite des Kronenrohres in diese Blase nach und der Strömungsquerschnitt wird wieder verengt, steigt der Druckverlust aufgrund der höheren Geschwindigkeiten wieder an. Die Amplitude der Schwingung sowie deren Frequenz sind stark ungleichförmig und variieren für die unterschiedlichen Betriebspunkte.

Vergleicht man die in den Simulationen aufgezeichneten Kurven mit den Mittelwerten der Messungen am Modell, stimmen die Ergebnisse im Bereich kleiner Gasströme und kleiner

Wasserstände sehr gut überein. Mit zunehmender Luftmenge und höherem Wasserstand weichen die Druckverluste für Simulation und Experiment jedoch weit voneinander ab. Für den Wasserstand von 88 mm beträgt die Abweichung schon bei einem Volumenstrom von 200 m³/h 66 %. Eine zeitliche Untersuchung des Regelverhaltens am Plexiglasmodell zeigt die insgesamt große Zeitspanne zur Einstellung eines quasi-stationären Betriebszustandes. Die Endwerte für einen bestimmten Betriebszustand stellen sich erst nach über einer Minute ein, was die großen Abweichungen teilweise erklärt. Diese Zeitspanne könnte durch eine höhere Wasserzufuhr verkürzt werden, ist aber für den Garungsprozess von bis zu 30 Stunden auf der Kokerei irrelevant.

Ein weiterer Punkt, welcher die Abweichungen der Simulationen auch im Bereich niedriger Wasserstände begründet, liegt in der Zusammensetzung der Luft. Die ersten Simulationen werden mit trockener Luft durchgeführt. Der Vergleich mit den Simulationsergebnissen, bei denen feuchte Luft als Gas zugeführt wird, zeigt, dass die Druckverluste damit niedriger liegen.

Auch für verschiedene Gemische aus Wasserstoff und Methan zeigt sich, dass der Druckverlust für die Gemische mit niedrigerer Dichte und Viskosität sinkt, was bei der Auslegung für den realen Anwendungsfall berücksichtigt werden muss. Eine Validierung konnte aufgrund des noch nicht vollständig erfolgten Testeinbaus in Bosnien bisher nicht erfolgen. Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Simulation von Regionen der vorliegenden Größe mit dem VoF-Modell und den diskutierten Grenzen der Praxistauglichkeit des Modells für hohe Volumenströme und hohe Wasserstände, kann anhand der durchgeführten Simulationen aber ohnehin lediglich die Tendenz für das Verhalten der Druckdifferenz abgeschätzt werden, nicht jedoch die absoluten Werte für den zu erwartenden Druckunterschied.

Für drei verschiedene Wasserstände werden Simulationen mit variierendem Volumenstrom für ein skaliertes Modell einer Ofenkammer durchgeführt. Wegen der beschriebenen Schwierigkeiten wird das Modell dafür nicht vergrößert, sondern auf insgesamt 60 % der ursprünglichen Größe verkleinert. Der generierte Druckverlust liegt für die Betriebspunkte mit geringen Volumenströmen mit Werten zwischen 1 und 0.4 mbar leicht oberhalb des ursprünglichen Druckverlustes am Originalmodell. Für höhere Geschwindigkeiten kreuzen sich die Kurven für die Druckverluste von Original- und skaliertem Modell und der Ofendruck des skalierten Modells liegt unter den Originalwerten.

Prinzipiell sollte der Druckunterschied im skalierten Modell höher sein als im Originalmodell, da sich die Strömungsfläche bekanntlich mit dem Quadrat des Radius, die Oberfläche der Geometrie hingegen nur mit dem Radius verändert und die Verluste folglich ansteigen. Für alle Wasserstände zeigt sich eben dieses Verhalten bei kleinen Volumenströmen aufgrund der relativ zur Strömungsfläche stärker vergrößerten Oberfläche. Für größeren Volumenströme werden aber die Schlitzgeschwindigkeiten so hoch, dass vermehrt Wasser aus der Tasse geblasen wird und die Druckdifferenz nicht mehr aufrechterhalten werden kann. Eine weitere Ursache für die bei höheren Volumenströmen niedriger liegenden Druckverluste liegt in den Rechenzeiten. Für das kleinere Modell ist die Zellenanzahl deutlich reduziert, so dass die Simulationszeiten bei gleicher physikalischer Zeit höher sind und der äußere Wasserstand in

der Tasse weiter abgesunken ist.

Anhand der Ergebnisse lassen sich auch Rückschlüsse für eine Vergrößerung des Modells ziehen. Aufgrund der ohnehin großen Abmaße der Komponenten wirkt sich eine Maßstabsänderung im betrachteten Bereich nur in sehr geringem Maße aus. Es deutet sich hier an, dass der Druckverlust etwas niedriger liegen wird und die auftretenden Druckschwankungen, vor allem bei höheren Wasserständen, stabiler ausgeregelt werden können.

In weiteren Untersuchungen steht der Einfluss des Wandfilms auf die Druckregelung im Fokus. Insgesamt ergibt sich im Krümmer und Kronenrohr eine sehr ungleichförmige Verteilung bezüglich der Dicke des Wasserfilms, der zu den Schlitzen hinab läuft. Numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass der durch den Wasserfilm hervorgerufene Druckverlust vor allem bei hohen Wasserständen einen nicht zu vernachlässigenden Druckverlust generiert. Es wird daher empfohlen, die Schlitze durch geeignete Einbauten frei zu halten. Dadurch ließe sich ein gleichmäßigerer Druckunterschied mit geringerer Schwankung erzeugen.

Der Einfluss der dispersen Tropfenströmung auf die Druckregelung wird ebenfalls in einer separaten Simulation untersucht. Der generierte zusätzliche Druckverlust ist so gering, dass er gegenüber allen anderen Einflüssen vernachlässigbar ist.

Für eine Variation der Temperatur der Umgebungsluft im Bereich zwischen 2 und 27 °C ergeben sich keine Veränderungen des generierten Druckverlustes.

Ein Vergleich des alten und neuen Systems zeigt für niedrige Gasvolumenströme fast identische Regelungseigenschaften. Für höhere Volumenströme generiert das neue System einen stabileren Druckverlust. Durch die Reflexion der Wellen an der konischen Wand des alten Systems werden größere Druckschwankungen generiert. Beim neuen System hingegen laufen die erzeugten Wellen vom Schlitz zum Tassenrand und aus der Tasse heraus. Das Gas, das im Schlitz stark beschleunigt wird, trifft zudem nicht auf der Wand auf, sondern strömt ungehindert in die Vorlage. Es erzeugt damit insgesamt einen kleineren Druckverlust. Für die Regelung kann allerdings mit dem neuen System kein beliebig hoher Druckunterschied zwischen Ofen und Vorlage generiert werden, da das zufließende Wasser die Verluste durch die mitgerissenen Tropfen nicht ausgleichen kann. Daher darf der Vorlagendruck nicht zu gering angesetzt werden.

Die seitliche Anströmung des Regelungssystems innerhalb der Vorlage hat bei der ursprünglichen Version des Ventils der Kammerdruckregelung durch den zylindrischen Tassenabschnitt oberhalb des konischen Teils der Tasse keinen Einfluss, da die Strömung hier abgeschirmt ist. Für die Weiterentwicklung des Systems werden die Auswirkungen der Vorlagenströmung bei einem Einbau des Systems innerhalb der Vorlage für verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 0.2 und 2.5 m/s, wie sie typischerweise innerhalb der Vorlage vorliegen, untersucht. Dabei können jedoch keine messbaren Auswirkungen auf den ausgeregelten Ofendruck nachgewiesen werden. Trotz einer relativ groben Vernetzung der Strömungsregion lassen sich anhand dieser Simulationen Aussagen zum periodischen Verhal-

ten der Strömung treffen. Mit Schwankungen des Wasserstandes im Bereich weniger Millimeter in und unmittelbar vor und hinter den Schlitzen liegt die Höhendifferenz in der Größenordnung der Netzauflösung. Auch die Verteilung der Gasgeschwindigkeiten über den Schlitzen zeigt für die Schlitzgeometrien entlang des Umfangs keine signifikanten Abweichungen. Die Annahme einer rotationssymmetrischen Strömung ist damit akzeptabel und ruft so nur einen vernachlässigbaren Fehler hervor.

Die Strömungsverteilung für den Einbau des Systems außerhalb der Vorlage hat ebenfalls keinen Einfluss auf den Ofendruck gezeigt. Die Erweiterung des Krümmers, in die das System eingesetzt wird, hat etwa den doppelten Durchmesser des Krümmers. Die Gasgeschwindigkeiten liegen damit meist unter 4 m/s, so dass weder ein zusätzlicher Druckverlust verursacht wird noch eine Beeinflussung der Schlitzströmung stattfindet.

Zusätzlich zu Validierung der bisherigen Ergebnisse werden experimentelle Untersuchungen bezüglich veränderter Schlitzgeometrien am Testmodell durchgeführt. Zum dreistufigen Schlitz, der bisher verwendet wurde, werden zwei weitere Konfigurationen bestehend aus einfachen Rechtecken betrachtet. Die Anzahl der Schlitze bleibt mit 20 konstant, die Maße der neuen Schlitze betragen 13 x 100 mm und 20 x 58 mm. Für die erste Konfiguration ergibt sich ein insgesamt niedrigerer Druckverlust zwischen Ofen und Vorlage, der durch die um 13 % vergrößerte Schlitzfläche verursacht wird. Der Hub zum Einstellen des Regelungsbereichs liegt hier in der gleichen Größenordnung wie beim ursprünglichen Schlitz. Für die zweite Schlitzkonfiguration zeigt sich, dass der Hub deutlich reduziert werden kann und die Betriebszustände trotzdem angefahren werden können. Die Einsparung beträgt hier rund 56 %. Die Schlitze sollten damit niedriger und breiter gestaltet werden.

In weiteren numerischen Untersuchungen wird die Dimensionierung des Druckregelungssystems für den ersten Testeinbau auf der Kokerei Gikil Lukavac in Bosnien überprüft. Das System wird hier außerhalb der Vorlage eingebaut. Nach der ersten rechnerischen Auslegung der Komponenten wird ein entsprechendes CAD-Modell erstellt und mit realen Randbedingungen simuliert. Dabei werden zwei Betriebspunkte betrachtet, in denen das System keinen, beziehungsweise nur einen sehr geringen Druckunterschied erzeugen darf, um die Türdichtungen nicht zusätzlich zu belasten.

Des Weiteren sind in der vorliegenden Dissertation die drei vorhandenen Wassertauchungen der Einzelkammerdruckregelung untersucht und optimiert worden. Die erste Wasserdichtung ist die Stopfenstangentauchung, die den Ofendruck am Durchtritt des Gestänges durch den Krümmer gegen den Umgebungsdruck abdichtet. Erste experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass der Wasserverbrauch deutlich zu hoch ist. Der Ringspalt wird daher durch Verkleinerung des Tauchungsdurchmessers für weitere Versuche zunächst um 35 % verringert. Die Reduktion des Durchmessers des Gestänges kann aus Kostengründen nicht am Modell erfolgen, weshalb anschließend numerische Simulationen mit verringertem Durchmesser von Gestänge und Stopfenstangentauchung durchgeführt werden. Als Resultat ergibt sich hier eine Wassereinsparung von 39 % gegenüber der ursprünglichen Konstruktion. Gleichzeitig wird das Spiel der Komponenten durch die neuen Maße erhöht, wodurch der Einbau auf der Kokerei

vereinfacht wird.

Bei der Wassertauchung für die Abdichtung des verschiebbaren Kronenrohres gegen den Vorlagendruck wird die Konstruktion der Dichtung modifiziert. Nach der numerischen Untersuchung der Strömung innerhalb des Rings zeigt sich, dass der Verteilerring sehr anfällig für Verstopfungen durch eingetragene Kondensate ist. Daher wird der Verteilerring entfernt. Hinsichtlich der Wassermenge kann hier aufgrund fehlender Informationen bezüglich der Wasserqualität des Ammoniakwassers auf der Kokerei keine Aussage getroffen werden. Für den individuellen Anwendungsfall muss die Wassermenge anhand der Partikelgrößen beziehungsweise der daraus resultierenden Sinkgeschwindigkeiten bestimmt werden.

Die dritte Wasserdichtung befindet sich zwischen dem beweglichen Gestänge zur Schwenkung der Tasse und der Hohlstange zur Bewegung des Kronenrohres. Anhand numerischer Simulationen lässt sich dieses System nicht mehr abbilden, so dass die benötigten Wassermassen und Dichtungsverhältnisse hier rein experimentell ermittelt werden. Mit Hilfe einer Klarsichtfolie wird der Überdruck im Ofen bei undichter Wassertauchung angezeigt. Nach diesem Prinzip erfolgt eine schrittweise Erhöhung der Wassermenge bis eine Dichtwirkung sichtbar wird. Bei einem Volumenstrom von 3 l/min ergibt sich ohne Gegendruck im Krümmer bereits ein Dichtverhältnis, wobei die ermittelte Wassermasse die Maximalmenge ist, die sich mit steigendem Ofendruck verringert.

6.2 Ausblick

Für zukünftige Untersuchungen ergeben sich zwei konkrete Aufgabenstellungen. Zum Ersten besteht seit der neuen Version von Star CCM+ (Version 10.02.010) erstmals die Möglichkeit, die disperse Tropfenströmung innerhalb des Krümmers, die als Lagrange - Phase modelliert wird, in die Phase Wasser, die innerhalb der Tasse steht und mit Hilfe des VoF-Modells bestimmt wird, zu integrieren. In der vorliegenden Arbeit wird dieses entweder mit Hilfe eines Quellterms für das zulaufende Wasser realisiert, oder die disperse Strömung muss unter der Annahme eines größeren Wandfilms vernachlässigt werden. Inwiefern sich diese Modellannahmen tatsächlich auf den Druckverlust auswirken, kann in zukünftigen Untersuchungen überprüft werden. Mit fortschreitender Rechenleistung ist es zudem in naher Zukunft möglich, das gesamte Modell bei einem angemessenen Zeitaufwand zu modellieren. Die Wechselwirkung zwischen der Strömung in den einzelnen Schlitzen kann damit bei feinerer Netzauflösung untersucht werden. Die Auflösung der Phasengrenze kann zudem insgesamt weiter verfeinert werden, um auch die Betriebspunkte mit hohen Volumenströmen mit deutlich geringerer numerischer Dissipation erfassen zu können.

Zum Zweiten soll in nachfolgenden Untersuchungen eine Validierung der Simulationsergebnisse der realen Strömungen auf der Kokerei durchgeführt werden. Da der Testeinbau des Systems auf der Kokerei Gikil Lucavac in Bosnien zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen ist, liegen zu den realen Randbedingungen noch keine exakten Messwerte vor. Geplant sind hierbei der Einbau zweier Temperaturmessungen, wobei jeweils eine vor und eine nach der Gaskühlung eingebaut werden

soll, sowie eine Ofendruckmessung im Krümmerknie und eine Vorlagendruckmessung. Anhand dieser Werte können zunächst genauere Randbedingungen ermittelt und damit für die Simulationen vorgeben werden. Zudem soll eine Messung des sich einstellenden Wasserstandes in der Tasse unterhalb des Kronenrohres erfolgen und die Position des Zylinders aufgezeichnet werden. Mit Hilfe dieser Messwerte kann die Funktion des neuen Systems dann erstmals im Betrieb überprüft und die Strömungssimulationen mit verschiedenen Gasgemischen validiert werden.

Literaturverzeichnis

- [AH85] Arai, T., Hashimoto, H., Disintegration of a thin liquid sheet in a concurrent gas stream, Proceedings of the Third International Conference on Liquid atomization and Spray Systems, VIB 1, S. 1-7, London, UK, 1985
- [Ba96] Bai, C., Modeling of spray impingement processes, Ph.D Thesis, University of London, UK, 1996
- [Be06] Bestehor, M., Hydrodynamik und Strukturbildung: Mit einer kurzen Einführung in die Kontinuumsmechanik, Springer, Berlin Heidelberg, 2006
- [BG95] Bai, C., Gosman, A.D., Development of methodology for spray impingement simulation, SAE Technical Paper Series 950283, 1995
- [BJL72] Brazier-Smith, P.R., Jennings, S.G., Latham, J., The interaction of falling water drops: Coalescence, Proceedings of the Royal Society London, Serie A, Band 326, S. 393-408, 1972
- [Bö10] Böswirth, L., Technische Strömungslehre, Lehr und Übungsbuch, 8. Auflage, Vieweg und Teubner, Wiesbaden, 2010
- [BRG02] Bai, C., Rusche, H., Gosman, A.D., Modeling of gasoline spray impingement, Atomization & Sprays, 12 (1-3), S.1-2, 2002
- [BS13] Baehr, H.D., Stephan, K., Wärme und Stoffübertragung, 8. Auflage, Springer-Vieweg, Berlin Heidelberg, 2013
- [CB11] Cushman-Rosin, B., Beckers, J.M., Introduction to Geophysical Fluid Dynamics: Physical and Numerical Aspects, 2.Auflage, Academic Press International Geophysics Series 101, Waltham, Massachusetts, US., 2011
- [CE04] Thermophysical Properties of NH₃- H₂O-Solutions for the Industrial Design of Absorption Refrigeration Equipment, M. Conde Engineering, Zürich, Schweiz, 2004
- [Di08] Directive 2008/50/EC of the European Parliament and of the Council of 21 May 2008 on ambient air quality and cleaner air for Europe
- [Eh13] Ehrhard, P., Strömungen mit freien Grenzflächen, Skriptum einer Vorlesung, TU Dortmund, Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen, 2013
- [FLD07] Friedrich, M. A., Lan, H., Drallmeier, J. A., Armaly, B. F., A separation criterion with experimental validation for shear-driven films in separated flows, ASME J. Fluids Engineering, Band 130 (5), 2008
- [FP08] Ferziger, J. H., Perić, M., Numerische Strömungsmechanik, Springer, Berlin Heidelberg, 2008

- [FP96] Ferziger, J., Perić, M., Computational Methods for Fluid Dynamics, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1996
- [Fr06] Fröhlich, J., Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen, Teubner Verlag, Wiesbaden, 2006
- [Ga13] Betriebsanleitung Gardena Wassermengenzähler, Art 08188, 2013-02 Gardena Manufacturing GmbH, Ulm, Deutschland, URL: <http://www.gardena.com> (Stand: 22.04.2013)
- [GHH95] Giertz, H., Huhn, F., Hofherr, K., New Process to avoid Emission: Constant Pressure in Coke Ovens, Ironmaking Conference Proceedings 54, S. 439- 445, 1995
- [GHP97] Guyon, E., Hulin, J.-P., Petit, L., Hydrodynamik, Friedr. Vieweg und Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1997
- [Gr58] Grosskinsky, O., Handbuch des Kokereiwesens, Band 2, Düsseldorf, Deutschland, Karl Knapp Verlag, 1958
- [Hä07] Prof. Dr. Hänel, D., Grundlagen laminarer und turbulenter Strömungen - Eine Einführung in die Strömungsmechanik reibungsbehafteter Fluide, Skriptum einer Vorlesung, Institut für Verbrennung und Gasdynamik, Fakultät für Ingenieurwissenschaften, Universität Duisburg – Essen, 2007
- [He03] Hein, M., Neue gesetzliche Regelungen zur Luftreinhaltung und deren Einfluss auf die Situation der Kokereien, Stahl und Eisen, 123 Nr. 1, S. 53, 2003
- [He08] Herwig, H., Strömungsmechanik - Einführung in die Physik von Strömungen, Vieweg und Teubner Verlag, Wiesbaden, 2008
- [HFE94] Hein, M., Friedrich, F., Eisenhut, W., Polycyclic aromatic hydrocarbons in the environment of coke oven plants, Coke Making International, Vol. 6, 1/94, S. 40-44, 1994
- [HH05] Hein, M., Huhn, F., Technological developments of emission control in cokemaking, DMT GmbH, Firmenschrift, Essen, 2005
- [HH11] Hein, M., Huhn, F., Advanced Emission Control Techniques for Coke Ovens to comply with the Current Ambient Air Quality Standards, Essen, Deutschland, 2011
- [HHR05] M. Hein, M., Huhn, F., Rossa, F., Deutsche Montan Technologie GmbH, Opendwinkel, H., Strunk, J., Deutsche Steinkohle AG, New Technical Possibilities for Reduction of Coke Oven Emissions, 5th European Iron and Cokemaking Conference, Stockholm, Schweden, 2005

- [HHS03] Hein, M., Huhn, F., Sippel, M., Benzo(a)pyrene in ambient air near coke plants – a survey in view of the intended air quality standard of the EU, Stahl und Eisen 123, Nr. 9, S. 61-67, 2003
- [Hi72] Hinze, J. O., Turbulent Fluid and Particle Interaction - Progress in Heat and Mass Transfer, Vol. 6, S. 433-452, 1972
- [HLS01] Hofherr, K., Liszio, P., Still, G., Improved environmental protection through modern coke plant technology at the new plant in Schwelgern, Cokemaking Int. 1/2001, S. 39-45, 2001
- [HW75] J. Huhn, J. Wolf, Zweiphasenströmung, VEB Fachbuchverlag, Leipzig, 1975
- [IP09] IPPC, European Commission, Integrated pollution prevention and control, Draft Reference Document on BAT for the Production of Iron and Steel, 2009
- [Jo14] Jones, A., Coke Markets - European Perspective, Resource-Net Brussels, Belgium, CKS Conference Ostrava, Tschechien, 2014
- [KI03] Kleinstreuer, C., Two Phase Flow Theory and Applications, Taylor and Francis Books, London, UK, 2003
- [Ko05] Kolev, N.I., Multiphase Flow Dynamics 2, Thermal and Mechanical Interactions, 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005
- [Ko12] Kohnen, B.T., Analyse und Optimierung der Rauchgasreinigung an einem Stahlkonverter, Dissertation, Hrsg. Prof. Dr. techn. P. Walzel, Dortmund, 2012
- [Ko53] Koppers, H., Koppers Handbuch der Brennstofftechnik, 3. Auflage, Heinrich Koppers GmbH, Essen, 1953
- [Ku07] Kuhlmann, H., Strömungsmechanik, Pearson Studium, Leipzig, 2007
- [Kü07] Kümmel, W., Technische Strömungsmechanik, Theorie und Praxis, 3. Auflage, Teubner Verlag, Wiesbaden, 2007
- [Le08] Lesieur, M., Turbulence in Fluids, 4. Auflage, Springer-Verlag, Dordrecht, Niederlande, 2008
- [Le11] Lechler GmbH, Tropfengrößenverteilung für die tangentielle Vollkegeldüse 423.006, URL: www.lechler.de (Stand: 2011)
- [Le14] Lechler, S., Numerische Strömungsberechnung: Schneller Einstieg durch anschauliche Beispiele mit ANSYS 15.0, 3. Auflage, Springer Vieweg, Wiesbaden, 2014

-
- [LHB05] von Lavante, E., Henning, K., Beermann, D., Walzel, P., Schaldach, G., Numerical Simulations of breakup behavior of liquid droplets, 20 th Proceedings of the ILASS - Europe Meeting, Orleans, Frankreich, 2005
- [Li11] Liesewitz, F., Designstudie für PROven[®]-Komponenten für Koksöfen mit einer Kammerhöhe von 4 m, Forschungsbericht DMT GmbH & Co. KG Essen, 2011
- [LO09] Laurien, E., Oertel, H., Numerische Strömungsmechanik, Grundgleichungen und Modelle – Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit, Vieweg und Teubner, Wiesbaden, 2009
- [LS72] Launder, B.E., Spalding, D.B., Lectures in Mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London, England, 1972
- [Ma07] Malberg, H., Meteorologie und Klimatologie: Eine Einführung, 5. Auflage, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2007
- [Ma11] Martin, H., Numerische Strömungssimulation in der Hydrodynamik: Grundlagen und Methoden, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2011
- [Mi57] Miles, J. W., On the generation of surface waves by shear flows, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 3, S. 185-204, 1957
- [MLC02] Maroteaux, F., Llory, D., Le Coz, J-F., Habchi, C., Liquid film atomization on wall edges separation criterion and droplets formation model, Journal of Fluids Engineering, Vol. 124, S. 565-575, 2002
- [NAM10] Normenausschuss Medizin NAMed, Deutsches Institut für Normung e. V., DIN13232, Gremium NA 063-01-06 AA, „Verbandmittel und Behältnisse“, 2010, URL: www.din.de (Stand: 2015)
- [OB04] Oertel jr.,H., Böhle, M., Strömungsmechanik, 3. Auflage, Vieweg Verlag, Wiesbaden, 2004
- [Oe13] Oertel, H., Strömungsmechanik - Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele, Vieweg Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 2013
- [Oj13] Oertel jr, H., (Hrsg.), Prandtl-Führer durch die Strömungslehre, 10. Auflage, Friedr. Vieweg und Sohn Verlagsgesellschaft, Braunschweig/Wiesbaden, 2013
- [Pa14] DMT GmbH & Co. KG, Kirchmeier, M., Bohn, M., Danreiter, M., Liesewitz, F., Gajic, D., 2014, Vorrichtung und Verfahren zum Regeln und Steuern des individuellen Gasdrucks einzelner Koksöfenkammern, Europäisches Patentamt, EP 2743332, Anmeldedatum 18.06.2014

- [Pa93] Bergwerksverband GmbH, Giertz, H.J., Eisenhut, W., Huhn, F., Hammermann, H.J., 1993, Verfahren zur Regelung des Gasdruck in einer Koksofenkammer, Europäisches Patentamt, EP 0649455, Anmeldedatum 12.07.1993
- [Pf10] Pfeifer, C., Experimentelle Untersuchungen von Einflußfaktoren auf die Selbstzündung von gasförmigen und flüssigen Brennstoffreistrahlen, Scientific Publishing, Karlsruhe, Deutschland, 2010
- [PI39] Pleskov, V.A., Igamberdyev, I., Viskosität von Gemischen aus Wasser und Ammoniak bei 20°C, Deutsche Vollübersetzung aus Zurnal fiziceskoj chimii, Ausgabe 5, Moskau, Russland, 1939
- [Po00] Pope, S.B., Turbulent Flows, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2000
- [PT09] Prosperetti, A., Tryggvarson, G., (Hsrg.), Computational Methods for Multiphase Flows, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2009
- [QL97] Qian, J., Law, C.K., Regimes of coalescence and separation in droplet collision, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 331, S. 59-80, 1997
- [Re93] Rein, M., Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces, Fluid Dynamics Research 12, S. 61-93, 1993
- [Ri22] Richardson, L. F., Weather prediction by numerical Process, Cambridge university press, Cambridge, UK, 1922
- [RW06] Reinke, M., Worberg, R., Reduction of Emissions during Coking - Application of PROven[®] for Conventional coking - An alternative to heat recovery coking, AISTech Proceedings - V.I, Cleveland, Ohio, US, 2006
- [Sc03] Schmehl, R., Tropfendeformation und Nachzerfall bei der technischen Gemischaufbereitung, Dissertation Universität Karlsruhe, 2003
- [Sc09] Schmalfeld, J., (Hrsg.), Die Veredelung und Umwandlung von Kohle, Technologien und Projekte 1970 bis 2000 in Deutschland, Deutsche Wissenschaftliche Gesellschaft für Erdöl Erdgas und Kohle e.V., Hamburg, 2009
- [SHG96] Spitz, J., Hofherr, K., Giertz, J., Huhn, F., Negative pressure within the collecting main - A new way to reduce coke oven emissions by means of a novel chamber pressure regulation, 3rd International Cokemaking Proceedings, Gent, Belgien, 1996
- [SKK13] Schade, H., Kunz, E., Kameier, F., Paschereit, C.O., Strömungslehre, De Gruyter, 4. Auflage, Göttingen, 2013

- [SKL05] Spitz, J., Kochanski, U., Leuchtman, K.P., Krebber, F., Operation experience gained with PROven[®] in the new Schwelgern coke oven plant, 5th European Coke and Ironmaking Congress, Stockholm, Schweden, 2005
- [SLS95] Shih, T.-H., Liou, W.W., Shabbir, A., Zhu, J., A New $k - \epsilon - \text{Eddy} - \text{Viscosity}$ Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development and Validation, Computers Fluids, Vol. 24 (3), S. 227-238, 1995
- [St14] User Guide - STAR-CCM+ Version 9.06.011, CD-adapco, 2014
- [SW03] Schmelz, F., Walzel, P., Zerfall von Tropfen in beschleunigten Gasströmungen, Chemie Ingenieur Technik, Ausgabe 3, 2003
- [To10] Gerätebeschreibung Atomizer Aerosolgenerator ATM 230, Topas GmbH, Dresden, 2010, URL: <http://www.topas-gmbh.de/produkte/atm-230/> (Stand: 2010)
- [VDK08] Verein Deutscher Kokereifachleute e.V. gemeinsam mit dem Kokereianlagenbau und dem Kokereiausschuss, Vortragsveröffentlichung Kokereitechnik, Fachtagung Kokereitechnik im Evonik-Haus der Evonik Industries AG, Essen, Deutschland, 2008
- [Vd15] Verein Deutscher Kokereifachleute e.V., Dr. Hein, M., Produktionskennzahlen, URL: www.vdkf-ev.de/content/aktuelles/aktuelles_produktkennzahlen.asp, (Stand: 17.03.2015)
- [VM07] Versteek, H.K., Malalasekera, W., An Introduction to computational fluid dynamics - The finite volume method, 2. Auflage, Pearson Education Limited, Harlow, UK, 2007
- [Wi94] Wilcox, D.C., Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries, La Canada, California, US, 1994
- [Wo03] Wozniak, G., Zerstäubungstechnik - Prinzipien, Verfahren, Geräte, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2003
- [WSH00] Wemhöner, B., Spitz, J., Hofherr, K., Giertz, J., Liesewitz, F., Huhn, F., Start-up of chamber pressure regulation system at coking plant August Thyssen, Proceedings of 4th European Coke and Ironmaking Congress, Vol. 2, Paris, Frankreich, 2000
- [YT10] Yeoh, G. H., Tu, J., Computational techniques for multi-phase flows, Butterworth Heinemann, Oxford, UK, 2010