

Zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung am Beispiel von elektrischen Generatoren

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

von M.Eng. Toni Eger

geb. am 23. Januar 1988 in Tübingen

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Promotionskommission: Prof. Dr.-Ing. Eckehard Specht
Prof. Dr.-Ing. Dominique Thévenin
Prof. Dr.-Ing. Heinz Herwig
Dr.-Ing. Thomas Bol

eingereicht am: 06. Dezember 2016

Promotionskolloquium am: 22. Mai 2017

*"Probleme kann man niemals
mit derselben Denkweise lösen,
durch die sie entstanden sind"*

Albert Einstein

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als Doktorand bei der Robert Bosch GmbH in Kooperation mit der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg.

Mein großer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dominique Thévenin, für seine wertvollen Beiträge und das mir entgegengebrachte Vertrauen. Neben den fachlich wertvollen Diskussionen wird mir Deine Wertschätzung und Herzlichkeit in bester Erinnerung bleiben. Herrn Prof. Herwig danke ich für die Übernahme des Korreferats und die einhergehende Durchsicht der Arbeit.

Ebenso möchte ich mich bei Dir Thomas bedanken. Du hast mich durch Deine Begeisterungsfähigkeit immer wieder vorangetrieben. Danke für Deine Inspiration, die ein wichtiger Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit war. Dir Rüdiger danke ich, dass Du mir immer den Rücken freigehalten hast.

Meinen Kollegen am Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik, besonders PD. Gábor Janiga, danke ich für die sehr freundliche Arbeitsatmosphäre sowie die fachlichen und persönlichen Gespräche.

Für den persönlichen Rückhalt geht ein großer Dank an Dich Karo, für Deine andauernde Unterstützung und die vielen schönen gemeinsamen Erlebnisse. Ich bin sehr glücklich Dich an meiner Seite zu wissen. Zuletzt möchte ich mich bei meiner Schwester Nicole und meinen Eltern bedanken. Meiner Mutter Beate für ihre unbegrenzte Liebe und Unterstützung. Du bist für mich ein großer Rückhalt und hattest immer ein offenes Ohr für mich. Zuletzt möchte ich meinem Vater Franz danken, der mir gezeigt hat, dass der Wille eines Menschen sprichwörtlich Berge versetzen kann und mir damit stets als Vorbild dient.

Kurzfassung

In vielen technischen Anwendungen, insbesondere bei elektrischen Antrieben, ist Kühlung ein mitentscheidendes Kriterium zur Erhöhung der Leistungsdichte. Die Verluste, die durch elektrische und/oder mechanische Widerstände am Bauteil entstehen, müssen an dessen Umgebung abgegeben und anschließend abtransportiert werden. Dadurch lassen sich Temperaturen reduzieren und das System kann mit höherer Profitabilität ausgelegt werden.

Die dabei zugrundeliegenden Vorgänge im fluiden Strömungsfeld sind Gegenstand der Forschung. Insbesondere bei dreidimensionalen Strömungen sind diese sehr komplex, wodurch umfangreiche Analysen zur Bewertung der Vorgänge experimentell schwer durchführbar sind. Durch den Einsatz numerischer Methoden der Strömungsmechanik (*Computational Fluid Dynamics*, CFD) wird dies möglich.

Aus der Berechnung liefert die CFD für jeden Diskretisierungspunkt sechs physikalische Größen. Zur Analyse und Bewertung der Vorgänge sind jedoch meist Lage und Eigenschaft der einflussnehmenden Größen im Vorfeld unbekannt. Eine Auswertung aller Größen ist bei vielen technischen Anwendungen aufgrund der großen Menge an Informationen sehr zeitintensiv.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass relevante Einflussgrößen auf die Wärmeübertragung mit Hilfe physikalisch basierter Indikatoren berücksichtigt und dadurch zielgerichtete Analysen ermöglicht werden. Daraus ergeben sich innerhalb der Strömung dominierende Vorgänge, sowie Gebiete mit großem Potenzial zur Verbesserung der Wärmeübertragung. Abschließend erfolgt am Beispiel eines elektrischen Generators die Anwendung der Indikatoren zur Temperaturreduzierung mittels CFD-basierten Optimierungsmethoden (CFD-O) und einer Flächenvergrößerung im Potenzialgebiet.

Abstract

In many technical devices, and in particular electric drives, cooling is a crucial issue on the way toward increased power density. Losses caused by electrical and/or mechanical resistance have to be transferred to the ambient, and finally out of the system, in the form of heat. In this way, peak temperatures will be reduced and system profitability will increase.

This investigation considers the underlying processes inside the fluid flow fields. Those fields are very complex, in particular for real, three-dimensional flows. As a consequence, experimental studies of such processes are difficult, sometimes impossible. In the present work, numerical solutions are considered as a possible alternative, based on Computational Fluid Dynamics (CFD). CFD calculations deliver six physical values for each discretization point. However, the actual position and the relevant property of the influencing variables are unknown at the beginning of the thermal analysis. For practical technical devices, evaluating systematically all variables would be extremely time-consuming, due to the huge data quantity associated to the flow.

This work shows that relevant influencing factors regarding heat accumulation can be obtained by means of physically-based indicators, then enabling a target-oriented analysis of the processes controlling heat transfer. In this manner, the controlling processes inside the flow field as well as regions with a high potential for enhancing heat transfer can be identified. Finally, these indicators are applied to an electric alternator system to reduce the temperature thanks to CFD-based Optimization (CFD-O), using additional surface areas of optimal shape inside regions with a high potential for optimization.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	7
Symbolverzeichnis	9
1 Einführung	15
1.1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	16
1.2 Aufbau und Funktion von Kfz-Generatoren	18
1.3 Abgrenzung der Arbeit	22
1.4 Aufbau der Arbeit	25
2 Grundlagen	27
2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik	28
2.1.1 Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung)	28
2.1.2 Impulserhaltung	28
2.1.3 Thermische Energiegleichung	29
2.1.4 Thermodynamische Zustandsgleichung	30
2.2 Erster und zweiter Hauptsatz der Thermodynamik	30
2.2.1 Erster Hauptsatz: Energieerhaltung	31
2.2.2 Zweiter Hauptsatz: Energieentwertung	31
2.2.3 Schlussfolgerung	32
2.3 Grundlagen der Wärmeübertragung	33
2.3.1 Fouriersches Wärmeleitungsgesetz	34
2.3.2 Konvektive Wärmeübertragung	34
2.3.3 Dimensionslose Kennzahlen	36
2.4 Einführung in die Verweilzeitverteilung	39
2.4.1 Konzeptionelle Überlegung	39

2.4.2	Literaturstudie	40
2.4.3	Mathematische Beschreibung	40
2.4.4	Bezug zu technischen Anwendungen	42
2.5	Einführung in die Entropieproduktion	43
2.5.1	Konzeptionelle Überlegung	43
2.5.2	Literaturstudie	45
2.5.3	Mathematische Beschreibung	47
2.5.4	Bezug zu technischen Anwendungen	50
3	Numerische Modellierung	51
3.1	Berechnen des Stromfeldes	52
3.1.1	Physikalische Annahmen	52
3.1.2	Turbulenzmodelle	54
3.1.3	Räumliche Diskretisierung	56
3.2	Validierung und Verifizierung	58
3.2.1	Grundlagen der Validierung und Verifizierung	58
3.2.2	Gitter-Konvergenz-Index-(GCI-)Methode	60
3.3	Verwendete Entwicklungswerkzeuge	63
3.3.1	OPTimization Algorithm Library++ (OPAL++)	63
3.3.2	Vollmodell elektrischer Generator	64
3.3.3	Modellansatz <i>Virtual Channel</i> (V-Channel)	66
3.4	Implementieren physikalisch basierter Indikatoren	69
3.4.1	Verweilzeitverteilung	69
3.4.2	Entropie-Bilanzgleichung	70
4	Entwicklung einer allgemeingültigen Konfiguration	75
4.1	Konzeptionelle Überlegung	76
4.2	Aufbau der Konfiguration	79
4.3	Verwendung für die Entwicklung physikalisch basierter Indi- katoren	81
4.4	Numerisches Modell der Konfiguration	82
4.4.1	Geometrischer Aufbau	82

4.4.2	Verwendete Rechengitter	84
4.4.3	Definierte Randbedingungen	86
4.4.4	Erweiterte numerische Modellierung	87
4.5	Analyse von Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern	88
4.5.1	Flächenbezogene Analyse	88
4.5.2	Differenzielle Analyse	90
4.5.3	Schlussfolgerung	92
4.6	Die Nußelt-Zahl als Indikator	93
4.6.1	Code-Verifizierung	93
4.6.2	Gitterunabhängigkeitsstudie	95
4.6.3	Flächengemittelte Analyse	96
4.6.4	Bewertung als Indikator	97
5	Analyse und Bewertung mittels Verweilzeitverteilung	101
5.1	Code-Verifizierung	102
5.1.1	Gerichtete Strömungen	102
5.1.2	Ungerichtete Strömungen	106
5.2	Gitterunabhängigkeitsstudie	108
5.3	Integrale Analyse der Verweilzeitverteilung	110
5.4	Differenzielle Analyse der Verweilzeitverteilung	113
5.5	Vergleich verschiedener Gittertypen	115
5.6	Bewertung als Indikator	118
6	Analyse und Bewertung mittels Entropieproduktion	121
6.1	Code-Verifizierung	122
6.1.1	Innenströmungsvorgänge	122
6.1.2	Umströmungsvorgänge	125
6.2	Gitterunabhängigkeitsstudie	129
6.3	Integrale Analyse der Entropieproduktion	131
6.3.1	Dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Dis- sipation	132

6.3.2	Dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung	133
6.3.3	Dimensionslose Gesamtentropieproduktion	135
6.3.4	Irreversibilitätsverhältnisse	139
6.3.5	Schlussfolgerung	141
6.4	Differenzielle Analyse der Entropieproduktion	142
6.4.1	Entropieproduktion aufgrund von Dissipation	143
6.4.2	Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung	144
6.4.3	Gesamtentropieproduktion	144
6.4.4	Schlussfolgerung	145
6.5	Vergleich verschiedener Gittertypen	147
6.6	Optimierung der Konfiguration	148
6.6.1	Aufbau der Optimierung	148
6.6.2	Ergebnis der Optimierung	150
6.6.3	Rückschlüsse aus der Optimierung	152
6.7	Bewertung als Indikator	157
7	Anwendung der Indikatoren am elektrischen Generator	159
7.1	Gitterunabhängigkeitsstudie	160
7.2	Verbesserung der Wärmeübertragung	162
7.2.1	Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung	163
7.2.2	Verbesserung durch Positionsoptimierung	166
7.2.3	Verbesserung durch Flächenvergrößerung	169
7.2.4	Zusammenfassung der Verbesserungen	174
7.3	Turbulenzstudie	176
7.4	Anwendung am Vollmodell	179
7.5	Schlussfolgerung	183
8	Zusammenfassung und Ausblick	185
8.1	Zusammenfassung	186
8.2	Ausblick	189
	Literaturverzeichnis	193

<i>Inhaltsverzeichnis</i>	5
Eigene Publikationen	209
(Mit-)Betreute Masterarbeiten	211

Abkürzungsverzeichnis

ACE	<i>Air Change Efficiency</i>
AV	<i>Additional Variable</i>
BSL-RSM	<i>Baseline Reynolds-Stress Model</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
CFD-O	CFD-basierte Optimierung
CFX	<i>ANSYS CFX, Release 16.2</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
DoE	<i>Design of Experiments</i>
EGM	<i>Entropy Generation Minimization</i>
FV	Finite Volumen
GCI	<i>Grid-Convergence Index</i>
ICEM	<i>ANSYS ICEM, Release 16.2</i>
KV	Kontrollvolumen
MFR	<i>Multiple Frames of Reference</i>
NACA	<i>National Advisory Committee for Aeronautics</i>
OPAL++	<i>OPtimization Algorithm Library++</i>
POD	<i>Proper Orthogonal Decomposition</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
SAR	<i>Synchronous Active Rectifier</i>
SBX	<i>Simulated Binary Crossover</i>
SST	<i>Menter's Shear Stress Transport</i>
V-Channel	<i>Virtual Channel</i>

Symbolverzeichnis

Griechische Buchstaben

α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$
β	Öffnungswinkel	$^\circ$
β^*	SST Schließkonstante	-
δ	Geschwindigkeitsgrenschichtdicke	m
δ_T	Temperaturgrenschichtdicke	m
ε	Dissipationsrate der kinetischen Energie der Schwan- kungsbewegung	m^2/s^3
ε_a	Luftaustauscheffektivität	-
ε_h	Diskretisierungsfehler	-
ε_{it}	Iterationsfehler	-
η	Dynamische Viskosität	Pa s
η_c	Verteilungs-Index für Kreuzung	-
η_m	Verteilungs-Index für Mutation	-
η_t	Wirbelviskosität	Pa s
Γ_φ	Dynamische Diffusion der Erhaltungsgröße	$\text{kg}/\text{m s}$
λ	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W}/\text{m K}$
ν	Kinematische Viskosität	m^2/s
ω	Charakteristische Frequenz der energiedissipierenden Wirbel	$1/\text{s}$
ω_0	Drehzahl	rad/s
ϕ	Irreversibilitätsverhältnis	-
φ	Erhaltungsgröße	-

ρ	Dichte	kg/m ³
τ	Verweilzeit	s
$\bar{\tau}$	Mittlere Verweilzeit	s
τ_t	Reynoldsscher Spannungstensor	N/m ²
τ_W	Wandschubspannung	N/m ²
θ	Dimensionslose Verweilzeitverteilung	-
Θ	Dimensionslose Temperaturdifferenz	-

Variablen und Konstanten

A	Fläche	m ²
a	Temperaturleitfähigkeit	m ² /s
A_{Zyl}	Zylinderfläche	m ²
ΔA_i	Fläche des i -ten Gitterelements	m ²
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	J/kg K
c_W	Strömungswiderstandskoeffizient	-
D	Diffusionskoeffizient	m ² /s
d	Durchmesser	m
D_{eff}	Effektiver turbulenter Diffusionskoeffizient	m ² /s
d_h	Hydraulische Durchmesser	m
e_a^{21}	Approximierter relativer Fehler zwischen feinem und mittlerem Gitter	-
e_{ext}^{21}	Extrapolierter relativer Fehler zwischen feinem und mittlerem Gitter	-
$E(t)$	Verweilzeitdichtefunktion	1/s
$E(\theta)$	Dimensionslose Verweilzeitdichtefunktion	-
f_1	Diskrete Lösung aus dem feinen Gitter	-
f_2	Diskrete Lösung aus dem mittlerem Gitter	-
f_3	Diskrete Lösung aus dem grobem Gitter	-
F_S	Sicherheitsfaktor	-
F_W	Strömungswiderstandskraft	N

$F(\theta)$	Verweilzeitsummenfunktion	-
g_i	Koeffizienten der Reihenentwicklung	-
GCI_{fein}^{21}	GCI Wert für ein feines Gitter	-
\dot{H}	Enthalpie	J
h	Spezifische Enthalpie	J/kg
h_{12}	Erster Zellabstand	m
h_i	Repräsentatives Gitterelement	m
h_{max}	Maximaler Zellabstand	m
\dot{H}_{Tot}	Gesamtenthalpie	J
h_{Tot}	Spezifische Gesamtenthalpie	J/kg
k	kinetische Energie der Schwankungsbewegung	m^2/s^2
l	Charakteristisches Längenmaß	m
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
N	Anzahl Gitterelemente	-
n	Normalenrichtung	m
$N_{\dot{S}_D}$	Dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Dissipation	-
$N_{\dot{S}_{\text{Pro}}}$	Dimensionslose Gesamtentropieproduktion	-
$N_{\dot{S}_{\text{WL}}}$	Dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung	-
P	Leistung	W
p	Konvergenzordnung	-
p_A	Druck am Austritt	Pa
p_c	Wahrscheinlichkeits-Index für Kreuzung	-
p_m	Wahrscheinlichkeits-Index für Mutation	-
P_V	Leistungsverluste	W
Δp	Druckverlust	Pa
\dot{Q}	Wärmestrom	W
$\dot{\vec{q}}$	Wärmestromdichte ($\dot{\vec{q}} = (\dot{q}_x, \dot{q}_y, \dot{q}_z)^T$)	W/m^2
\dot{q}_0	Wandwärmestromdichte am Zylinder	W/m^2
\dot{q}_0^*	Dimensionslose Wandwärmestromdichte am Zylinder	-
\mathbb{R}	Individuelle Gaskonstante	J/kg K

R	Dimensionsloser Radius	-
r	Radius	m
r_{12}	Wachstumsverhältnis der Gitterelemente	-
C_{R2}	Quadratischer Widerstandskoeffizient	kg/m ⁴
\dot{S}	Entropie	J/K
s	Spezifische Entropie	J/kg K
\dot{S}_D	Entropieproduktion aufgrund von Dissipation	W/K
\dot{S}_{Pro}	Gesamtentropieproduktion	W/K
S_φ	Quellterm	-
\dot{S}_{WL}	Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung	W/K
T	Temperatur	K
t	Zeit	s
T_∞	Globale Umgebungstemperatur	K
T_0^*	Dimensionslose Wandtemperatur am Zylinder	-
T_{ref}	Bezugstemperatur	K
ΔT	Treibendes Temperaturgefälle	K
U	Geschwindigkeit der bewegten Platte	m/s
u_E	Spezifische innere Energie	J/kg
\vec{u}	Geschwindigkeit	m/s
u_0	Lokale Tangentialgeschwindigkeit	m/s
u_∞	Globale Anströmgeschwindigkeit	m/s
$u(r)$	Strömungsprofil	m/s
V	Volumen	m ³
ΔV_i	Volumen des i -ten Gitterelements	m ³
\dot{V}	Volumenstrom	m ³ /s
Y	Dimensionsloser Abstand zwischen zwei ebenen Platten	-
y^+	Dimensionsloser Wandabstand	-
Z	Kompressibilitätsfaktor	-
x, y, z	kartesische Koordinaten	m

Dimensionslose Kennzahlen

Be	Bejan-Zahl
Br	Brinkmann-Zahl
Ec	Eckert-Zahl
Nu	Nußelt-Zahl
Pr	Prandtl-Zahl
Re	Reynolds-Zahl
Sc	Schmidt-Zahl
St	Stanton-Zahl

Indizes, Sub- und Superskripte

\square_{∞}	Global dominierte Vorgänge
\square_0	Lokal dominierte Vorgänge am inneren Zylinder
\square_1	Lokal dominierte Vorgänge am äußeren Zylinder
\square_{ana}	Analytische Berechnung
\square_{num}	Numerische Berechnung
\square_{ext}	Exakter Wert
\square_{max}	Maximalwert
\square_{hexa}	Gitter mit Hexaeder-Elementen
\square_{tetra}	Gitter mit Tetraeder-Elementen
$\square_{\dot{q}}$	Bei konstanter Wandwärmestromdichte
\square_T	Bei konstanter Wandtemperatur
\square'	Schwankungsbewegung
\square	Mittlere Bewegung
\square_t	Turbulente Größe
\square'	Wert pro Länge
\square''	Wert pro Fläche
\square'''	Wert pro Volumen

Kapitel 1

Einführung

1.1	Motivation und Zielsetzung der Arbeit	16
1.2	Aufbau und Funktion von Kfz-Generatoren .	18
1.3	Abgrenzung der Arbeit	22
1.4	Aufbau der Arbeit	25

In diesem Kapitel werden Motivation und Zielsetzung dieser Arbeit beschrieben. Der Abschnitt zum elektrischen Generator umreißt dessen Aufbau, Funktion und Betriebsverhalten. Unter Berücksichtigung der thematischen Abgrenzung wird abschließend der Aufbau der Arbeit dargestellt.

1.1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Bei der Kühlung durch Luft treten in der Strömung Vorgänge auf, aus denen eine Verteilung unterschiedlich hoher Temperaturen am Bauteil resultiert. Zu diesen Vorgängen zählen beispielsweise die Wärmeleitung (s. Abschnitt 2.3.1) und die durch die Strömung induzierte konvektive Wärmeübertragung (s. Abschnitt 2.3.2). Im Fall dreidimensionaler Strömungen ist eine Beschreibung dieser Vorgänge komplex, was eine Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung für die meisten technischen Anwendungen erschwert.

Mit Blick auf eine Systembewertung bieten *Computational Fluid Dynamics* (CFD) Simulationen die Möglichkeit, Dichte-, Druck-, Geschwindigkeits- und Temperaturfelder zu berechnen. Basierend auf einem validierten und verifizierten physikalischen Modell, lässt sich eine Analyse vielseitiger und schneller durchführen als durch eine experimentelle Messung. Darüber hinaus erlaubt eine CFD Berechnung, physikalische Größen im gesamten Strömungsfeld unabhängig von der Anzahl und Lage der Messstellen zu betrachten.

Das in dieser Arbeit verwendete CFD Modell des Generators besteht aus 15 Mio Knotenpunkten. Zur mathematischen Beschreibung müssen an jedem dieser Punkte sechs unbekannte Größen berechnet werden (s. Abschnitt 2.1). Daraus ergeben sich

$$15 \text{ Mio Knotenpunkte} \times 6 \text{ Unbekannte} = 90 \text{ Mio Variablen} \quad (1.1)$$

die für eine Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung zur Verfügung stehen. Dabei ist im Vorfeld meist nicht bekannt, welche der Variablen Einfluss auf die Wärmeübertragung nimmt und wie groß dieser Einfluss ist. Um dies zu untersuchen, können bei der Auswertung (engl. *post-processing*) Variablen auf verschiedenen Schnittebenen betrachtet werden. Eine darauf basierende Bewertung der Vorgänge in der Strömung ist jedoch meist aufwendig, wie Abbildung 1.1 beispielhaft für einen elektrischen Generator zeigt. Aufgrund der Dreidimensionalität der Strömung ergibt sich für jede

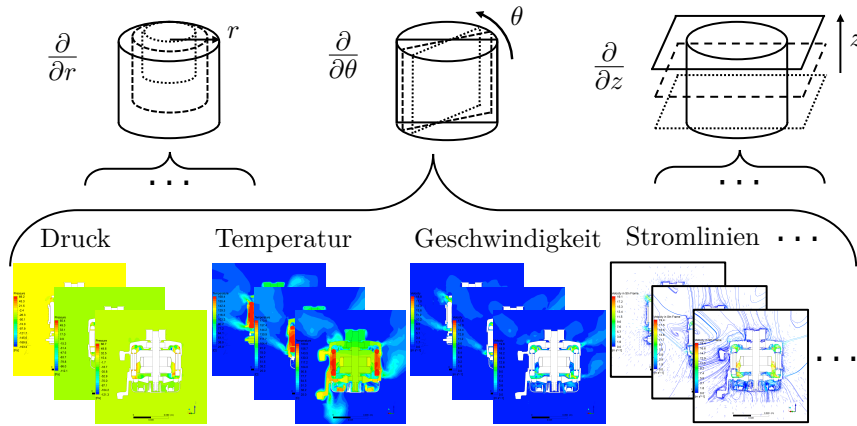


Abbildung 1.1: Datenmenge aus einer Simulation am Beispiel der Zylinderkoordinate θ für unterschiedliche physikalische Größen auf Kontur- und Stromlinienplots

Koordinatenachse eine Vielzahl an Schnittebenen, sodass

$$3 \text{ Achsen} \times \sum \text{Auswerteflächen} \times X \text{ Größen} = Y \text{ Möglichkeiten} \quad (1.2)$$

für die Analyse der lokalen Verteilung einzelner physikalischer Größen vorliegen. Für dreidimensionale Strömungen ist ein derartiges Verfahren somit meist sehr zeitintensiv und nicht effizient. Zudem kann eine Auswertung von Kontur- oder Stromlinienplots zu gegensätzlichen Aussagen führen. Ein (Geschwindigkeits-)Vektor kann beispielsweise auf einer Schnittfläche die Erklärung für die entsprechende Fragestellung liefern, er kann aber auf einer leicht versetzten Schnittfläche bereits die entgegengesetzte Richtung haben, da die eigentliche Ursache an einer anderen Stelle im Strömungsfeld liegt. Die Bestimmung von Gebieten mit einem großen Potenzial zur Verbesserung der Wärmeübertragung (im Folgenden als *Potenzialgebiet* bezeichnet) ist aus einer Betrachtung leicht versetzter Schnittebenen schwierig.

Erst eine Reduzierung der Datenmenge auf die Zielfunktionen (z. B. die Bauteiltemperatur) ermöglicht eine Systembewertung in einem vertretbaren

Zeitintervall. Diese Bewertung zeigt zwar die (kritischen) Stellen erhöhter Temperaturen, liefert jedoch keinen Hinweis auf deren Ursache. Da meist kein Verfahren zur Berücksichtigung der dafür notwendigen Informationen aus dem Strömungsfeld vorliegt, ist der Ingenieur auf seine Erfahrung angewiesen, wenn es gilt, entsprechende Maßnahmen zur Verbesserung der Wärmeübertragung zu finden.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung physikalisch basierter Indikatoren, um zu einer gezielten Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung im fluiden Strömungsfeld zu gelangen. Neben der Berücksichtigung einer größtmöglichen Informationsmenge (Gleichung 1.1) wird zugleich die Anzahl der Analysemöglichkeiten (Gleichung 1.2) minimiert. Als Ergebnis werden Potenzialgebiete sichtbar und die Wärmeübertragung durch beispielsweise eine CFD-basierte Optimierung (CFD-O) [TJ08] gezielt verbessert.

1.2 Aufbau und Funktion von Kfz-Generatoren

In diesem Abschnitt werden Aufbau, Funktionsweise und Betriebsverhalten von Generatoren entsprechend [RD11] vorgestellt. Abbildung 1.2 zeigt eine Generator-Explosionszeichnung mit *Synchronous Active Rectifier* (SAR)-Gleichrichtung. Darin wird ein konventioneller Diodengleichrichter durch

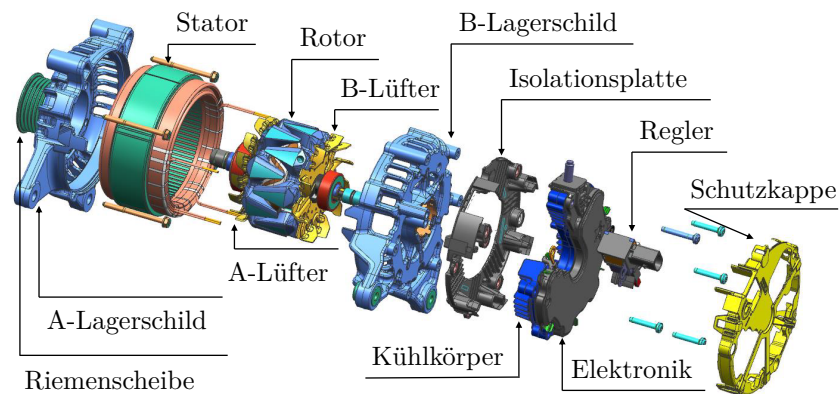


Abbildung 1.2: Explosionszeichnung eines SAR-Generators

einen modernen Transistor ersetzt. Dies verringert die Verlustleistung und der Wirkungsgrad nimmt zu. Über den Riementrieb erfolgt die Krafteinleitung vom Motor an den Generator. Infolgedessen werden der Rotor und die beiden darauf befestigten Lüfter in eine Drehbewegung versetzt. Aus der Batterie erfolgt durch den Regler die Zuführung eines Erregerstroms, durch den sich im Rotor aufgrund der darin befindlichen Magnetpole ein magnetisches Feld ausbildet. Die Magnetpole werden in Nord- und Südpol unterschieden und liegen jeweils versetzt zueinander. Durch ihre Drehbewegung wird in der Leiterschleife eine Spannung induziert, woraus bei einem geschlossenen Stromkreis ein sinusförmiger Wechselstrom entsteht (elektromagnetische Induktion). Der im minimalen Abstand dazu befindliche Stator leitet diesen Strom zur (Gleichrichter-)Elektronik, die den Wechselstrom in Gleichstrom umwandelt. Im weiteren Betrieb ist eine Fremderregung durch die Batterie nicht mehr notwendig, da ein geringer Anteil des erzeugten Stroms abgezweigt und dem Rotor zugeführt wird.

Der Aufbau der SAR-Elektronik ist in Abbildung 1.3 dargestellt. In der vor-

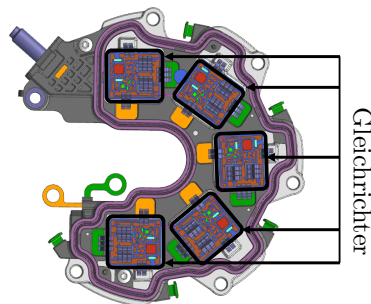


Abbildung 1.3: SAR-Elektronik mit 5 Transistoren für die Gleichrichtung von Wechselstrom in Gleichstrom

liegenden Untersuchung sind der elektronische Aufbau und die Funktion von keinem weiteren Interesse. Zu beachten ist, dass an den fünf Gleichrichtern bei der Umwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom Leistungsverluste in

Form von

$$P_V = R_{\text{el}} I^2, \quad (1.3)$$

auftreten. Dabei beschreibt P_V die Leistungsverluste am Bauteil, die nachfolgend als Wärmestrom \dot{Q}_W modelliert werden. I kennzeichnet den zugeführten Strom. R_{el} steht für den elektrischen Widerstand des Bauteils und ist als Stoffgröße neben dem Material von der Temperatur abhängig. Damit die sensible Elektronik nicht beschädigt wird, soll die Energie in Form von Wärme möglichst gleichmäßig verteilt und über den Kühlkörper an die Umgebung abgegeben werden. Am Ende der Arbeit wird die Strömung um einen vorgegebenen SAR-Kühlkörper mit Hilfe der untersuchten Indikatoren analysiert und anschließend die Wärmeübertragung intensiviert.

Das Betriebsverhalten des Generators ist durch den in Abbildung 1.4 dargestellten Verlauf des Volumen- und Generatorstroms gekennzeichnet. In

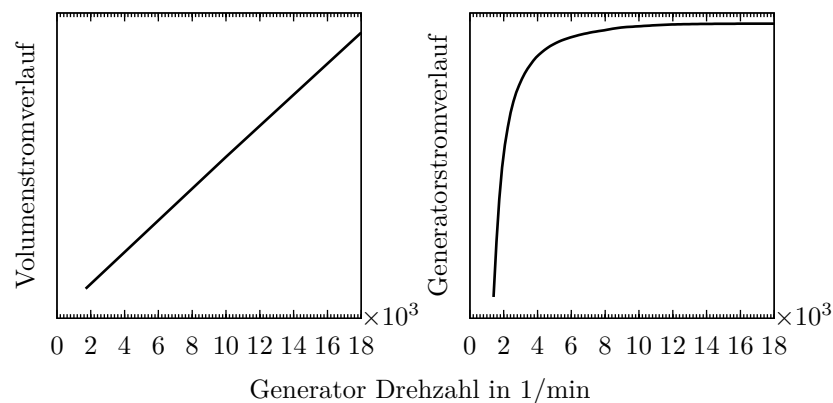


Abbildung 1.4: Typischer Verlauf des Volumen- (links) und Generatorstroms (rechts) für einen elektrischen Generator

fast allen Anwendungen erfolgt die Wärmeübertragung ausschließlich durch Luftzuführung. Im Vergleich zu Wasser weist Luft als Kühlmedium zwar ungünstigere Stoffeigenschaften auf, zeichnet sich jedoch in der Regel durch

geringe Kosten und eine geringere Ausfallwahrscheinlichkeit aus. Die in Abbildung 1.2 dargestellten Lüfter erzeugen durch die Rotation eine Druckdifferenz, wodurch die Luft vom Motorraum in den Generator angesaugt wird. Dabei zeigt der Volumenstrom ein lineares Verhalten bezogen auf die Drehzahl des Generators. Die lokalen Strömungsvorgänge im Generator sind jedoch aufgrund der eng beieinander liegenden Bauteile weitaus schwieriger zu beschreiben. Je nach Betrachtungsweise treten am Bauteil Innen- oder Umströmungsvorgänge auf, die meist nicht eindeutig charakterisiert werden können, sodass eine Mischform aus beiden vorliegt. Im rechten Bild von Abbildung 1.4 ist zu sehen, dass der Generatorstrom zu Beginn stark ansteigt und sich asymptotisch einem Maximalwert nähert.

Daraus ergibt sich das Verhalten der Leistungsverluste in Abbildung 1.5. Bei einer geringen Drehzahl von 2000 1/min bis 3000 1/min erreichen die

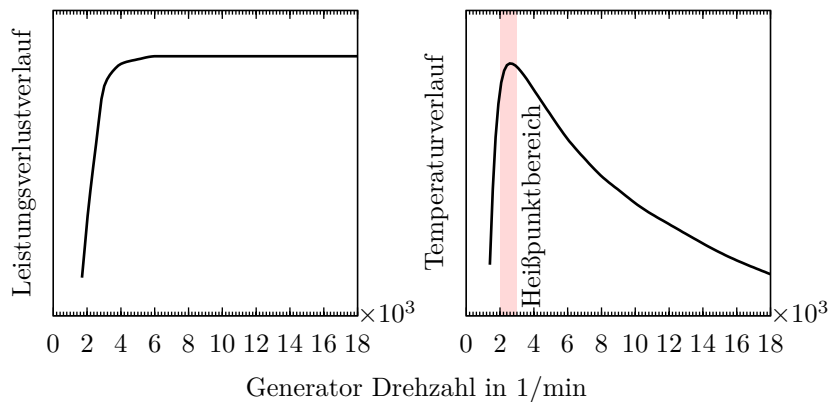


Abbildung 1.5: Typischer Verlauf der Leistungsverluste (links) und der Bauteiltemperatur elektrischer Komponenten (rechts)

Leistungsverluste bereits annähernd den Maximalwert. Bei zusätzlicher Betrachtung des Volumenstroms ergibt sich dann der Temperaturverlauf für elektrische Komponenten im rechten Bild von Abbildung 1.5. Im Heißpunktbereich ist der Volumenstrom noch gering, während die Leistungsverluste

bereits einen hohen Wert erreichen. Dieser Bereich ist für elektrische Bauteile besonders kritisch und wird in Kapitel 7 für die Anwendung neuer Indikatoren gewählt.

Eine Lösung zur Reduzierung der maximalen Bauteiltemperatur könnte eine Erhöhung des Volumenstroms durch größere Lüfterschaufeln sein. Dies würde die Wärmeübertragung intensivieren und damit die Temperatur reduzieren. Jedoch erhöht sich damit auch der Geräuschpegel des Generators, der ebenfalls ein Kriterium darstellt. Hier zeigen sich zwei gegensätzliche Ziele: Unter dem Aspekt der Akustik gilt es, den Volumenstrom zu minimieren, hingegen ist für die Kühlung ein möglichst hoher Volumenstrom von Vorteil. Später wird sich zeigen, dass es einen Indikator gibt, der diesen Aspekt in einer Größe berücksichtigt.

1.3 Abgrenzung der Arbeit

Mit dem Anstieg der Rechenleistung sind auch die Anwendungsmöglichkeiten einer CFD-O gewachsen. Auf der Basis von Designparametern kann das System hinsichtlich einer oder mehrerer Zielfunktionen bis hin zum bestmöglichen Design verbessert werden. Eine Übersicht über die theoretischen Grundlagen der Optimierung in Verbindung mit Anwendungsbeispielen aus der Praxis lässt sich beispielsweise in Thévenin und Janiga [TJ08] finden. Seit Veröffentlichung des Buches wurden Optimierungen von Wärmeüberträgern [Hil+06; DJT14], medizinischen Strömungen [Jan+15] sowie weiteren industriellen Anwendungen [Dar16; MDT17] durchgeführt. Analyse- und Bewertungskriterien sind bei einer vollautomatischen Optimierung nicht notwendig, da die Optimierung quasi „von selbst“ das beste Design findet, ohne ein Verständnis über die Vorgänge im Feld zu haben. Jedoch zeigen Thévenin und Janiga [TJ08], dass eine CFD-O stark von dem benötigten Zeitintervall zur Durchführung einer Einzelsimulation abhängt. Im Fall des Generators überschreitet bereits die reine Berechnungszeit die empfohlene Grenze von wenigen Stunden pro Simulation. Die Parametrisierung von Form und Lage einzelner Bauteile wäre zusätzlich sehr zeitaufwendig und

aus diesem Grund nicht sinnvoll.

Auf der Basis einer Analyse und Bewertung der Vorgänge mittels physikalisch basierten Indikatoren soll das Gebiet für Designänderungen mit Hilfe von Potenzialgebieten eingeschränkt werden. Damit verringert sich der zeitliche Aufwand für eine Optimierung, da neben den Designparametern auch das zu untersuchende Gebiet eingegrenzt wird. Im Ergebnis reduziert sich der numerische Aufwand und ermöglicht somit die Anwendung von CFD-O für industrielle Fragestellungen. In dieser Arbeit werden die Verweilzeitverteilung (Kapitel 5) und die Entropieproduktion (Kapitel 6) als mögliche Indikatoren untersucht. Eine Internetrecherche mit Hilfe der Suchmaschine Scopus [Sco] gibt einen ersten Überblick über die Forschungsaktivitäten auf diesen Gebieten.

Abbildung 1.6 zeigt den Anstieg an Publikationen der letzten Jahre mit dem Schlagwort „*Residence Time Distribution*“ bzw. „*Entropy Generation*“. Für

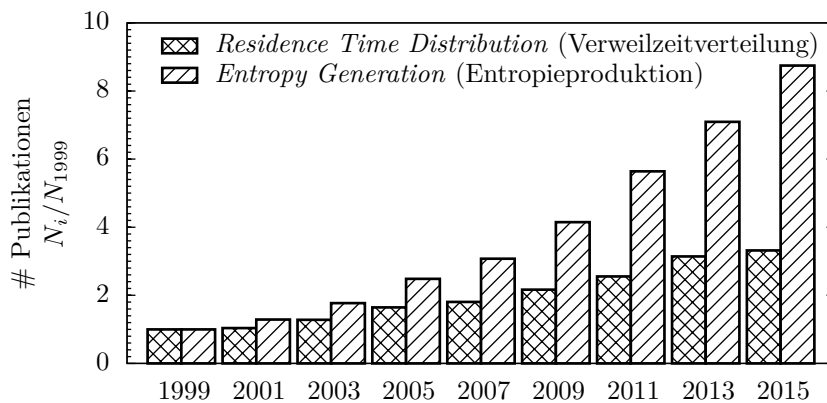


Abbildung 1.6: Anstieg gefundener Publikationen für „*Residence Time Distribution*“ und „*Entropy Generation*“ mit der Suchmaschine Scopus [Sco]

jedes Jahr wird die Anzahl an Publikationen ins Verhältnis zu der Anzahl aus dem Jahr 1999 gesetzt. Im Jahr 2015 haben sich die Beiträge zum Thema Verweilzeitverteilung mehr als verdreifacht, und das Schlagwort Entropie-

produktion erscheint inzwischen mehr als acht Mal so oft. Beide Begriffe werden dabei ohne Berücksichtigung der Wärmeübertragung erfasst. Führt man den Suchbefehl erneut in Verbindung mit der Wärmeübertragung (z. B. „Residence Time Distribution AND Heat Transfer“) durch, kann für die Verweilzeitverteilung aufgrund der geringen Anzahl an Veröffentlichungen keine Aussage mehr getroffen werden. Jedoch haben sich bei der Entropieproduktion die Beiträge im Jahr 2015 mehr als verzehnfacht. Insgesamt lässt sich Abbildung 1.6 somit entnehmen, dass die Forschungstätigkeiten zu den beiden Größen stark zugenommen hat. Ein Grund hierfür könnte sein, dass beide im Vergleich zum Experiment numerisch einfacher zu bestimmen sind. Zudem ermöglicht die numerische Simulation die Größen im gesamten Strömungsfeld und nicht nur an den einzelnen Messstellen zu analysieren. Dieser Vorteil wird durch die Zunahme der Rechenleistung und den damit feiner aufgelösten Rechengittern verstärkt.

Wie in Abbildung 1.7 dargestellt, ermöglicht die numerische Simulation die Betrachtung verschiedener Variablen φ als integrale oder differenzielle Größen. Bei der integralen Betrachtung erfolgt die Berechnung einer Variablen

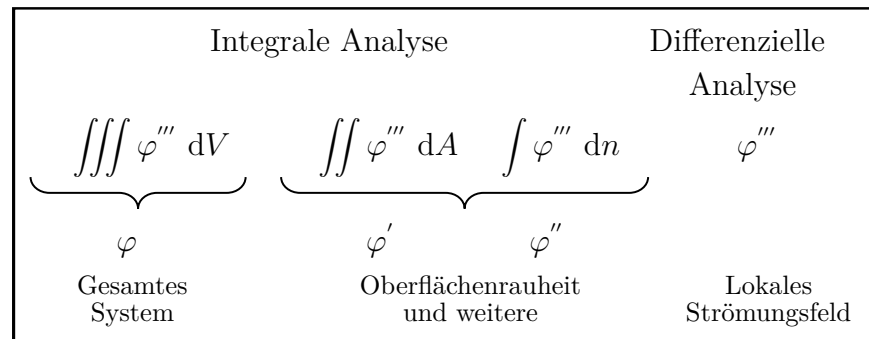


Abbildung 1.7: Hierarchieebene für die Analyse der Wärmeübertragung mit Hilfe verschiedener (skalarer) Indikatoren

über eine definierte Grenze (z. B. ein- oder austretender Volumenstrom oder die gemittelte Temperatur eines Bauteils). Daraus ergibt sich im Allgemeinen eine geringere Datenmenge, die beim *post-processing* einfacher zu verarbei-

ten ist. Jedoch ergibt sich aus dieser Methodik nur eine eingeschränkte Information über die Vorgänge der Wärmeübertragung. Die differenzielle Analyse wiederum ermöglicht einen tiefen Einblick in die zugrundeliegenden Vorgänge. Das führt zwar zur Bestimmung der Ursache, hat aber eine große Datenmenge zur Folge (s. Gleichung 1.1). Es gibt verschiedene Ansätze zur Reduzierung der Datenmenge auf die wesentlichen Informationen in der Strömung, zum Beispiel das *Proper Orthogonal Decomposition* (POD)-Verfahren [Pea01].

In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Reduzierung der Informationen über die Einflüsse auf die Wärmeübertragung anhand der Verweilzeitverteilung (s. Kapitel 5) und Entropieproduktion (s. Kapitel 6). Diese werden sowohl auf ihre integrale als auch auf ihre differenzielle Aussagefähigkeit untersucht. Die Anwendung am Beispiel des elektrischen Generators erfolgt abschließend anhand der differenziellen Analyse der Entropieproduktion.

1.4 Aufbau der Arbeit

Basierend auf den Grundlagen der Strömungsmechanik, Thermodynamik und Wärmeübertragung in **Kapitel 2** erfolgt eine Einteilung der Arbeit nach Abbildung 1.8. **Kapitel 3** stellt die Grundlagen der numerischen Modellierung für diese Arbeit vor. Ebenso erfolgt eine Beschreibung der Entwicklungswerkzeuge zur numerischen Berechnung des elektrischen Generators. Für eine wissenschaftlich basierte Untersuchung möglicher Indikatoren wird in **Kapitel 4** eine allgemeingültige Konfiguration eingeführt, mit deren Hilfe die integrale und differenzielle Analysefähigkeit verschiedener Indikatoren zur Bewertung der Wärmeübertragung untersucht wird. Auf der Basis der Konfiguration werden Untersuchungen zur Verweilzeitverteilung in **Kapitel 5** und zur Entropieproduktion in **Kapitel 6** durchgeführt. Die allgemeingültigen Ergebnisse werden anschließend in **Kapitel 7** erstmalig am Beispiel eines Generatorkühlkörpers appliziert. Dabei erfolgt eine Verbesserung mittels

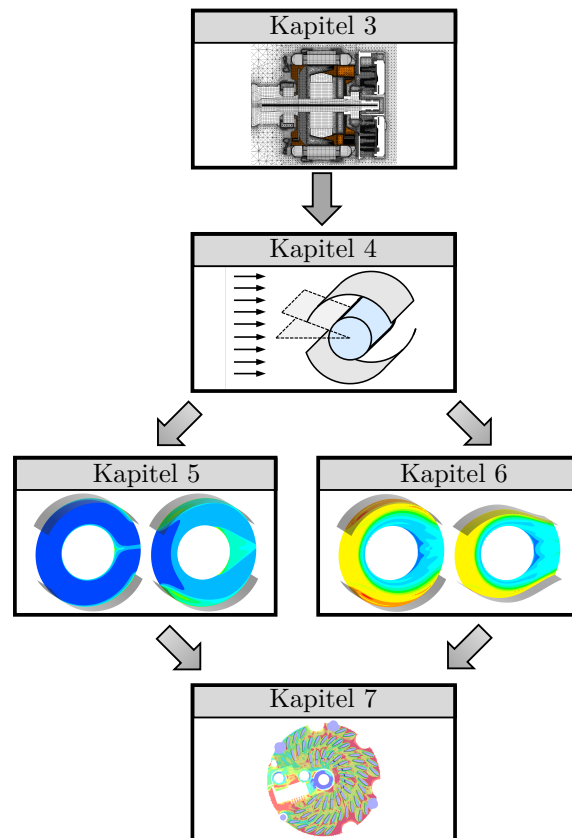


Abbildung 1.8: Aufbau und Vorgehen der Arbeit

Positionsoptimierung im eingeschränkten Parameter-Raum und eine weitere durch das gezielte Einbringen zusätzlicher Kühlfläche. **Kapitel 8** fasst die Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Forschungstätigkeiten auf diesem Gebiet.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1	Grundgleichungen der Strömungsmechanik . .	28
2.2	Erster und zweiter Hauptsatz der Thermodynamik	30
2.3	Grundlagen der Wärmeübertragung	33
2.4	Einführung in die Verweilzeitverteilung	39
2.5	Einführung in die Entropieproduktion	43

Dieses Kapitel beinhaltet die mathematische Beschreibung der Grundgleichungen aus den Bereichen Strömungsmechanik, Thermodynamik und Wärmeübertragung. Anschließend erfolgt eine Einführung der untersuchten Indikatoren Verweilzeitverteilung und Entropieproduktion unter Berücksichtigung der Zielsetzung der Arbeit aus Kapitel 1. Zusätzlich wird jeweils eine Literaturstudie sowie die daraus entnommene mathematische Beschreibung ausgeführt.

2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

In diesem Abschnitt werden die Grundgleichungen der Strömungsmechanik, ausgehend von der Integraldarstellung

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \varphi''' dV + \int_A \rho \varphi''' \vec{u} \vec{n} dA = \int_A \Gamma_\varphi (\nabla \varphi''') \vec{n} dA + \int_V S_\varphi dV \quad (2.1)$$

für den Transport einer Größe φ''' , aufgeführt. Dabei beschreibt ρ die Dichte, φ''' die jeweilige Erhaltungsgröße, \vec{u} die Geschwindigkeit, \vec{n} den Normalenvektor, Γ_φ die dynamische Diffusion der Erhaltungsgröße und S_φ die Quellen und Senken. Eine ausführliche Herleitung der nachfolgenden Gleichungen erfolgt in Bird, Steward und Lightfoot [BSL02].

2.1.1 Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung)

Setzt man $\varphi''' = 1$ in Gleichung 2.1 ein, ergibt sich in einem quell- und senkenfreien Feld die Erhaltungsgleichung für Masse (Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV + \int_A \rho \vec{u} \vec{n} dA = 0 \quad (2.2)$$

Dabei tritt die zeitliche Änderung der Masse Δm im ortsfesten und unveränderlichen Kontrollvolumen (KV) ΔV durch die Differenzen der ein- und ausströmenden Massen an der Kontrollvolumenfläche dA auf [HS15].

2.1.2 Impulserhaltung

Die Impulserhaltung liegt dem zweiten newtonschen Axiom Kraft = Masse \times Beschleunigung zugrunde. Für $\varphi''' = \vec{u}$ gilt dann

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{u} dV + \int_A \rho \vec{u} \vec{u} \vec{n} dA = \int_A \vec{T} \vec{n} dA + \int_V \rho \vec{b} dV \quad (2.3)$$

Dabei beschreiben die beiden Terme auf der rechten Seite die Summe der auf das KV wirkenden Oberflächen- und Volumenkräfte. In dieser Arbeit wird zur Beschreibung der Oberflächenkräfte ein newtonsches Fluidverhalten angenommen. Damit und unter Berücksichtigung des Einheitsvektors \vec{I} , der dynamischen Viskosität η und des statischen Drucks p lässt sich der Spannungstensor \vec{T} wie folgt beschreiben

$$\vec{T} = - \left(p + \frac{2}{3} \eta \nabla \vec{u} \right) \vec{I} + \eta \left[\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T \right] \quad (2.4)$$

Volumenkräfte können beispielsweise Gravitation, Zentrifugal- oder Corioliskräfte sein, die allerdings in dieser Arbeit nicht berücksichtigt werden.

2.1.3 Thermische Energiegleichung

Setzt man $\varphi''' = h_{\text{Tot}}$ mit der spezifischen Gesamtenthalpie

$$h_{\text{Tot}} = u_E + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} \vec{u}^2 \quad (2.5)$$

in Gleichung 2.1 ein, ergibt sich die thermische Energiegleichung mit

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho h_{\text{Tot}} dV + \int_A \rho h_{\text{Tot}} \vec{u} \vec{n} dA = \int_A \lambda_{\text{Fluid}} \nabla T \vec{n} dA + \\ \int_V \nabla \left[\vec{u} \eta \left(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T - \frac{2}{3} \nabla \vec{u} \vec{I} \right) \right] dV \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dabei ist u_E die spezifische innere Energie und λ_{Fluid} die Wärmeleitfähigkeit des Fluids. Der erste Term auf der rechten Seite charakterisiert den diffusiven Transport und wird in dieser Arbeit mittels dem Fourierschen Wärmeleitungsgesetz (s. Gleichung 2.13) beschrieben. Der Energietransport durch Strahlung wird in dieser Arbeit nicht berücksichtigt. Der zweite Term auf der rechten Seite beschreibt den viskosen Arbeitsterm [ANS15b]. In Kapitel 4 treten bei Untersuchungen mit der allgemeingültigen Konfiguration hohe Re-Zahlen auf, was eine Betrachtung der viskosen Scherspannungen

erforderlich macht. Zudem wird beim Vollmodell des elektrischen Generators für die Berechnung in mehreren Bezugssystemen der Arbeitsterm benötigt, um an der Schnittfläche Inkonsistenzen mit der *Multiple Frames of Reference* (MFR) Implementierung zu vermeiden [ANS15b].

2.1.4 Thermodynamische Zustandsgleichung

Um die sechs unbekanntenen Größen (u_x , u_y , u_z , ρ , p und T) zu lösen, wird in dieser Arbeit die thermodynamische Zustandsgleichung für ideale Gase mit

$$p = \rho \mathbb{R} T \quad (2.7)$$

unter Berücksichtigung der individuellen Gaskonstanten \mathbb{R} für Luft betrachtet. Da in den nachfolgenden Studien stets ein konstanter Umgebungsdruck von $p_\infty = 1$ bar und eine Umgebungstemperatur von $T_\infty = 300$ K definiert ist, gilt für den Kompressibilitätsfaktor nach [VDI05] der Wert $Z = 1,0$. Somit ist Gleichung 2.7 für die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen hinreichend genau. Damit ergeben sich sechs Gleichungen zur mathematischen Beschreibung der Strömungsvorgänge.

2.2 Erster und zweiter Hauptsatz der Thermodynamik

In diesem Abschnitt werden die ersten beiden Hauptsätze der Thermodynamik aufgeführt. Wie bereits im vorangegangenen Abschnitt werden hier nur die für diese Arbeit wesentlichen Punkte beschrieben. Für eine darüber hinausgehende Betrachtung sei an dieser Stelle auf Baehr [Bae02] verwiesen.

2.2.1 Erster Hauptsatz: Energieerhaltung

Für ein offenes System lautet der erste Hauptsatz der Thermodynamik

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \dot{Q} + P + \sum_{\text{Ein}} \dot{m} \left(h_{\text{Tot}} + \frac{1}{2} u^2 + gz \right) - \sum_{\text{Aus}} \dot{m} \left(h_{\text{Tot}} + \frac{1}{2} u^2 + gz \right) \quad (2.8)$$

mit dem zu- oder abgeführten Wärmestrom \dot{Q} , der Leistung P sowie den an den Massenstrom \dot{m} angehefteten Zustandsgrößen Totalenthalpie, kinetische Energie und potenzielle Energie.

Damit beschreibt der erste Hauptsatz die Umverteilung der Energieanteile innerhalb eines Systems über die Systemgrenze für ein betrachtetes Zeitintervall t bei Erhaltung der Gesamtenergie E . Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie wurden bereits im vorherigen Abschnitt eingeführt. Aus Gleichung 2.8 lässt sich jedoch kein energetischer Unterschied zwischen dem Wärmestrom und der Leistung feststellen. Dieser liegt jedoch vor, wie die Betrachtung des zweiten Hauptsatzes zeigen wird.

2.2.2 Zweiter Hauptsatz: Energieentwertung

Wärme und Arbeit sind beides Prozessgrößen, durch die ein Energietransport in oder aus dem System stattfinden kann. Für eine reversible Wärmeübertragung gilt die Beziehung

$$\delta_{\text{Rev}} \dot{Q} = T \, d_{\text{Tran}} \dot{S} \quad (2.9)$$

mit der extensiven Zustandsgröße Entropie \dot{S} und der Temperatur an der Systemgrenze. Dieser Idealfall einer rein reversiblen Wärmeübertragung kann jedoch in der Realität nicht erreicht werden, da Wärme diejenige Form des Energietransports darstellt, die allein aufgrund einer Temperaturdifferenz zwischen zwei Systemen die gemeinsame Systemgrenze überschreitet [Koc03].

Bei einer realen, irreversiblen Wärmeübertragung gilt dann für die Entropieänderung pro Zeit der Zusammenhang

$$d_{\text{Irr}}\dot{S} = d_{\text{Tran}}\dot{S} + d_{\text{Pro}}\dot{S} \quad (2.10)$$

Im Gegensatz zur Arbeit ist ein Wärmetransport somit immer mit einer Entropieänderung verbunden, was auf den fundamentalen Unterschied zwischen Arbeit (kein Entropietransport) und Wärme (mit Entropietransport) führt. Ein System kann somit anhand der Entropie beschrieben werden, deren Wert sich aufgrund eines Wärme- und/oder Stofftransports ($d_{\text{Tran}}\dot{S}$) sowie durch irreversible Vorgänge im Inneren des Systems ($d_{\text{Pro}}\dot{S}$) verändern kann. Letzteres wird als Entropieproduktion bezeichnet und soll in dieser Arbeit zur quantitativen Charakterisierung der Güte der Wärmeübertragung angewendet werden. Diese Bewertung erfolgt dann im Vergleich zu dem zuvor eingeführten idealisierten (reversiblen) Prozess aus Gleichung 2.9, bei dem die Entropie konstant bleibt [Her00]. Für ein offenes System gilt schließlich

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \sum_{\text{Grenze}} \frac{\dot{Q}}{T} + \sum_{\text{Ein}} \dot{m}s - \sum_{\text{Aus}} \dot{m}s + \dot{S}_{\text{Pro}} \quad (2.11)$$

Anhand der Entropieproduktion \dot{S}_{Pro} wird die im System auftretende Irreversibilität bestimmt. Diese begründet die Unumkehrbarkeit eines Vorgangs und stellt somit die grundlegende Aussage des zweiten Hauptsatzes dar. Der zweite Hauptsatz beschreibt damit die Richtung, in welche die vom ersten Hauptsatz postulierte Energieumwandlung abläuft.

2.2.3 Schlussfolgerung

In nahezu allen technischen Anwendungen, in denen Wärmeübertragung eine Rolle spielt, liegt der Fokus auf der Zustandsgröße Temperatur. Diese zeigt für ein offenes System durch

$$T = \left(\frac{\partial \dot{S}}{\partial \dot{H}} \right)_p^{-1} \quad (2.12)$$

dass die Betrachtung beider Hauptsätze für eine physikalisch basierte Analyse notwendig ist. Die Temperatur ist das Ergebnis der Umverteilungsvorgänge der Energie in einem System (1. HS), die in der Natur immer nur in die gleiche Richtung ablaufen können (2. HS). Sie ist damit das Ergebnis der in dieser Arbeit untersuchten Vorgänge der Wärmeübertragung. Wie später in Abschnitt 2.5 gezeigt wird, bietet die (Gesamt-)Entropieproduktion \dot{S}_{Pro} Möglichkeiten, verschiedene Arten an Vorgängen (dissipativ, konduktiv) getrennt oder gemeinsam zu analysieren. Daraus entstehen Bewertungskriterien, die über eine Betrachtung des ersten Hauptsatzes hinausgehen.

2.3 Grundlagen der Wärmeübertragung

Wärmeübertragung bezeichnet den Vorgang, wenn einem System aufgrund einer Temperaturdifferenz Energie zu- oder abgeführt wird. Dies kann auf der Basis der Wärmeleitung und Wärmestrahlung erfolgen [VDI05]. Bei der Wärmeleitung wird zwischen einem rein diffusiven Anteil (im Festkörper oder ruhenden Medien) und strömenden Fluiden unterschieden [BW15]. Die Berechnung des massegebundenen Transports der Energie in Form von Wärme wird als konvektive Wärmeübertragung [PK09; HM09] bezeichnet.

Vorliegend ist die Strahlung nicht Gegenstand der Betrachtung, was zu einer Verringerung der im Folgenden ausgeführten Grundgleichungen und dimensionslosen Kennzahlen führt. Eine ausführliche Beschreibung der Transportmechanismen mit empirischen Gleichungen für einfache Geometrien lassen sich beispielsweise im VDI-Wärmeatlas [VDI05] oder in Bejan [BK03] finden. Gängige Ansätze zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung basieren zumeist auf dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik, ohne einer erweiterten Betrachtung durch den zweiten Hauptsatz. Aus diesem Grund stellen die nachfolgenden Gleichungen die Grundlage dieser Arbeit dar und werden im späteren Verlauf durch zusätzliche Indikatoren erweitert.

2.3.1 Fouriersches Wärmeleitungsgesetz

Von Fourier¹ stammt das Gesetz

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T \quad (2.13)$$

Es beschreibt den Zusammenhang zwischen dem Temperaturgradienten ∇T und der daraus resultierenden, entgegengerichteten Wärmestromdichte \vec{q} in einem wärmeleitenden Medium bei stationärer Betrachtung. Die Stoffeigenschaft λ ist die Wärmeleitfähigkeit eines Festkörpers oder Fluids und wird in dieser Arbeit als richtungsunabhängig angenommen. Ebenfalls wird der Größe keine Temperaturabhängigkeit unterstellt.

2.3.2 Konvektive Wärmeübertragung

Steht ein Körper mit einem umgebenden (bewegten) Fluid in Kontakt, wird in diesem Zusammenhang von einer konvektiven Wärmeübertragung gesprochen. Dies verdeutlicht das Beispiel der längs angeströmten ebenen Platte in Abbildung 2.1. Da die Wärmeübertragung in diesem Fall an der Wand

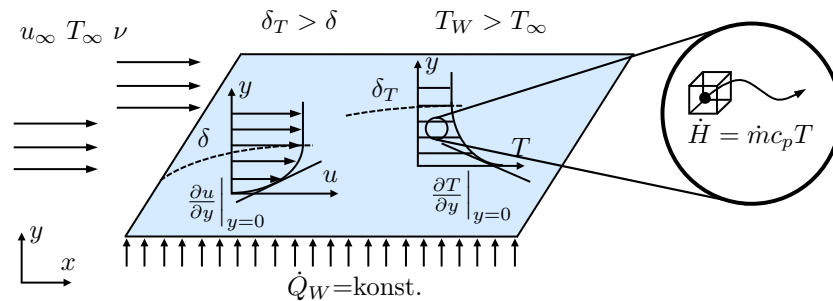


Abbildung 2.1: Vorgänge der Wärmeübertragung am Beispiel der längs angeströmten ebenen Platte

(Index W steht für Wand) stattfindet, kommt es aufgrund der Haftbedin-

¹Jean Baptiste Joseph Fourier, frz. Physiker und Mathematiker (*21.3.1768; † 16.5.1830)

gung an einer ruhenden Wand $(\partial u/\partial y)|_{y=0} = 0$ zu einer eindimensionalen Wärmeleitung in Normalenrichtung, mit

$$\dot{q}_W = -\lambda_{\text{Fluid}} \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.14)$$

Für einen Wandabstand von $y > 0$ gilt diese Bedingung nicht mehr, da dann die von links ankommende Strömung Einfluss auf die Wärmeübertragung nimmt. Für den in Abbildung 2.1 dargestellten Fall und die Annahme eines idealen Gases gilt dann die Beziehung

$$\dot{H} = \dot{m} c_p T \quad (2.15)$$

Der Abtransport der an den Massenstrom \dot{m} gebundenen, spezifischen Enthalpie $h = c_p T$ hat zur Folge, dass sich die Ausbildung der thermischen Grenzschicht und damit der Temperaturgradient $\left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y>0}$ verändert. Um dieses Verhalten zu beschreiben, wird Gleichung

$$\dot{q}_W = \alpha (T_W - T_\infty) \quad (2.16)$$

mit der Umgebungstemperatur T_∞ und dem Wärmeübergangskoeffizienten α verwendet.

Die wesentlichen Unterschiede zu Gleichung 2.13 sind zum einen, dass die Wärmestromdichte in diesem Fall keine vektorielle, sondern eine skalare Größe darstellt. Dies lässt sich damit begründen, dass die Richtung der Wandwärmestromdichte in Normalenrichtung zur Wand zeigt.

Zum anderen ist der Wärmeübergangskoeffizient α im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit λ keine Stoffgröße. Vielmehr werden darin alle auftretenden äußeren Einflüsse auf die Ausbildung der thermischen Grenzschicht zusammengefasst, womit diese Größe als Strömungsgröße charakterisiert werden kann. Der Wärmeübergangskoeffizient kann als Maß für die Qualität der Wärmeübertragung bezeichnet werden [HM09]. Aus Gleichung 2.16 wird ersichtlich, dass mit Hilfe von α quantifiziert werden kann, welche Wär-

mestromdichte bei einer bestimmten Temperaturdifferenz erreicht werden kann [HW12]. Je nach Strömungsform nehmen verschiedene Parameter einen unterschiedlich starken Einfluss auf den α Wert. Eine Diskussion zum Wärmeübergangskoeffizienten und zu den Einflussparametern lässt sich beispielsweise in Herwig [Her97] finden.

Aus Gleichung 2.16 ist ersichtlich, dass diese Größe und somit die Güte der Wärmeübertragung nur an der Wand berechnet werden kann. Wie bei der Temperatur ist die Bestimmung der Ursachen für eine günstige oder ungünstige Wärmeübertragung nicht möglich, da die unterschiedlichen Einflussgrößen aus dem Strömungsfeld nicht getrennt, sondern in einer Größe zusammengefasst angegeben werden. Eine ausführliche Bewertung der Nußelt-Zahl als Indikator, die den Wärmeübergangskoeffizienten mitberücksichtigt, erfolgt in Abschnitt 4.6.

2.3.3 Dimensionslose Kennzahlen

Auf der Basis dimensionsloser Kennzahlen kann eine Bewertung der Systeme unter einer verallgemeinerten Betrachtungsweise erfolgen. Zudem ist ein höherer Informationsgehalt durch die Berücksichtigung weiterer Einflussgrößen möglich. Die in dieser Arbeit am häufigsten verwendeten Kennzahlen werden nachfolgend ausgeführt. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Begriffe und dimensionslosen Kennzahlen der Wärmeübertragung findet sich beispielsweise in Herwig [Her13].

Reynolds-Zahl Re

Eine Kennzahl der Strömungsmechanik stellt die Reynolds²-Zahl Re dar

$$Re = \frac{\rho ul}{\eta} \quad (2.17)$$

²Osborne Reynolds, brit. Physiker (* 23.8.1842; † 21.2.1912).

Sie wird beispielsweise zur Spezifikation der Strömungsform (laminar oder turbulent) verwendet und ist daher bei der konvektiven Wärmeübertragung von Bedeutung. Dabei liegen jedoch für unterschiedliche Strömungsvorgänge (Innen- oder Umströmung) und Bauteilgeometrien verschiedene kritische Re_{krit} -Zahlen vor. Eine „exakte“ kritische Re_{krit} -Zahl ist in der Regel nicht gegeben, da sich beim Übergang von laminar in turbulent ein Transitionsbereich ausbildet. Es gilt zu beachten, dass dieser Transitionsbereich meist bei einer anderen Re_{krit} -Zahl vorliegt, als es beim ersten Auftreten instationärer oder dreidimensionaler Strömungsformen der Fall ist.

Für das charakteristische Längenmaß l können in Abhängigkeit der Bauteilgeometrie unterschiedliche Definitionen gewählt werden. So wird beim umströmten Zylinder beispielsweise der Zylinderdurchmesser d oder die Überströmlänge $\frac{1}{2}\pi d$ für l verwendet.

Prandtl-Zahl Pr

Die Prandtl³-Zahl Pr ist eine reine Stoffgröße, definiert mit

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta c_p}{\lambda_{\text{Fluid}}} \quad (2.18)$$

Sie wird in dieser Arbeit entsprechend der Annahme in Abschnitt 3.1.1 als konstanter Wert betrachtet. Durch das Verhältnis der beiden Transportkoeffizienten kinematische Viskosität ν und Temperaturleitfähigkeit a kann das Verhältnis der beiden Grenzschichtdicken quantifiziert werden. Da in dieser Arbeit die Strömung von Luft betrachtet wird, gilt für die Pr -Zahl $Pr = 0,7$. Entsprechend ist die thermische δ_T dicker als die hydrodynamische Grenzschicht δ .

Die turbulente Pr_t -Zahl wird anhand der in turbulenten Strömungen zusätzlich berechneten kinematischen Wirbelviskosität ν_t sowie der turbulenten Temperaturleitfähigkeit a_t bestimmt

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{a_t} \quad (2.19)$$

³Ludwig Prandtl, dt. Physiker (* 4.2.1875; † 15.8.1953).

Im Ergebnis stellt Pr_t keine Stoffgröße, sondern eine Strömungsgröße dar [Her04]. Sie wird in dieser Arbeit ebenfalls als konstanter Wert betrachtet.

Nußelt-Zahl Nu

Die Nußelt⁴-Zahl Nu wird in der Literatur auch als dimensionsloser Wärmeübergangskoeffizient bezeichnet. Dies erfolgt aufgrund ihrer Definition mit

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda_{\text{Fluid}}} \quad (2.20)$$

Setzt man Gleichung 2.14 in Gleichung 2.16 ein, erhält man obige Gleichung. Dabei ist die Wahl der charakteristischen Länge analog zum Vorgehen wie bei der Re-Zahl. Aufgrund der zusätzlichen Betrachtung von l und der Wärmeleitfähigkeit des Fluids λ_{Fluid} hat die Nu-Zahl einen höheren Informationsgehalt als der Wärmeübergangskoeffizient aus Abschnitt 2.3.2.

In [Her16] wird die Nu-Zahl als eine Größe beschrieben, die die Prozessqualität und die Verluste bei einer konvektiven Wärmeübertragung kombiniert. Eine Auftrennung zwischen Qualität und Quantität mit der entsprechenden physikalischen Interpretation ist bei der Nu-Zahl jedoch nicht möglich. Zudem basiert diese Kennzahl auf dem ersten Hauptsatz, ohne das Temperaturniveau zu berücksichtigen, bei dem die Wärmeübertragung stattfindet. Ähnliche Anmerkungen lassen sich auch in Redecker [RH12] finden.

Brinkmann-Zahl Br

Die Brinkmann⁵-Zahl Br beschreibt das Verhältnis zwischen der Energie, die aufgrund von Dissipation in Form von Wärme entsteht, und der Fähigkeit des Fluids, diese abzuführen

$$Br = \frac{u^2 \eta}{\lambda_{\text{Fluid}} \Delta T} \quad (2.21)$$

⁴Wilhelm Nußelt, dt. Physiker (* 25.11.1882; † 1.9.1957).

⁵Henri Coenraad Brinkman, nl. Physiker (* 1908; † 1961).

Mit zunehmender Geschwindigkeit u und abnehmender treibender Temperaturdifferenz ΔT nimmt die Bedeutung der Dissipationseffekte bei sonst konstanten Stoffwerten zu und wird schließlich zum dominierenden Effekt.

2.4 Einführung in die Verweilzeitverteilung

Als möglicher Indikator für die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung wird in dieser Arbeit die Verweilzeitverteilung untersucht. Im vorliegenden Abschnitt werden die konzeptionelle Überlegung, eine Literaturstudie, die mathematische Beschreibung sowie die Anwendungsmöglichkeiten für die Analyse und Bewertung der Vorgänge aufgezeigt.

2.4.1 Konzeptionelle Überlegung

Basierend auf den Grundlagen der konvektiven Wärmeübertragung in Abschnitt 2.3.2 sowie der Beschreibung der Nu-Zahl in Abschnitt 2.3.3 ergibt sich, dass die Wärmeübertragung, insbesondere bei erzwungener Konvektion, vom jeweiligen Geschwindigkeitsfeld und dem umströmenden Medium abhängt

$$\text{Nu} = \text{Nu}(\text{Re}, \text{Pr}) \quad (2.22)$$

Dabei ist $\text{Pr} = 0,7$ eine konstante Größe, weshalb in diesem Fall die Nu-Zahl ausschließlich von der Re-Zahl beeinflusst wird. Daraus ergibt sich die Motivation, dass durch eine Beschreibung der dreidimensionalen Strömungsvorgänge als skalare Größe Einflüsse auf die Wärmeübertragung einfacher zu bestimmen sind. Für die Charakterisierung des Strömungsfeldes wird in verschiedenen Bereichen bereits erfolgreich das Prinzip der Verweilzeitverteilung angewendet. Hierzu erfolgt im nächsten Abschnitt eine Übersicht verschiedener für diese Arbeit relevanter Untersuchungen. Es sei an dieser Stelle ausdrücklich erwähnt, dass das Geschwindigkeitsfeld bei erzwungener Konvektion meist den größten, jedoch nicht den einzigen Einfluss auf die Wärmeübertragung darstellt.

2.4.2 Literaturstudie

Auf die Betrachtung der Verweilzeitverteilung wird beispielsweise in der Verfahrenstechnik zur Bewertung von Rührkesseln ([LK97; Liu12; RKM14]) oder in der Gebäudetechnik bei der Auslegung der Raumklimatisierung ([Awb00; Dem+00; Li+03; Lin+05; RN10]) zurückgegriffen. Ebenso wurde das Verweilzeitverhalten bereits unter Berücksichtigung der Wärmeübertragung in [HH14; Dit+06] untersucht. Dabei konnte unter anderem die Durchmischung der Strömung analysiert und im Hinblick auf die Wärmeübertragung gezielt verbessert werden. Grundlegende Studien des Verweilzeitverhaltens für eine diffusionsfreie Couette-Strömung lassen sich in [Lin80; Pec82; Pud+92] finden. Erdogan und Wörner [EW13] haben in ihrer Arbeit zu Kanalöffnungen mit elliptischen, mondformigen sowie gleichseitigen Dreiecksformen analytische Formulierungen ermittelt. Dabei wurde die diffusionsfreie Verweilzeitverteilung für jede Geometrie berechnet und mit einem eindimensionalen Modell beschrieben. Als Ergebnis hat sich gezeigt, dass die analytischen Berechnungen für elliptische Kanalformen selbst bei unterschiedlichen Querschnittsverhältnissen denen für kreisförmige Kanalformen entsprechen. Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse wird die in Abschnitt 3.4.1 vorgestellte Transportgleichung für gerichtete Innenströmungsvorgänge verifiziert.

2.4.3 Mathematische Beschreibung

Unter der Annahme einer gleichgerichteten, ausgebildeten Strömung in einem Kanal mit der Länge l , einer konstanten Querschnittsfläche A sowie einer konstanten Einströmgeschwindigkeit u_∞ ergibt sich eine analytische Beschreibung der Verweilzeit τ mit

$$\tau_{\text{ana}} = \frac{l}{u(r)} \quad (2.23)$$

Dabei beschreibt $u(r)$ das entsprechende Geschwindigkeitsprofil. Zusätzlich wird angenommen, dass eine laminare, diffusionsfreie und stationäre Strömung vorliegt und $u(r)$ als eindimensionales Profil beschrieben werden kann. Als (hydraulische) Verweilzeit wird das Verhältnis zwischen dem Systemvolumen und dem zugeführten Volumenstrom V/\dot{V} bezeichnet. Sie beschreibt damit die kürzeste Zeit, die sich ein Fluidpartikel im Volumen $V = lA$ aufgrund des zugeführten Volumenstroms $\dot{V} = u_\infty A$ aufhält. Als Folge daraus wird meist die dimensionslose Verweilzeitverteilung θ mit

$$\theta = \frac{\tau}{V/\dot{V}} \quad (2.24)$$

als Verhältnis zwischen der tatsächlich auftretenden und der idealen Verweilzeit angegeben. Gegenüber der Einzelbetrachtung von τ enthält θ einen höheren Informationsgehalt, da das Gesamtvolumen und der zugeführte Volumenstrom mitberücksichtigt wird. Damit können verschiedene Systemauslegungen hinsichtlich ihres jeweiligen Verweilzeitverhaltens miteinander verglichen und anschließend bewertet werden. Neben der dimensionslosen Verweilzeitverteilung θ werden, je nach Anwendungsbereich, auch weitere Größen betrachtet. In der Gebäudetechnik ist beispielsweise für die Bewertung der Luftaustauscheffektivität der *Air Change Efficiency* (ACE) Wert [ASH01] weit verbreitet. Dieser ist der bereits eingeführten dimensionslosen Verweilzeitverteilung ähnlich

$$\varepsilon_a = \frac{V/\dot{V}}{2\bar{\tau}} \quad (2.25)$$

Hier beschreibt ε_a die Luftaustauscheffektivität des Systems und repräsentiert damit das Verhältnis aus der idealen Verweilzeit (V/\dot{V}) und der mit $2\bar{\tau}$ definierten mittleren Zeit für die Luftdurchmischung. Novoselac und Srebric [NS03] sowie Villafruela et al. [Vil+13] haben die weit verbreiteten Indikatoren ACE und *Contaminant Removal Effectiveness* (CRE) unter verschiedenen Bedingungen numerisch berechnet und die Ergebnisse miteinander verglichen. Insofern die Berechnung des ACE-Wertes für grundlegende

Untersuchungen der Luftdurchmischung ohne zusätzliche aufgeprägte Verunreinigung gut geeignet ist, wird dieser im Folgenden verwendet. Eine umfangreiche Übersicht weiterer Indikatoren lässt sich in Nauman [Nau08] oder Li et al. [LZL14] finden.

Da für die analytische Berechnung der Verweilzeit das Strömungsprofil bekannt sein muss, wird τ bei komplexen Strömungsvorgängen entweder experimentell oder numerisch ermittelt. In dieser Arbeit soll die Bestimmung der Verweilzeit eines Fluidpartikels ausschließlich numerisch, wie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, erfolgen.

2.4.4 Bezug zu technischen Anwendungen

Für eine quantifizierte Analyse der Geschwindigkeitsfelder wie beispielsweise im elektrischen Generator sind Kontur- oder Stromlinienplots nicht ausreichend (vgl. Abschnitt 1.1). Aus dem unter Umständen sehr komplexen dreidimensionalen Strömungsfeld ergibt sich eine sehr große Datenmenge, deren Auswertung sehr umfangreich für eine Bewertung der Wärmeübertragung ist. Variierende Geschwindigkeitsprofile im Generator beeinflussen dabei die einzelnen Fluidpartikel so, dass diese unterschiedlich lang an einem bestimmten Ort verweilen. Mit Hilfe der Verweilzeitverteilung können diese Vorgänge jedoch als skalare Felder analysiert werden, womit die Betrachtung vektorieller Felder entfällt. Dieser Vorteil tritt beim Aufbereiten der Daten, also während des *post-processing*, auf. Die aufwendige Bewertung einzelner Vektor-Richtungen erübrigt sich, da beispielsweise Gebiete mit entgegengerichteten Vektoren als Volumen erhöhter Verweilzeit dargestellt werden. Neben Rückströmgebieten können beispielsweise auch Bypass-Strömungen im System lokalisiert und dadurch die Wärmeübertragung gezielt verbessert werden, da Rückströmgebiete den Abtransport der Energie negativ beeinflussen und Bypass-Strömungen die wärmeübertragende Fläche verringern.

Zudem berücksichtigt die dimensionslose Verweilzeitverteilung das jeweilige Systemvolumen und den zugeführten Volumenstrom. Dadurch werden Systeme mit unterschiedlichen Abmessungen und/oder Lüfterleistungen untereinander vergleichbar.

2.5 Einführung in die Entropieproduktion

Neben der Verweilzeit wird als weiterer Indikator die Entropieproduktion untersucht.

2.5.1 Konzeptionelle Überlegung

Die grundlegende Idee für die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung durch die Entropieproduktion erfolgte bereits in Abschnitt 2.2 mit der Beschreibung der ersten zwei Hauptsätze der Thermodynamik.

Eine weiterführende Überlegung stellt das von Bejan [Bej82] eingeführte interdisziplinäre Dreieck der *Entropy Generation Minimization* (EGM) Methode in Abbildung 2.2 dar. Hier wird deutlich, dass eine kombinierte Betrachtung

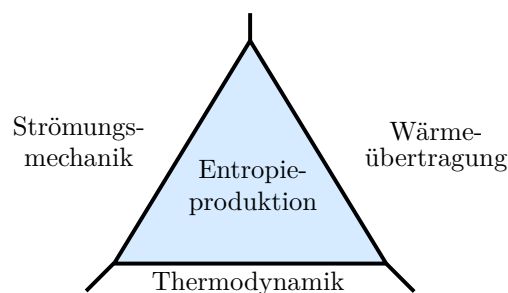


Abbildung 2.2: Das interdisziplinäre Dreieck der EGM-Methode [Bej96a]

der Vorgänge aus den Bereichen Wärmeübertragung, Thermodynamik und Strömungsmechanik mit Hilfe der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation und Wärmeleitung möglich ist. Wie später gezeigt wird, berücksichtigt

die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation das Geschwindigkeitsfeld, während das Temperaturfeld im konduktiven Anteil der Gesamtentropieproduktion eingeht. Damit unterscheidet sich die Entropieproduktion ganz wesentlich von der zuvor betrachteten Verweilzeitverteilung, die zwar das Strömungsfeld, jedoch nicht das Temperaturfeld berücksichtigt.

Die Kopplung des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in einer Größe ermöglicht einen direkten Vergleich der beiden Größen \vec{u} und T , um somit beispielsweise das Optimum aus den meist gegensätzlichen Zielen $\min(\Delta p)$ und $\min(T)$ zu finden. Diese Problematik wurde eingangs in Abschnitt 1.2 bei der Beschreibung des elektrischen Generators im Hinblick auf einen minimalen oder maximalen Volumenstrom angesprochen. Wenterodt und Herwig [WH14] haben dies exemplarisch an einer Rohrrinnenströmung mit variablen Wandrauheiten gezeigt. Abbildung 2.3 fasst das Ergebnis dieser Untersuchung zusammen. Mit einer größeren Rauheit nimmt die Entropie-

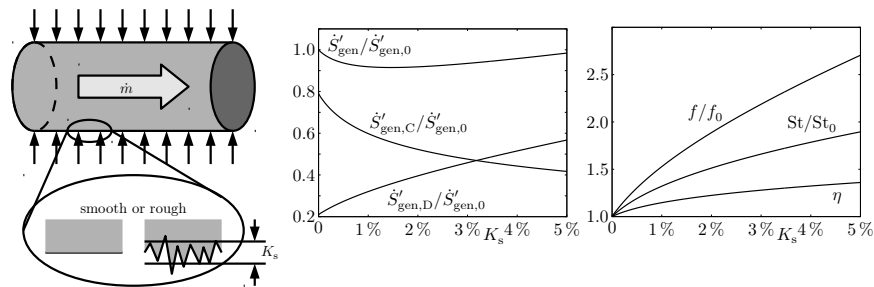


Abbildung 2.3: Untersuchung von glatten und rauen Rohren zur Intensivierung der Wärmeübertragung nach [WH14]

produktion aufgrund von Wärmeleitung (hier $\dot{S}'_{gen,C}$) durch eine bessere Durchmischung und eine dadurch intensivere Wärmeübertragung ab. Jedoch steigt die Entropieproduktion infolge der Dissipation ($\dot{S}'_{gen,D}$) durch eine höhere Wandschubspannung an. Im Gegensatz zu einer „klassischen Analyse“ auf der Basis konventioneller Größen wie der Stanton-Zahl und der Rohrreibungszahl (in Abbildung 2.3 jeweils mit St bzw. f gekennzeichnet) lässt sich mit Hilfe der Gesamtentropieproduktion (\dot{S}'_{gen}) das Optimum der gegensätzli-

chen Ziele (1) minimaler Druckverlust und (2) maximale Wärmeübertragung auf der Basis einer klaren physikalischen Interpretation finden [WH14]. Darüber hinaus wird anhand der Entropie-Bilanzgleichung in Abschnitt 2.5.3 der zusätzliche Informationsgehalt der Entropie (2. Hauptsatz Kriterium) gegenüber einem Kriterium des 1. Hauptsatzes, beispielsweise der St-Zahl oder der Rohrreibungszahl, deutlich. Neben dem Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten werden zusätzlich das vorliegende Temperaturniveau und die beiden Stoffwerte dynamische Viskosität ν und Wärmeleitfähigkeit λ_{Fluid} bei den Entropieproduktionstermen berücksichtigt. Damit ermöglicht die Entropieproduktion einen qualitativen Vergleich verschiedener Systeme für unterschiedliche Umgebungsbedingungen.

2.5.2 Literaturstudie

Im Folgenden wird die Literatur im Hinblick auf die behandelte Fragestellung eingegrenzt. Eine ausführliche Übersicht zur Entropieproduktion unter Berücksichtigung der Wärmeübertragung lässt sich beispielsweise in Bejan [BL11] oder in Sciacovelli et al. [SVS15] finden. Für eine weiter reichende Betrachtung der Anwendungsmöglichkeiten sowie zu den physikalischen Grundlagen der Entropie bietet die Zeitschrift *Entropy* [MDP] ein großes Spektrum weit über den Ingenieurbereich hinaus. Eine umfassende und anschauliche mathematische Einführung in die Entropie findet sich beispielsweise in *Thess* [The07].

Basierend auf den Ausführungen von Bejan [Bej96a; Bej96b], hat sich das EGM-Konzept für die Verbesserung von Wärmeübertragungsvorgängen in vielen Bereichen verbreitet. Mit Hilfe der EGM-Methode haben beispielsweise Poulidakos und Bejan [PB82] theoretische Überlegungen für die optimale Ausrichtung von Pins auf Kühlkörpern bei einer erzwungenen Konvektion vorgenommen. Fowler und Bejan [FB94] untersuchten mit einer Dimensionsanalyse den Zusammenhang für die optimale Größe eines Körpers bei einer Umströmung mit Wärmeübertragung hinsichtlich der beiden Zielfunktionen Minimierung der Entropieproduktion und Minimierung der Kosten. Kock

und Herwig [Koc03; KH04; KH05; HK06; HK07] legten mit ihren Ausführungen für die Berechnung der indirekten Entropieproduktionsterme den Grundstein für die numerische Anwendung.

Für ein beheiztes Rohr haben Wenterodt und Herwig et al. [WH14; HGW10] numerisch gezeigt, dass bei Berücksichtigung der EGM-Methode ein optimaler Rauheitswert ermittelt werden kann (s. Abschnitt 2.5.1). Schmandt und Herwig [HS13] konnten mit Hilfe der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation den Widerstandsbeiwert für Umströmungsvorgänge und den Druckverlust für Innenströmungsvorgänge numerisch berechnen. Bei Ko und Ting [KT06; Ko06] findet sich ein numerisch berechneter Vergleich zwischen Entropieproduktion aufgrund von Dissipation und Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung für eine laminare Innenströmung in einem beheizten rechteckigen Kanal.

In Kombination mit den analytischen Arbeiten für Innenströmungsvorgänge bei verschiedenen Rohrquerschnitten von Şahin [Şah98; Şah02], für zwei konzentrisch gelagerte Zylinder von Mahmud et al. [MF03], Mahian [MMH12; MMP12] und Mirzazadeh [MSR08] sowie für Umströmungsvorgänge von Bejan [Bej96b] wird die numerische Berechnung der Entropieproduktionsterme in Abschnitt 6.1 verifiziert.

Giangaspero und Sciubba [GS11; GS13] haben das Entropiekonzept für Studien zum Thermomanagement für elektrische Maschinen angewendet. Verschiedene Autoren [CM01; KYC06; KCY08; SL04; YFT08] optimierten mit Hilfe der EGM-Methode unterschiedliche Kühlkörper. Die EGM-Methode in Kombination mit genetischen Algorithmen wurde in [AMA14; CC13] angewendet, um neben der minimalen Entropieproduktion auch möglichst geringe Bauteilkosten zu erzielen. Studien zur Entropieproduktion unter Berücksichtigung von elektrischen Flüssen wurden beispielsweise von Nasiri et al. [NRL15] durchgeführt.

2.5.3 Mathematische Beschreibung

Eine ausführliche Herleitung der Entropie-Bilanzgleichung ist in [HW12] zu finden. In diesem Abschnitt werden lediglich die Ergebnisse angeführt. Für die Entropie-Bilanzgleichung gilt

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\rho \left(\frac{\partial s}{\partial t} + u_x \frac{\partial s}{\partial x} + u_y \frac{\partial s}{\partial y} + u_z \frac{\partial s}{\partial z} \right)}_{\textcircled{1}} = \\
 & \underbrace{- \left(\frac{\partial (\dot{q}_x/T)}{\partial x} + \frac{\partial (\dot{q}_y/T)}{\partial y} + \frac{\partial (\dot{q}_z/T)}{\partial z} \right)}_{\textcircled{3}} \\
 & + \underbrace{\frac{\lambda_{\text{Fluid}}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right]}_{\textcircled{4}} \\
 & + \underbrace{\frac{\eta}{T} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right\} \right]}_{\textcircled{5}} \\
 & + \underbrace{\left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)^2 \right]}_{\textcircled{5}}
 \end{aligned} \tag{2.26}$$

Dabei verweisen die Nummern auf:

- ① : Lokale zeitliche Änderung der spezifischen Entropie,
- ② : Lokale konvektive Änderung der spezifischen Entropie,
- ③ : Lokale Änderung der spezifischen Entropie aufgrund einer reversiblen Wärmeübertragung,
- ④ : Lokale Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung in Richtung abnehmender Temperatur \dot{S}_{WL}''' ,
- ⑤ : Lokale Entropieproduktion aufgrund von Dissipation von mechanischer Energie \dot{S}_{D}''' . [HW12]

Aus den beiden Entropieproduktionstermen ergibt sich die Gesamtentropieproduktion \dot{S}_{Pro}''' mit

$$\dot{S}_{\text{Pro}}''' = \dot{S}_{\text{D}}''' + \dot{S}_{\text{WL}}''' \quad (2.27)$$

Als über das zu analysierende Gebiet integrierte Größe stellt sie sich dar als

$$\dot{S}_{\text{Pro}} = \int_V (\dot{S}_{\text{D}}''' + \dot{S}_{\text{WL}}''') dV = \dot{S}_{\text{D}} + \dot{S}_{\text{WL}} \quad (2.28)$$

Aus Gleichung 2.26 ist ersichtlich, dass eine konvektive Wärmeübertragung nicht ohne dabei auftretende Verluste aufgrund der beiden Entropieproduktionsterme möglich ist. Bei einer konvektiven Wärmeübertragung sind Geschwindigkeitsgradienten an der Wand genauso unvermeidbar wie die als treibende Kraft für den Wärmestrom vorliegenden Temperaturgradienten. Eine Bewertung der Wärmeübertragung kann somit durch die Betrachtung der einzelnen Verluste in Form von \dot{S}_{WL} und \dot{S}_{D} auf physikalisch basierter Grundlage erfolgen. Es wird ein direkter Vergleich zwischen den Verlusten aus dem Strömungsfeld und dem Temperaturfeld ermöglicht. Für eine thermische Randbedingung erster Art (Dirichletsche Randbedingung) mit $T_W = \text{konst.}$ sowie zweiter Art (Neumannsche Randbedingung) mit $\dot{q}_W = \text{konst.}$ kann die Gesamtentropieproduktion als dimensionslose Größe wie folgt dargestellt werden

$$N_{\dot{S}_{\text{Pro},T}}''' = \frac{\dot{S}_{\text{Pro},T}''' r_0^2 T_0^2}{\lambda_{\text{Fluid}} (T_1 - T_0)^2} \text{ bzw.} \quad (2.29a)$$

$$N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}''' = \frac{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}''' \lambda_{\text{Fluid}} T_0^2}{\dot{q}_0^2} \quad (2.29b)$$

Ebenso können die beiden Entropieproduktionsterme ins Verhältnis zueinander gesetzt werden. Daraus ergibt sich das dimensionslose Irreversibilitätsverhältnis ϕ mit [Bej96a]

$$\phi = \frac{\text{Dissipation}}{\text{Wärmeleitung}} = \frac{\dot{S}_D'''}{\dot{S}_{WL}'''} \quad (2.30)$$

Die Bejan-Zahl beschreibt hingegen das Verhältnis aus Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung zur Gesamtentropieproduktion [Bej96a]

$$\text{Be} = \frac{\text{Wärmeleitung}}{\text{Gesamtentropieproduktion}} = \frac{\dot{S}_{WL}'''}{\dot{S}_{\text{Pro}}'''} \quad (2.31)$$

Die Be-Zahl liegt damit immer in einem Bereich von $0 \leq \text{Be} \leq 1$, wobei der Wert 0 bei ausschließlich dissipativen Vorgängen und der Wert 1 bei Vorgängen mit reiner Wärmeleitung erreicht wird. Für den Fall $\text{Be} = 0,5$ führen Dissipations- und Wärmeleitungsvorgänge mit gleichen Anteilen zu einer Gesamtentropieproduktion. Das Irreversibilitätsverhältnis kann hingegen Werte von $\phi \rightarrow \infty$ erreichen, wenn die dissipativen Vorgänge den Prozess dominieren. Dieser Fall tritt beispielsweise an adiabaten Flächen in direkter Wandnähe auf. Durch die Wandschubspannung kommt es zur Dissipation, während aufgrund der thermischen Randbedingung nur sehr kleine Temperaturgradienten im Strömungsfeld auftreten. Bei einem Wert von $\phi = 1$ sind beide Entropieproduktionsterme gleich groß. Werte von $\phi \rightarrow 0$ bedeuten, dass die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung dominiert. Das Verhältnis der beiden Entropieproduktionsterme ermöglicht es, ein System hinsichtlich seiner Irreversibilitäten zu untersuchen. Dabei lassen sich die auf die Wärmeübertragung Einfluss nehmenden Vorgänge analysieren und das System kann verbessert werden. Eine konvektive Wärmeübertragung ohne Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten ist ein Idealvorgang, der in

der Realität nicht auftreten kann. Mit Hilfe von ϕ können die beiden Irreversibilitäten ins Verhältnis zueinander gesetzt und bewertet werden. Auf die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung mittels der dimensionslosen Größen ϕ und der Be-Zahl wird explizit in Kapitel 6 und 7 eingegangen.

2.5.4 Bezug zu technischen Anwendungen

Wie die Verweilzeit (s. Abschnitt 2.4.4) beschreibt die Entropieproduktion die Vorgänge im Strömungsfeld nicht als vektorielle, sondern als skalare Größe. Damit ergeben sich bei der Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung im Generator die gleichen Vorteile wie bei der Verweilzeitverteilung. Darüber hinaus berücksichtigt die Entropieproduktion das Temperaturfeld, die Stoffgrößen η und λ_{Fluid} sowie das vorliegende Temperaturniveau, bei dem die Wärmeübertragung stattfindet. Damit können die Vorgänge der Wärmeübertragung bei unterschiedlichen Umgebungstemperaturen miteinander verglichen werden. Durch die eingeführten Irreversibilitätsverhältnisse (Gleichung 2.30 und 2.31) können zudem die Verhältnisse zwischen der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation und der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung untersucht werden.

Wird der Fall des elektrischen Generators betrachtet, so erhöht sich bei einer Vergrößerung der Lüfterschaufeln die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation infolge eines zunehmenden Volumenstroms. Dies ist im Hinblick auf die Geräuschentwicklung zu vermeiden. Andererseits hat das Beispiel in Abschnitt 2.5.1 gezeigt, dass mit einer Erhöhung der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation eine positive Grenzschichtbeeinflussung vorliegt. Damit kann die Wärmeübertragung intensiviert werden, womit sich \dot{S}_{WL}''' wiederum reduziert. In Kapitel 6 wird gezeigt, dass mit dem Irreversibilitätsverhältnis $\phi = \dot{S}_{\text{D}}''' / \dot{S}_{\text{WL}}'''$ Potenzialgebiete für die Wärmeübertragung im Strömungsfeld ermittelt werden können. Auf die Analyse und Verbesserung dieser Potenzialgebiete am Beispiel des elektrischen Generators wird in Kapitel 7 eingegangen. Zuvor werden im nächsten Kapitel die numerische Methode sowie die verwendeten Entwicklungswerkzeuge vorgestellt.

Kapitel 3

Numerische Modellierung

3.1	Berechnen des Stromfeldes	52
3.2	Validierung und Verifizierung	58
3.3	Verwendete Entwicklungswerkzeuge	63
3.4	Implementieren physikalisch basierter Indikatoren	69

In diesem Kapitel erfolgt zunächst die Beschreibung des Modellierungsansatzes zur numerischen Berechnung des fluiden Stromfeldes. Hierzu werden grundlegende Annahmen und Methoden vorgestellt, die im Weiteren gültig sind. Neben dem Verfahren zur Prüfung der Gitterunabhängigkeit werden die verwendeten Entwicklungswerkzeuge aufgeführt. Zum Ende des Kapitels wird die Implementierung der untersuchten Indikatoren in die Simulationssoftware beschrieben.

3.1 Berechnen des Stromfeldes

In diesem Abschnitt werden die physikalischen Annahmen, die Turbulenzmodellierung und die verwendete Diskretisierungsmethode zur numerischen Berechnung des Stromfeldes aufgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der Finite Volumen (FV) Methode und der numerischen Modellierung lässt sich in Ferziger und Perić [FP08] oder bei Schäfer [Sch06] finden.

3.1.1 Physikalische Annahmen

Die Berechnung des Stromfeldes erfolgt stationär und unter Berücksichtigung einer einphasigen, turbulenten Strömung einer Spezies ohne chemische Reaktion. Für das zu betrachtende Fluid werden die in Tabelle 3.1 dargestellten konstanten Stoffeigenschaften der Luft gewählt. Diese entsprechen

Tabelle 3.1: Stoffeigenschaften der Luft mit idealem Gasverhalten

Stoffeigenschaften Luft	Wert	Einheit
Dynamische Viskosität η	$1,831 \times 10^{-5}$	Pa s
Wärmeleitfähigkeit λ_{Fluid}	0,0261	W/m K
Spez. Wärmekapazität c_p	1004,4	J/kg K

den Voreinstellungen der in dieser Arbeit verwendeten Simulationssoftware *ANSYS CFX, Release 16.2* (CFX). Es wirken keine äußeren Kräfte wie beispielsweise Gravitation auf das System. Wegen der kleinen Mach-Zahlen wird die Strömung als inkompressibel betrachtet. Für die Abbildung der Rotorumgebung in der allgemeinen Konfiguration und dem Vollmodell des elektrischen Generators wird ein zusätzliches rotierendes Bezugssystem definiert. Alle restlichen Gebiete werden im ruhenden Bezugssystem berechnet. Zwischen den beiden Bezugssystemen liegt eine Schnittfläche, auf der eine Übertragung der physikalischen Größen von der starren auf die rotierende Seite von 1:1 stattfindet (Momentaufnahme). Diese Art der Modellierung, die zwischen Rotor und Stator nur eine Relativstellung berücksichtigt, wird in CFX mit *Frozen Rotor* bezeichnet [ANS15a].

Für die Berechnung von turbulenten Strömungen sind neben den zeitlich gemittelten Termen ($\bar{\square}$) auch die (turbulenten) Fluktuationsterme (\square') zu berücksichtigen. Für die Momentangrößen gilt dann

$$\varphi = \bar{\varphi} + \varphi' \quad (3.1)$$

Setzt man Gleichung 3.1 in die Erhaltungsgleichungen aus Abschnitt 2.1 ein, ergeben sich, bei Berücksichtigung der Mittelwerte, die *Reynolds-Averaged Navier-Stokes* (RANS)-Gleichungen in differenzieller Form

Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \bar{u}_x) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{u}_y) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{u}_z) = 0 \quad (3.2)$$

Impulserhaltung

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}_x}{Dt} = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \rho g_x + \eta \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial z^2} \right) \\ & - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'_x u'_x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'_x u'_y}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'_x u'_z}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}_y}{Dt} = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \rho g_y + \eta \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial z^2} \right) \\ & - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'_y u'_x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'_y u'_y}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'_y u'_z}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{D\bar{u}_z}{Dt} = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \rho g_z + \eta \left(\frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial z^2} \right) \\ & - \rho \left(\frac{\partial \overline{u'_z u'_x}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'_z u'_y}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'_z u'_z}}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dabei gilt

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u}_x \frac{\partial}{\partial x} + \bar{u}_y \frac{\partial}{\partial y} + \bar{u}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.6)$$

In der gemittelten Impuls- und Energiegleichung tauchen bei Berücksichtigung der Rechenregeln zusätzliche unbekannte Schwankungsterme auf. Damit liegen mehr Unbekannte als Gleichungen vor (Schließungsproblem). Die Schwankungsterme treten immer auf, wenn nichtlineare Terme oder Produkte von Strömungsgrößen vorliegen und werden im Reynoldsschen Spannungstensor τ_t zusammengefasst

$$\tau_t = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u'_x u'_x} & \overline{u'_x u'_y} & \overline{u'_x u'_z} \\ \overline{u'_y u'_x} & \overline{u'_y u'_y} & \overline{u'_y u'_z} \\ \overline{u'_z u'_x} & \overline{u'_z u'_y} & \overline{u'_z u'_z} \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

Unter der Annahme eines symmetrischen Spannungstensors liegen somit sechs Unbekannte vor. Eine ausführliche Beschreibung hierzu lässt sich beispielsweise in Herwig und Schmandt [HS15] finden. Unter Verwendung von zusätzlichen Gleichungen aus verschiedenen Turbulenzmodellen ist es möglich, für jede unbekannte Größe eine neue Gleichung einzuführen und damit das Problem wieder zu schließen.

3.1.2 Turbulenzmodelle

Um die unbekanntten Schwankungsterme auf die zeitlich gemittelten Größen zurückzuführen, werden für industrielle Anwendungen häufig die Wirbelviskositätsmodelle auf der Basis des Boussinesq-Ansatzes gewählt

$$\tau_t = \eta_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \operatorname{div} \bar{\mathbf{u}} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \bar{\rho} k \quad (3.8)$$

Dabei ist η_t die Wirbelviskosität und $k = (\overline{u'^2_x} + \overline{u'^2_y} + \overline{u'^2_z})/2$ die kinetische Energie der Schwankungsbewegung. Es wird angenommen, dass sich der Energietransport von der mittleren Strömungsbewegung zu den Fluktuationen durch eine erhöhte Wirbelviskosität beschreiben lässt. Hier kommen teilweise empirische Modellvorstellungen zum Einsatz, die dem Berechnungsaufwand und Konvergenzverhalten für industrielle Anwendungen angemessen sind. Es wird, mit ansteigender Genauigkeit, zwischen Null-, Ein- und Zwei-

Gleichungs-Modellen unterschieden. Die gängigsten Zwei-Gleichungs-Modelle sind das k - ε -Modell, sowie das k - ω -Modell von Wilcox [Wil88]. Das in CFX verfügbare *Menter's Shear Stress Transport* (SST)-Modell [Men08] stellt eine Mischung aus den beiden Modellen dar. In Wandnähe wird die Wirbelviskosität η_t durch das k - ω -Modell beschrieben

$$\eta_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.9)$$

Dabei stellt ω die charakteristische Frequenz der energiedissipierenden Wirbel dar. Für den Rest der Strömung erfolgt die Beschreibung anhand des k - ε -Modells mit der Modellkonstanten C_μ und der Dissipationsrate der kinetischen Energie der Schwankungsbewegung ε

$$\eta_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.10)$$

Für den Zusammenhang zwischen ω und ε gilt

$$\varepsilon = \beta^* \omega k \quad (3.11)$$

Hier bezeichnet β^* die SST-Schließkonstante. Für die Gleichungen zur Berechnung von k , ε und ω in CFX sei an dieser Stelle auf [ANS15b] verwiesen. Eine Herleitung dazu lässt sich in [HS15] finden.

In allen Untersuchungen wird das beschriebene SST-Modell verwendet. Bei der in Abschnitt 7.2 durchgeführten Turbulenzstudie im *Virtual Channel* (V-Channel) werden neben dem SST-Modell zusätzlich das k - ε -Modell sowie das *Baseline Reynolds-Stress Model* (BSL-RSM) aus der Klasse der Reynolds-Spannungs-Modelle untersucht. Im Gegensatz zu den bereits beschriebenen Wirbelviskositätsmodellen wird dabei jeder Term der Matrix in Gleichung 3.7 durch eine eigene Transportgleichung berechnet. Dadurch erhöht sich der Rechenaufwand, weshalb dieses Vorgehen für rechenintensive Simulationen wie das Generator-Vollmodell nicht empfehlenswert ist. Zudem werden Modelle aus dieser Klasse nur bei sehr hohen Anforderungen an die Turbulenzabbildung oder bei stark drallbehafteten Strömungen emp-

fohlen [ANS15b]. Dies ist beim elektrischen Generator aber nicht der Fall. Die Beschreibung der einzelnen Transportgleichungen für die Berechnung der Fluktuationsterme beim BSL-RSM-Modell in CFX ist in [ANS15b] ausführlich dargestellt. Im Weiteren wird auf die Kennzeichnung der zeitlich gemittelten Größen verzichtet.

3.1.3 Räumliche Diskretisierung

In diesem Abschnitt wird auf die räumliche Diskretisierung eingegangen. Auf die zeitliche wird aus Gründen der stationären Betrachtung (Abschnitt 3.1.1) verzichtet. Eine Übersicht über die Verfahren findet sich in Ferziger und Perić [FP08]. Zum Lösen der Erhaltungsgleichungen aus Abschnitt 2.1 wird in dieser Arbeit die FV-Methode angewendet.

Rechengitter

Das zu betrachtende Gebiet wird zunächst mit einer finiten Anzahl an KV abgebildet, woraus sich das räumliche Rechengitter ergibt. Dieses lässt sich aus strukturierten und unstrukturierten Elementen zusammensetzen. Beim strukturierten Gitter werden die KV in Form eines Hexaeders dargestellt. Damit gestaltet sich die Berechnung des Gleichungssystems aufgrund einer regulären Matrix als mathematisch effizienter. Jedoch ist der Aufwand bei der Gittererstellung, besonders bei komplexen Geometrien, höher als bei unstrukturierten Elementen. Diese lassen sich einfacher an verschiedene Formen anpassen, was jedoch meist in einer höheren Anzahl an KV und dadurch in einem größeren numerischen Aufwand resultiert. Als Elemente können hierfür Tetraeder oder Polyeder verwendet werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Rechengitter werden in den entsprechenden Abschnitten vorgestellt.

Bei der Lage der Stützstellen wird zwischen dem Knotenpunkt der sich überschneidenden Gitterlinien (s. Abbildung 3.1, links) und der Mitte eines KV (s. Abbildung 3.1, rechts) unterschieden. Im ersten Fall wird das

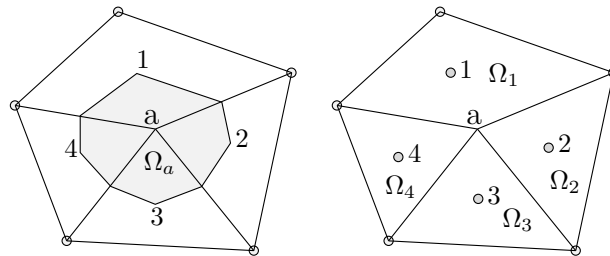


Abbildung 3.1: Knotenbasiertes KV Ω_a (links) und zellenzentrierte KV Ω_{1-4} (rechts) in einem unstrukturierten Rechengitter [GJ]

Kontrollvolumen Ω_a um die Stützstelle der sich schneidenden Gitterlinien konstruiert. Die Stützstellen bilden die diskreten Punkte, die durch Interpolation zum benachbarten Element oder zu den Randbedingungen die ein- und austretenden Flüsse über die Flächen des KV bestimmen.

Aufwindverfahren

Eine weit verbreitete Interpolationsmethode zur Lösung der Gleichungen ist das Aufwindverfahren. Dabei wird der Variablenwert an der Fläche von der in Strömungsrichtung vorausgehenden Stützstelle übernommen. Das Verfahren zeichnet sich durch eine hohe numerische Stabilität aus, da aufgrund der Beschränktheitsbedingungen keine Oszillationen entstehen [FP08]. Jedoch beginnt der Abbruchfehler mit der 1. Ordnung, was bei groben Gittern zu Ungenauigkeiten führt.

Um die Genauigkeit zu erhöhen, bietet CFX als guter Kompromiss zwischen Genauigkeit und numerischem Aufwand ein hybrides Verfahren zur Diskretisierung an. Dabei entscheidet der Solver selbst, mit welchem Aufwindverfahren lokal gerechnet wird. Für den angestrebten Faktor 1 wird das genauere, aber instabilere Verfahren 2. Ordnung gewählt, bei einem Faktor 0 das Verfahren 1. Ordnung [ANS15b]. Die Wahl des Faktors beruht dabei auf dem Algorithmus von Barth und Jespersen [BJ89]. In der Regel wird in

Bereichen mit starken Gradienten die 1. Ordnung benutzt, um Über- und Unterschwingungen zu vermeiden. Auf den restlichen Gebieten wird hingegen aus Gründen der Genauigkeit auf das Verfahren 2. Ordnung zurückgegriffen [ANS15b].

Druck-Geschwindigkeitkopplung

Um in der Impulsgleichung (Gleichung 3.3 - 3.5) den Druckgradienten zu berechnen, wird in dieser Arbeit ein gekoppeltes Verfahren angewendet. Unter Annahme einer inkompressiblen Strömung taucht die Dichte nicht in der Kontinuitätsgleichung auf und kann damit zur Berechnung des Drucks verwendet werden. Das Geschwindigkeits- und Druckfeld wird dann mit Hilfe der in CFX implementierten Druck-Geschwindigkeitkopplung nach Rhie und Chow [RC83] gemeinsam berechnet. Dafür werden in der Simulation weniger Iterationen als bei einem sequenziellen Löser benötigt, was jedoch die Rechenzeit der einzelnen Iterationen erhöht. Dieses Verfahren ist in der Regel robuster und bei stationären Strömungen schneller als ein sequenzieller Löser [ANS15a].

3.2 Validierung und Verifizierung

In diesem Abschnitt werden zunächst die beiden grundlegenden Begriffe Validierung und Verifizierung bezogen auf eine numerische Simulationen eingeführt und erläutert. Anschließend wird das Vorgehen bei der *Grid-Convergence Index* (GCI)-Methode zur Überprüfung der Gitterunabhängigkeit nach Roache [Roa98] beschrieben. Die Code-Verifizierung und die Gitterunabhängigkeitsstudie bilden die Grundlage bei der Implementierung der Verweilzeitverteilung und Entropieproduktion.

3.2.1 Grundlagen der Validierung und Verifizierung

Bei der numerischen Simulation unterscheidet man gemäß Roache [Roa98] zwischen:

1. „*Validation: Solve the right equations*“ (Ingenieurproblem)
2. „*Verification: Solve the equations right*“ (mathematisches Problem)

Bei der Validierung wird untersucht, ob die getroffenen numerischen Modellannahmen die Realität im gewünschten Maß wiedergeben. Sie beinhaltet somit die Abschätzung des Modellierungsfehlers. Richtlinien für eine Validierungsdurchführung lassen sich beispielsweise Oberkamp [OSC98; OT02] entnehmen.

Bei der Verifizierung erfolgt eine Abschätzung des mathematischen Fehlers der in der Simulation implementierten Gleichungen. Wird beispielsweise eine neue Transportgleichung (s. Abschnitt 3.4.1) oder eine *Additional Variable* (AV) (s. Abschnitt 3.4.2) berechnet, muss zunächst über eine Code-Verifizierung die numerische Genauigkeit überprüft werden. Dafür bieten sich Studien an, die mit analytischen Gleichungen beschrieben werden können und dadurch eine Fehlerabschätzung ermöglichen. Zusätzlich zum Diskretisierungsfehler ϵ_h nimmt auch der Iterationsfehler ϵ_{it} Einfluss auf das Gesamtergebnis. Bei einer CFD-Simulation werden die gekoppelten, nichtlinearen diskreten Gleichungen durch iteratives Berechnen der Koeffizienten bis zur Konvergenz behandelt. In den meisten Fällen wird der Iterationsfehler in Form von normierten Residuen angegeben [ANS15a]. Über die Simulation sollte der absolute Wert um drei bis fünf Größenordnungen sinken, um von einer konvergierten Lösung zu sprechen [FP08]. In diesem Fall gilt dann

$$\epsilon_{it} \ll \epsilon_h \quad (3.12)$$

Auf den Diskretisierungsfehler nimmt im Wesentlichen die Größe der KV Einfluss. Er wird daher bei der Gitterunabhängigkeitsstudie unter Verwendung der GCI-Methode berechnet.

3.2.2 Gitter-Konvergenz-Index-(GCI-)Methode

Für die Überprüfung der Gitterunabhängigkeit wird meist auf die GCI-Methode zurückgegriffen. Basierend auf einer systematischen Gitterverfeinerung kann der exakte Wert bei asymptotischem Verhalten und einem sehr viel kleineren Iterationsfehler abgeschätzt werden. Dadurch lassen sich die infolge der numerischen Diskretisierung auftretenden Unsicherheiten quantifizieren [FP08]. Jedoch ist die Bestimmung des gitterunabhängigen Wertes bei komplexen Strömungen (Turbulenz, hohe Gradienten in den Strömungsgrößen, Verbrennung, Zwei-Phasen-Strömung usw.) unter Umständen problematisch [Roa97; Roy05].

Basierend auf der Richardson-Extrapolation [Ric11; RG27] wird angenommen, dass eine diskrete Lösung f folgende Reihenentwicklung besitzt

$$f = f_{\text{exakt}} + g_1 h_i + g_2 h_i^2 + g_3 h_i^3 + \dots \quad (3.13)$$

mit g_i als Koeffizient der Reihenentwicklung und h_i als repräsentatives Gitterelement. Anhand der Gleichung 3.13 lässt sich unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung der exakte (gitterunabhängige) Wert f_{exakt}^{21} abschätzen, der genauer als der Wert f_1 des feinen Gitters ist [Roa98]

$$f_{\text{exakt}}^{21} \approx f_1 + \frac{f_1 - f_2}{r_{21}^p - 1} \quad (3.14)$$

Dabei beschreibt p die entsprechende Konvergenzordnung und r_{21} den Verfeinerungsfaktor zwischen zwei unterschiedlich aufgelösten Gittern mit $r_{21} > 1$. Für die Berechnung dieser Größen ist zunächst die Bestimmung eines repräsentativen Gitterelements h_i notwendig. Nach Celik et al. [C+08] gilt dafür

$$h_i = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta V_i) \right]^{1/3} \quad (3\text{D}), \quad h_i = \left[\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta A_i) \right]^{1/2} \quad (2\text{D}) \quad (3.15)$$

Dabei ist N die Gesamtanzahl der Gitterelemente und ΔV_i bzw. ΔA_i das Volumen oder die Fläche des i -ten Elements. Für das feine, mittlere und grobe Gitter werden nach Gleichung 3.15 die jeweiligen Größen h_1 , h_2 und h_3 berechnet. Daraus ergeben sich die beiden Verfeinerungsfaktoren

$$r_{21} = \frac{h_2}{h_1} \quad \text{und} \quad r_{32} = \frac{h_3}{h_2} \quad (3.16)$$

Nach Roache [Roa98] sollte für eine fundierte Untersuchung ein Verfeinerungsfaktor von $r_{12} > 1,2$ vorliegen. Für die Bestimmung der beobachteten Konvergenzordnung p gilt [C+08]

$$p = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} \right| + \ln \left(\frac{r_{21}^p - 1 \cdot \text{sign} \left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} \right)}{r_{32}^p - 1 \cdot \text{sign} \left(\frac{f_3 - f_2}{f_2 - f_1} \right)} \right) \right| \quad (3.17)$$

Die Berechnung erfolgt iterativ. Sind die beiden Verfeinerungsfaktoren konstant ($r_{21} = r_{32}$), entfällt der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung 3.17. Damit kann die Konvergenzordnung direkt berechnet werden. Außerdem ist bei der Anwendung zu beachten, dass eine Abschätzung der Fehlerordnung auf Basis der Richardson-Extrapolation nur dann möglich ist, wenn die Lösung des Problems monoton konvergiert [Sch12]. Zur Überprüfung wird das Verhältnis der Differenzen der diskreten Lösungen berechnet [ADW09]

$$\begin{aligned} (1) \text{ Monotone Konvergenz} \quad & 0 < \frac{f_2 - f_1}{f_3 - f_2} < 1 \\ (2) \text{ Oszillierende Konvergenz} \quad & \frac{f_2 - f_1}{f_3 - f_2} < 0 \\ (3) \text{ Divergenz} \quad & \frac{f_2 - f_1}{f_3 - f_2} > 1 \end{aligned} \quad (3.18)$$

Bei einer oszillierenden Konvergenz sollten die beobachtete Konvergenzordnung und die bei der numerischen Berechnung verwendete formelle Ordnung miteinander verglichen werden. Stimmen die Werte überein, kann dies ein Hinweis darauf sein, dass die Gitter im asymptotischen Bereich liegen [C+08]. Neben den bereits erwähnten Einschränkungen des GCI-Verfahrens dürfen die Differenzen der diskreten Lösungen nicht zu nahe bei 0 liegen [C+08]. Sind alle Kriterien erfüllt, lässt sich der exakte Wert f_{exakt}^{21} aus Gleichung 3.14 bestimmen. Damit kann neben dem approximierten relativen Fehler mit

$$e_a^{21} = \left| \frac{f_1 - f_2}{f_1} \right| \quad (3.19)$$

auch der extrapolierte relative Fehler zum exakten Wert mit

$$e_{\text{ext}}^{21} = \left| \frac{f_{\text{exakt}}^{21} - f_1}{f_{\text{exakt}}^{21}} \right| \quad (3.20)$$

berechnet werden. Der Diskretisierungsfehler zwischen dem mittleren und dem feinen Gitter berechnet sich aus [FP08]

$$\epsilon_h^{21} = \frac{f_1 - f_2}{r_{21}^p - 1} \quad (3.21)$$

Der Vorteil bei dieser Betrachtung ist, dass die Abweichung zwischen den beiden Gittern ins Verhältnis zum Verfeinerungsfaktor r_{21} sowie zur beobachteten Konvergenzordnung p gesetzt wird. Damit bietet diese Größe einen höheren Informationsgehalt. Der von Roache [Roa98] eingeführte GCI-Wert errechnet sich schließlich wie folgt

$$\text{GCI}_{\text{fein}}^{21} = \frac{F_S e_a^{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (3.22)$$

Dabei gibt F_S den Sicherheitsfaktor an, der in dieser Arbeit entsprechend [C+08] mit $F_S = 1,25$ definiert wird. Der GCI-Wert stellt somit ein Maß für die numerische Unsicherheit in den Ergebnissen einer CFD-Simulation dar [Sch12]. In dieser Arbeit wird der GCI-Wert zur Überprüfung der zusätzlich implementierten Transportgleichung und der AVs in CFX verwendet.

3.3 Verwendete Entwicklungswerkzeuge

In diesem Abschnitt werden die verwendeten Entwicklungswerkzeuge vorgestellt. Die an der Otto-von-Guericke-Universität entwickelte Software-Bibliothek *Optimization Algorithm Library++* (OPAL++) [Leh] bietet die Möglichkeit zur Durchführung von Optimierungs- und Parametrisierungsaufgaben von CFD-basierten Ingenieurproblemen. Das Vollmodell löst das dreidimensionale gekoppelte Strömungs- und Temperaturfeld im gesamten Fluid- und Festkörpergebiet des elektrischen Generators. Aufgrund der komplexen Strömung und der Vielzahl an Bauteilen ist der numerische Aufwand bei einer Simulation sehr hoch. Der V-Channel ermöglicht eine aerodynamisch-basierte Systemanalyse, ohne alle Komponenten der elektrischen Maschine zu berücksichtigen. Damit wird der numerische Aufwand deutlich reduziert, was eine Positionsoptimierung mit OPAL++ in Abschnitt 7.2.2 ermöglicht.

3.3.1 Optimization Algorithm Library++ (OPAL++)

Die Software-Bibliothek OPAL++ ist eine in C++ entwickelte (objektorientierte) Parametrisierungs- und Optimierungssoftware. Es werden sowohl Ein- als auch Mehrzielfunktions-Optimierungsmethoden unterstützt. Die Software kann auf Microsoft Windows, weit verbreiteten Linux-Systemen (wie zum Beispiel CentOS, Fedora, Scientific Linux, Redhat und weiteren) und Mac OS angewendet werden. Zudem unterstützt OPAL++ die Anwendung auf heterogenen Systemen zur Kopplung unterschiedlicher Betriebssysteme für eine Optimierung. In den meisten Fällen ist für die Bearbeitung von CFD-O-basierten Aufgaben der Einsatz von mehreren Simulationsprogrammen

notwendig. Mit OPAL++ werden alle Einstellungen für die Optimierung (Optimierungsmethode, Zielfunktion, Anzahl der Gesamtsimulationen und weitere) in einem Hauptskript zusammengefasst, während in einem weiteren Skript die Befehle zur Durchführung der einzelnen numerischen Schritte (Geometrieerstellung, Gittergenerierung, Berechnung, Auswertung) aufgeführt sind. OPAL++ bietet damit die übergeordnete Ebene für verschiedene Programme, wie zum Beispiel CFX oder die in dieser Arbeit verwendete Gittergenerierungssoftware *ANSYS ICEM, Release 16.2* (ICEM), um die komplette Optimierungskette automatisiert durchzuführen. Durch die Möglichkeit einer zweistufigen Parallelisierung (Zugriff auf mehrere Rechenknoten in CFX und die parallele Berechnung einzelner Simulationen mit OPAL++) ist die Bearbeitung auch von numerisch aufwendigen Fragestellungen möglich. Für eine detaillierte Ausführung und die Grundlagen der implementierten Optimierungsmethoden sei an dieser Stelle auf [Dar16] verwiesen.

3.3.2 Vollmodell elektrischer Generator

Für die gekoppelte Berechnung des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes werden beim Vollmodell alle Bauteile im dreidimensionalen Raum des elektrischen Generators berücksichtigt. Die aufgeprägte Rotation der Lüfterschaukeln induziert durch die Impulse einen Volumenstrom in und aus dem Generator. Abbildung 3.2 zeigt im linken Bild die Simulationsumgebung des elektrischen Generators. Damit sich die Strömung und Wärmeübertragung einstellen können, wird um den Generator ein kugelförmiges Zu- bzw. Abströmgebiet mit konstanter Umgebungstemperatur und konstantem Druck modelliert (lilafarbige Kugel). Für die elektrische und mechanische Verlustleistungen werden ebenfalls konstante Werte angenommen und als Quelle gesetzt. Neben der Fluid-Umgebung werden zusätzlich die als nicht adiabatisch modellierten Bauteile im Festkörpergebiet vernetzt, um den an der Grenzfläche von Luft und Festkörper konjugierten Wärmeübergang zu berechnen. Damit werden neben der Wärmeübertragung an der Wand aufgrund der erzwungenen Konvektion auch die Ausgleichsvorgänge im Festkörper

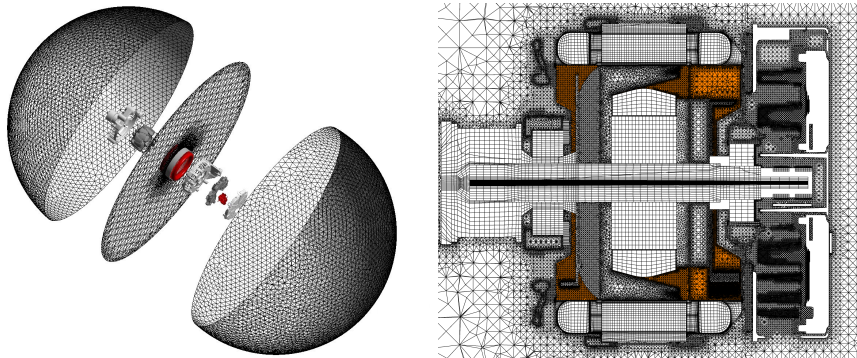


Abbildung 3.2: Aufbau des Simulationsmodells. Links: Darstellung des Zu- bzw. Abströmgebietes mit konstanter Druck- und Temperaturrandbedingung. Rechts: Ruhendes (weiß) und rotierendes Bezugssystem (orange) auf der Gitterschnittebene

aufgrund von Wärmeleitung abgebildet. Daraus ergeben sich unter anderem die Wandwärmestromdichten und Temperaturen.

Im rechten Bild von Abbildung 3.2 ist das Berechnungsgitter auf einem axialen Schnitt durch das Berechnungsgebiet zu sehen. Das in dieser Arbeit verwendete Simulationsmodell besteht aus ca. 15 Mio. Knoten, unterteilt in unabhängige Teilgitter. Damit muss bei einer Geometrieänderung nur das entsprechende Modul neu vernetzt werden und nicht der gesamte elektrische Generator. Schnittflächen verbinden die einzelnen Module in den Fluid- und Festkörperbereichen. Wenn möglich, werden für die Vernetzung der Bauteile Hexaeder-Elemente verwendet, was jedoch aufgrund des komplexen Aufbaus mit stark variierender Größenänderung der benachbarten Gitterzellen nicht immer möglich ist. Aus diesem Grund kommt ein hybrides Gitter zum Einsatz.

Die Berechnung erfolgt durch 480 Kerne mit jeweils 3,5 GB Speicher pro CPU auf einem Hochleistungsrechner. Dennoch liegt die gesamte Rechenzeit bei ca. 9 Stunden. Aufgrund des großen numerischen und zeitlichen Aufwands sowie der komplexen dreidimensionalen Strömung ist das Vollmodell daher

für die Untersuchung von Indikatoren ungeeignet.

Im nachfolgenden Abschnitt wird eine Alternative zum Vollmodell vorgestellt, die bei der Anwendung der Indikatoren zur Verbesserung der Wärmeübertragung in Kapitel 7 verwendet wird.

3.3.3 Modellansatz *Virtual Channel (V-Channel)*

Der Grundgedanke beim V-Channel ist, das aerodynamische Verhalten des Generators nachzubilden und damit Untersuchungen einzelner Effekte und Einflussgrößen auf die Wärmeübertragung zu ermöglichen. Durch die Betrachtung eines oder weniger Bauteile wird der numerische Aufwand deutlich verringert. Das wiederum ermöglicht den Einsatz von CFD-O für die Verbesserung der Wärmeübertragung. Da die Lüfter für die Erzeugung der Druckdifferenz nicht berücksichtigt werden, muss ein physikalisches Modell implementiert werden, das die Lüfterkennlinie aus dem Vollmodell modelliert. Abbildung 3.3 zeigt hierfür die konzeptionelle Überlegung aus [Ege13]. Wird

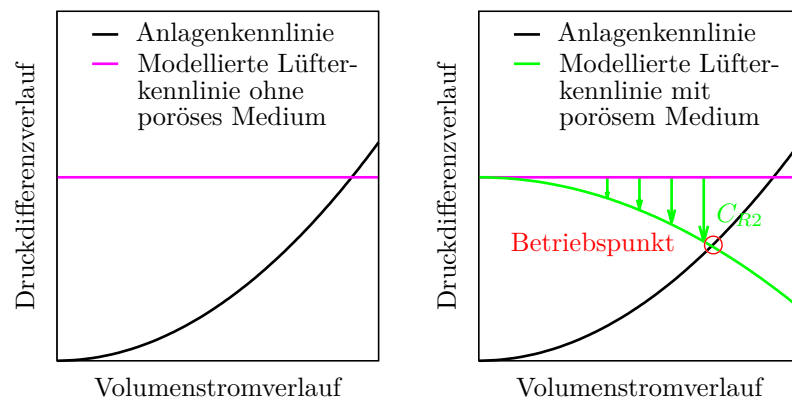


Abbildung 3.3: Verhalten der modellierten Lüfterkennlinie. Links: Ohne den Einbau eines porösen Mediums in den numerischen Windkanal. Rechts: Mit einem porösen Medium

die Strömung in und um die verschiedenen Bauteile in einem virtuellen Wind-

kanal numerisch berechnet, stellt sich aufgrund der definierten Randbedingungen am Ein- und Auslass ein konstanter Druckverlust oder Volumenstrom ein. Durch die Implementierung eines porösen Mediums und des maßgebenden quadratischen Widerstandskoeffizienten C_{R2} kann das Verhalten der Lüfterkennlinie näherungsweise abgebildet werden. Basierend auf einer Reihe an Untersuchungen lässt sich für eine bestimmte Rotationsgeschwindigkeit eines elektrischen Generators die passende Δp - C_{R2} -Kombination ermitteln und anschließend im V-Channel implementieren. Damit ist eine Übertragung der Strömungsverhältnisse von einem bereits existierenden Vollmodell auf den V-Channel möglich, womit eine deutliche Reduzierung des numerischen Aufwands bei der Designstudie einhergeht.

In Abbildung 3.4 ist der Aufbau des V-Channel für die Berechnung der Strömung um den Kühlkörper eines elektrischen Generators mit dazugehöriger Gleichrichterelektronik dargestellt. Am Ein- und Auslass ist jeweils ein

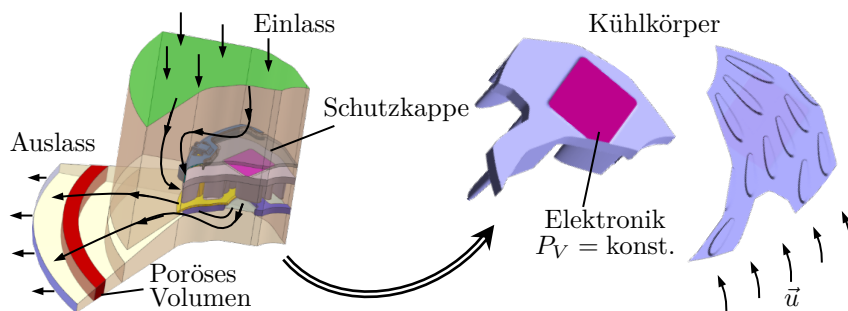


Abbildung 3.4: Aufbau des V-Channel zur Berechnung der Wärmeübertragung von Kühlkörpern für elektrische Generatoren

konstanter Druck definiert. Daraus ergibt sich der in Abbildung 3.4 skizzierte Strömungsverlauf. Das Fluid strömt, ausgehend vom Einlass, in radialer Richtung seitlich der Schutzkappe ein und verlässt die Kühlkörperumgebung in axialer Richtung. Anschließend strömt das Fluid durch das poröse Gebiet, bevor es den V-Channel am Auslass verlässt. Auf dem Kühlkörper ist eine Fläche modelliert, welche die Gleichrichterelektronik abbildet und mit einer konstanten Wärmestromdichte definiert ist. Durch die Wärmeleitung erhöht

sich die Temperatur des Kühlkörpers, die durch die konvektive Wärmeübertragung minimiert werden soll. Um das Strömungsprofil nicht zu beeinflussen, werden die äußeren Wände des V-Channel als reibungsfrei bzw. mit einer periodischen Randbedingung definiert.

In Kapitel 7 kommt der V-Channel für die Analyse und Bewertung mittels neuer Indikatoren am Beispiel des elektrischen Generators zur Anwendung. Hierzu wird auf die in Abbildung 3.5 dargestellte Auswertefläche im Strömungsfeld referenziert, die sich auf halber Rippenhöhe befindet. Zusätzlich

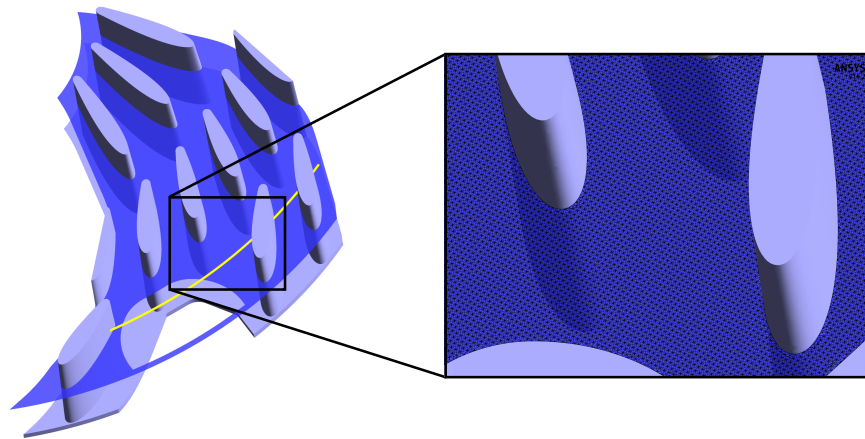


Abbildung 3.5: Links: Auswertefläche (blau) für spätere differenzielle Analysen der Wärmeübertragung im Strömungsfeld; Auswertelinie (gelb) für die Gitterunabhängigkeitsstudie im V-Channel. Rechts: Gewähltes Gitter für die Untersuchungen in Kapitel 7

wird für die Gitterunabhängigkeitsstudie in Abschnitt 7.1 die gelbe Linie verwendet, um die Verläufe verschiedener physikalischer Größen bei verschiedenen Gitterauflösungen miteinander zu vergleichen. Da in Abschnitt 7.2.2 eine Positionsoptimierung im V-Channel mit OPAL++ durchgeführt wird, werden ausschließlich Tetraeder-Elemente für die Gittergenerierung verwen-

det, um den Prozess vollständig zu automatisieren. Im rechten Bild von Abbildung 3.5 ist eine Detailansicht des verwendeten Rechengitters dargestellt. Der ausgewählte Bereich ist für die Untersuchung in Kapitel 7 von großem Interesse, wodurch sich die Wahl der Auswertelinie begründet.

3.4 Implementieren physikalisch basierter Indikatoren

Sowohl die Verweilzeitverteilung als auch die Entropieproduktion werden standardmäßig nicht in CFX berechnet. Entsprechend müssen hierfür eine zusätzliche Transportgleichung bzw. mehrere AVs definiert werden. Im Folgenden wird das Vorgehen beschrieben.

3.4.1 Verweilzeitverteilung

Für die Berechnung der Verweilzeit τ wird in dieser Arbeit eine zusätzliche Transportgleichung definiert. Da die Verweilzeit als chemische Spezies (Tracer) modelliert wird, gilt dafür folgende Gleichung [ANS15a]

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \nabla(\rho\vec{u}\varphi) = \nabla[(\rho D + \rho D_t)\nabla\varphi] + S_\varphi \quad (3.23)$$

Als Erhaltungsgröße φ wird nachfolgend die Verweilzeit τ definiert. D ist der Diffusionskoeffizient, D_t der turbulente Diffusionskoeffizient

$$D = \frac{\nu}{Sc} \quad \text{bzw.} \quad D_t = \frac{\nu_t}{Sc_t} \quad (3.24)$$

Dabei bezeichnet ν die kinematische Viskosität und ν_t die (kinematische) Wirbelviskosität. Sc und Sc_t sind jeweils die Schmidt-Zahl bzw. die turbulente Schmidt-Zahl. In manchen Fällen kann die kinematische Viskosität vernachlässigt werden, da sie meist sehr viel kleiner als die (kinematische) Wirbelviskosität ν_t ist [LJ96; Awb00; Lin+05]. Entsprechend Demokritou

et al. [Dem+00] oder Li et al. [Li+03] können aber auch D und D_t als effektiver, turbulenter Diffusionskoeffizient zusammen betrachtet werden

$$D_{\text{eff}} = \frac{\nu}{Sc} + \frac{\nu_t}{Sc_t} = \frac{\eta}{\rho Sc} + \frac{\eta_t}{\rho Sc_t} \quad (3.25)$$

Die Wirbelviskosität wird dann je nach Wahl des Turbulenzmodells unterschiedlich berechnet. Der Ablauf beim SST-Modell ist in Abschnitt 3.1.2 ausgeführt. Der rechte Term aus Gleichung 3.23 wird unter Berücksichtigung von Gleichung 3.25 zu

$$\nabla [(\rho D + \rho D_t) \nabla \varphi] = \nabla (\rho D_{\text{eff}} \nabla \varphi) \quad (3.26)$$

Für den Quellterm S_φ ergibt sich aus der Definition der AV in CFX

$$S_\varphi = \frac{\rho}{\rho} = 1 \quad (3.27)$$

Damit ergibt sich für eine stationäre Strömung unter Berücksichtigung der Gleichungen 3.25 bis 3.27 die in dieser Arbeit verwendete Transportgleichung

$$\nabla \left[\rho \vec{u} \tau - \left(\frac{\eta}{Sc} + \frac{\eta_t}{Sc_t} \right) \nabla \tau \right] = 1 \quad (3.28)$$

Sie wird während der Aufbereitung der Simulation (engl. *pre-processing*) implementiert. Da die Berechnung von Gleichung 3.28 als Tracer erfolgt, bleibt die Strömung dadurch unbeeinflusst.

3.4.2 Entropie-Bilanzgleichung

Die Berechnung der Entropie-Bilanzgleichung aus Abschnitt 2.5.3 erfolgt in dieser Arbeit anhand mehrerer implementierter AVs in CFX. Dabei wird als Variablentyp *unspecified* und als Tensortyp *scalar* ausgewählt. Für die einzelnen Termgruppen (2-5) aus Gleichung 2.26 wird jeweils eine separate AV definiert, um deren Einflüsse auf die Strömung differenziert untersuchen

zu können. Dabei entfällt die lokale zeitliche Änderung der spezifischen Entropie aufgrund der stationären Betrachtung (s. Abschnitt 3.1).

Für die Bestimmung der lokalen Änderung der spezifischen Entropie aufgrund einer reversiblen Wärmeübertragung (s. Abschnitt 2.5.3) muss im Vorfeld eine zusätzliche AV für die Berechnung der Wärmestromdichte \vec{q} in der Strömung implementiert werden. Dafür wird eine vektorielle AV definiert, die der Definition aus Gleichung 2.13 entspricht. Damit lässt sich anschließend in einer weiteren AV das partielle Differential aus $\frac{\partial(\dot{q}_i/T)}{\partial x_i}$ für jede Raumkoordinate berechnen.

Die beiden Entropieproduktionsterme können auch direkt beim *post-processing*, ohne eine Implementierung als AV, berechnet werden. Jedoch ist dann der Werteverlauf über die einzelnen Iterationen nicht nachvollziehbar.

In Gleichung 2.26 werden die darin vorkommende spezifische Entropie, Geschwindigkeit und Temperatur als zeitlich abhängige (Momentan-)Größen betrachtet. Damit erweitert sich Gleichung 2.28 aufgrund der turbulenten Strömung (s. Abschnitt 3.1.2) um zwei zusätzliche Terme

$$\begin{aligned}\dot{S}_{\text{Pro}} &= \int_V \left(\dot{S}_{\text{D}}''' + \dot{S}_{\text{D}'}''' + \dot{S}_{\text{WL}}''' + \dot{S}_{\text{WL}'}''' \right) dV \\ &= \dot{S}_{\text{D}} + \dot{S}_{\text{D}'} + \dot{S}_{\text{WL}} + \dot{S}_{\text{WL}'}\end{aligned}\quad (3.29)$$

Während sich die direkten Größen aus dem Geschwindigkeits- und Temperaturfeld der Simulation ergeben, liegen die indirekten Größen bei einer RANS-Berechnung nicht vor. Nach Kock und Herwig [Koc03; HK06; HK07] können für die beiden Entropieproduktionsterme \dot{S}_{D}''' und \dot{S}_{WL}''' die indirekten Terme mit Hilfe einer Modellgleichung berechnet werden. Für die Berechnung der indirekten Entropieproduktion aufgrund von Dissipation $\dot{S}_{\text{D}'}'''$ gilt dann

$$\dot{S}_{\text{D}'}''' = \frac{\rho\varepsilon}{\bar{T}}\quad (3.30)$$

Für die indirekte Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung gilt

$$\dot{S}_{\text{WL}'}''' = \frac{a_t}{a} \dot{S}_{\text{WL}}'''\quad (3.31)$$

mit der Temperaturleitfähigkeit a bzw. der turbulenten Temperaturleitfähigkeit $a_t = \nu_t/\text{Pr}_t$. Dabei wird die turbulente Pr_t -Zahl mit einem konstanten Wert von $\text{Pr}_t = 0,9$ modelliert. Die Berechnung von ν_t ist dann vom jeweiligen Turbulenzmodell abhängig. Für das SST-Modell gilt für die beiden Entropieproduktionsterme jeweils

$$\dot{S}_{D'}''' = \beta^* \frac{\rho \omega k}{T}, \quad (3.32a)$$

$$\dot{S}_{\text{WL}'}''' = \frac{k \rho c_p}{\text{Pr}_t \omega \lambda_{\text{Fluid}}} \dot{S}_{\text{WL}}''' \quad (3.32b)$$

In dieser Arbeit wird für die SST-Schließkonstante $\beta^* = 0,09$ gesetzt [ANS15b]. Damit ergibt sich für die numerische Berechnung der Gesamtentropieproduktion in turbulenten Strömungen mit konstanten Stoffgrößen die Gleichung

$$\begin{aligned} \dot{S}_{\text{Pro}}''' &= \dot{S}_{\text{D}}''' + \dot{S}_{\text{D}'}''' + \dot{S}_{\text{WL}}''' + \dot{S}_{\text{WL}'}''' \\ &= \frac{\eta}{T} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial \overline{u_x}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u_y}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u_z}}{\partial z} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial \overline{u_x}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u_y}}{\partial x} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\partial \overline{u_x}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u_z}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u_y}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{u_z}}{\partial y} \right)^2 \right] + \beta^* \frac{\rho \omega k}{T} \\ &\quad + \frac{\lambda_{\text{Fluid}}}{T^2} \left(1 + \frac{k \rho c_p}{\text{Pr}_t \omega \lambda_{\text{Fluid}}} \right) \left[\left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{T}}{\partial z} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (3.33)$$

Sie stellt die Grundlage für die nachfolgenden Untersuchungen dar. Eine ausführliche Herleitung zur numerischen Berechnung der Entropieproduktionsterme in turbulenten Strömungen ist in [Koc03] zu finden.

Kock und Herwig [KH04] empfehlen darüber hinaus die Einführung zusätzlicher Terme zur Berücksichtigung der Wandfunktion in unmittelbarer Wandnähe für die vier Entropieproduktionsterme \dot{S}_{D}''' , $\dot{S}_{\text{D}'}'''$, \dot{S}_{WL}''' und $\dot{S}_{\text{WL}'}'''$. Da in der vorliegenden Arbeit der Schwerpunkt auf der Analyse und Bewertung in der Hauptströmung und nicht in unmittelbarer Wandnähe liegt (s. Abschnitt 1.3), werden diese jedoch nicht herangezogen. Validierungsrech-

nungen von Kock und Herwig haben zudem gezeigt, dass die Modellansätze in Gleichung 3.33 in wandfernen Bereichen, also bei großen y^+ -Werten, um weniger als 2% von den Auswertungen der *Direct Numerical Simulation* (DNS)-Daten abweichen [Koc03]. Diese Erkenntnis wird durch die Code-Verifizierung in Abschnitt 6.1 bestätigt.

Als Grundlage für die Untersuchung verschiedener Indikatoren wie beispielsweise die Verweilzeitverteilung oder Entropieproduktion wird im nachfolgenden Kapitel eine allgemeingültige Konfiguration vorgestellt.

Kapitel 4

Entwicklung einer allgemeingültigen Konfiguration

4.1	Konzeptionelle Überlegung	76
4.2	Aufbau der Konfiguration	79
4.3	Verwendung für die Entwicklung physikalisch basierter Indikatoren	81
4.4	Numerisches Modell der Konfiguration	82
4.5	Analyse von Geschwindigkeits- und Tempera- turfeldern	88
4.6	Die Nußelt-Zahl als Indikator	93

Es wird eine allgemeingültige Konfiguration vorgestellt, durch die überlagerte Strömungsarten, wie sie auch in Generatoren auftreten, abgebildet werden. Sie werden in ihrer Bezeichnung in lokal und global dominierte Vorgänge unterschieden. Damit dient die Konfiguration als Grundlage für die Entwicklung physikalisch basierter Indikatoren zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung. Es zeigt sich, dass unterschiedliche Informationen zur Wärmeübertragung aus dem Geschwindigkeits- und Temperaturfeld hervorgehen und gleichermaßen zu berücksichtigen sind. Die erste Untersuchung macht deutlich, dass die Nußelt-Zahl hierfür nicht ausreichend ist.¹

¹Dieses Kapitel basiert auf dem Konferenzbeitrag von Eger et al. [Ege+14].

4.1 Konzeptionelle Überlegung

Die numerische Berechnung des gesamten dreidimensionalen Strömungsfeldes im elektrischen Generator erschwert die Entwicklung physikalisch basierter Indikatoren in mehreren Punkten:

Zum einen ist, wie in Abschnitt 3.3.2 gezeigt, der zeitliche und numerische Aufwand zu groß, um eine Vielzahl verschiedener Indikatoren im Vollmodell zu untersuchen. Insbesondere sind hierbei die hohen Rechenzeiten und Speicheranforderungen für eine physikalisch basierte Untersuchung hinderlich. Zum anderen sind wegen der komplexen Strömungsvorgänge im Generator die Wechselwirkungen einzelner Vorgänge nur sehr schwer auf ihre Ursache zurückzuführen. Es ist in der Regel nicht möglich, einzelne Strömungsvorgänge so zu selektieren, dass nur diese auf die Wärmeübertragung bestimmter Bauteile Einfluss nehmen. Dadurch lassen sich die Vorgänge weder räumlich noch in sich selbst auftrennen, was eine ursachenbasierte Analyse erschwert. Es lässt sich im Allgemeinen nicht nachvollziehen, zu welchem Anteil die verschiedenen Vorgänge auf die Wärmeübertragung Einfluss nehmen oder nicht. Dieser Sachverhalt ist als Gedankenexperiment in Abbildung 4.1 am Beispiel einer Wärmeübertragung für einen rotierenden Zylinder dargestellt. Das linke Bild zeigt einen Versuchsaufbau, bei dem sich am Boden eines

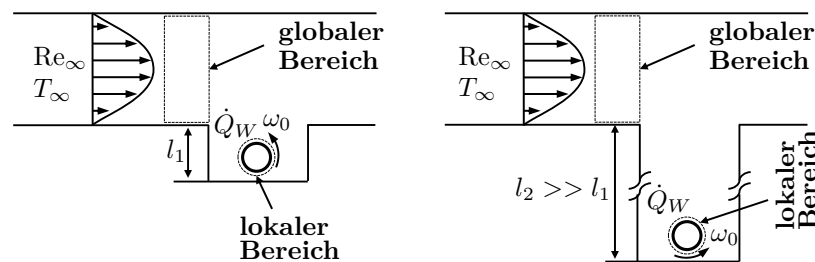


Abbildung 4.1: Einfluss von lokal oder global dominierter Strömung auf die Wärmeübertragung am Beispiel des sich drehenden Zylinders. Links: Mischung aus lokalen und globalen Vorgängen. Rechts: Stark lokal dominierter Vorgang

Windkanals der Zylinder innerhalb einer Absenkung befindet. Der Zylinder wird durch einen konstanten Wärmestrom \dot{Q}_W beheizt. Durch eine aufgeprägte Drehzahl ω_0 am Zylinder wird der Abtransport der Energie durch einen lokal auftretenden Geschwindigkeitsgradienten unterstützt. Für die Kühlung des Zylinders werden zusätzlich am Kanaleintritt eine konstante Re_∞ -Zahl sowie eine konstante Umgebungstemperatur T_∞ mit $T_\infty < T_W$ definiert (T_W : Wandtemperatur am Zylinder).

Im Folgenden wird zwischen zwei Vorgängen unterschieden:

1. Die **lokale** Strömung direkt am Zylinder, die sich aus der lokalen Reynoldszahl Re_0 (definiert mit der Tangentialgeschwindigkeit $u_0 = \omega_0 r_0$) ergibt,
2. Die **globale** Strömung am Kanaleintritt, die durch die globale Reynoldszahl Re_∞ (definiert mit der Einströmgeschwindigkeit u_∞) definiert ist.

Der jeweilige Einfluss auf die Wärmeübertragung lässt sich durch die Wahl der Tiefe l_1 wesentlich beeinflussen. Im rechten Bild von Abbildung 4.1 ist die Absenkung mit $l_2 \gg l_1$ deutlich länger definiert. In diesem Fall wird die Wärmeübertragung hauptsächlich durch den lokalen Mechanismus der Rotation bestimmt. Die globale Einströmgeschwindigkeit u_∞ hat keinen nennenswerten Einfluss auf die Wärmeübertragung des Zylinders. Damit würde beispielsweise eine Erhöhung der Pumpleistung am Kanaleintritt zu keiner nennenswerten Verbesserung führen.

Eine entsprechende Analogie lässt sich zu einem Rippenkühlkörper für elektrische Generatoren, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, herstellen. Hier kann die Wärmeübertragung wieder durch beide Vorgänge gleichermaßen oder durch einen dominierend bestimmt werden. In diesem Fall bildet sich der globale Strömungsvorgang (Re_∞) durch das Ansaugen der Kühlluft aufgrund der rotierenden Lüfterschaufeln aus. Hohe Geschwindigkeitsgradienten treten lokal in Nähe der Kühlrippen auf, die durch ihren Abstand l_1 bzw. l_2 den anfallenden Druckverlust und dadurch den lokalen Strömungsvorgang (Re_0) bestimmen. Wird die Anzahl der Rippen erhöht, verkleinert sich der Abstand zwischen den einzelnen Rippen ($l_2 < l_1$). Dadurch ist die Wärmeübertragung zunehmend durch die lokale Re_0 -Zahl geprägt. Beim Erreichen einer

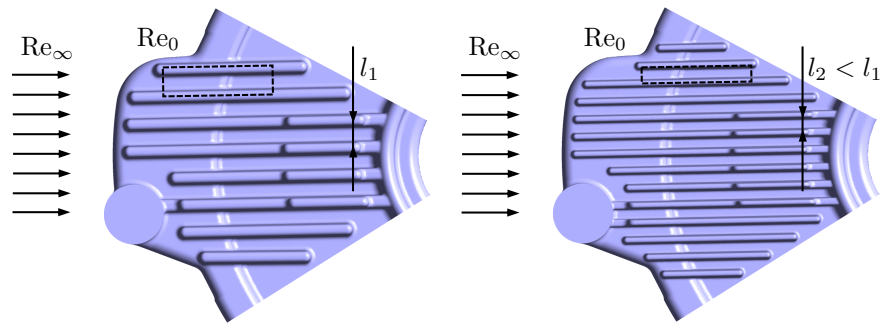


Abbildung 4.2: Lokale und globale Strömungsvorgänge am Beispiel eines Rippenkühlkörpers: eintretende globale Strömung (Re_∞) in den Generator und lokale Strömung (Re_0) zwischen den Rippen

kritischen Kanalbreite, durch die der Druckverlust so groß ist, dass kaum Kühlluft hindurch strömt, hat die globale Re_∞ -Strömung nahezu keinen Einfluss auf die Wärmeübertragung des Kühlkörpers an die Umgebung. In diesem Fall prägt der Abstand zwischen den Rippen (Re_0) die Strömung und stellt damit den einflussnehmenden Parameter dar. Größer dimensionierte Lüfterschaufeln (Erhöhung von Re_∞) würden sich hier nur begrenzt auf die Wärmeübertragung auswirken, jedoch würde sich der Schalldruckpegel im Generator erhöhen.

Um Indikatoren hinsichtlich ihrer Differenzierbarkeit für derartige Vorgänge bewerten zu können, ist es notwendig, in den Modellaufbau eingreifen zu können, sodass verschiedene Vorgänge die Wärmeübertragung dominieren und die dafür vorgenommene Gewichtung bei der späteren Analyse bekannt ist. Im folgenden Abschnitt wird dazu der Aufbau einer neuen, allgemeingültigen Konfiguration vorgestellt.

4.2 Aufbau der Konfiguration

Die für die Untersuchung der Indikatoren entwickelte Konfiguration stellt eine Synergie aus zwei grundlegenden Fällen der Strömungsmechanik dar. Beide liefern in ihrem Aufbau Möglichkeiten, jeweils globale oder lokale Effekte auf die Wärmeübertragung zu untersuchen. Das linke Bild von Abbildung 4.3 zeigt den schematischen Aufbau zweier konzentrisch gelagerter Zylinder. Unter der Annahme, dass der äußere Zylinder eine Tangentialgeschwindigkeit

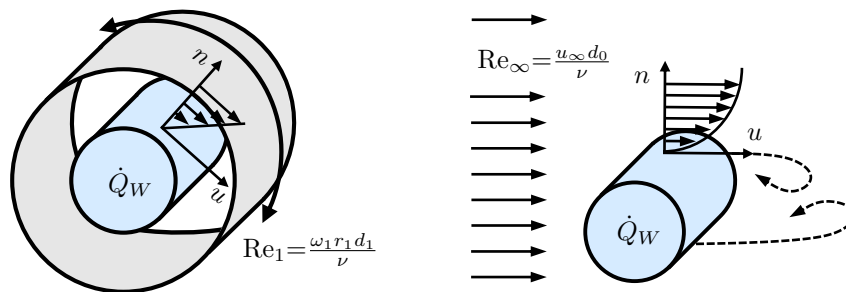


Abbildung 4.3: Ausgangslage für die allgemeingültige Konfiguration. Links: Zwei konzentrisch gelagerte Zylinder mit lokal dominierenden Strömungsvorgängen. Rechts: Frei umströmter Zylinder mit global dominierenden Strömungsvorgängen

keit u_1 erfährt, bildet sich bei hinreichend kleinem Abstand der beiden Zylinder voneinander ein näherungsweise lineares Geschwindigkeitsprofil (Couette-Strömung) aus. Der Abtransport der zugeführten Energie in Form von Wärme am inneren Zylinder wird in diesem Fall durch die Geschwindigkeitsgradienten bestimmt. Somit ergibt sich aus der lokalen Re_1 -Zahl die dominierende Einflussgröße $u_1 = \omega_1 r_1$ auf die vorliegende Strömungsform und Wärmeübertragung.

Das rechte Bild von Abbildung 4.3 zeigt den frei umströmten Zylinder. Das von links ankommende Kolbenprofil trifft auf den Zylinder, wodurch sich im Nachlauf bei entsprechend großer Re_∞ -Zahl eine Kármánsche Wirbelstraße ausbildet. Auch hier wird die Energie in Form von Wärme dem Zylinder durch einen konstanten Wärmestrom \dot{Q}_W zugeführt. Im Vergleich zum Bei-

spiel der konzentrisch gelagerten Zylinder wird hier die Kühlung jedoch durch die globale Re_∞ -Zahl bestimmt. Im Gegensatz zu den zwei konzentrisch gelagerten Zylindern liegt hier eine global dominierte Einflussgröße (u_∞ bzw. Re_∞) auf die Wärmeübertragung vor.

Bei technischen Fragestellungen tritt meist eine Kombination aus lokal und global dominierten Strömungsformen auf. Abbildung 4.4 zeigt eine Konfiguration, die es ermöglicht, beide Vorgänge wahlweise getrennt oder im Zusammenspiel miteinander zu untersuchen. Die Einführung des Öffnungs-

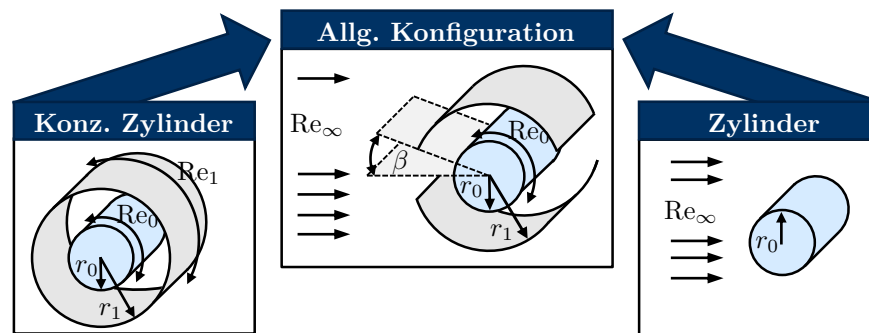


Abbildung 4.4: Aufbau der allgemeingültigen Konfiguration. Die Wärmeübertragung wird durch die ankommende globale Reynoldszahl (Re_∞) sowie die durch Rotation am inneren Zylinder auftretende lokale Reynoldszahl (Re_0) beeinflusst

winkels β führt dazu, dass die Konfiguration bei $\beta = 0$ durch lokale Vorgänge (Couette-Strömung) oder bei $\beta = \pi/2$ durch globale Vorgänge (Kármánsche Wirbelstraße) dominiert wird. Bei einem Öffnungswinkel von $0 < \beta < \pi/2$ entsteht eine Kopplung beider Vorgänge. Mit Hilfe der Konfiguration können dadurch verschiedenartig dominierte Strömungsvorgänge, wie sie beispielsweise im elektrischen Generator auftreten, abgebildet werden.

4.3 Verwendung für die Entwicklung physikalisch basierter Indikatoren

Die Synergie aus lokalen und globalen Strömungseinflüssen hat zur Folge, dass je nach Definition der entsprechenden Parameter Re_0 , Re_∞ oder β der Abtransport der Fluidpartikel durch die Geschwindigkeitsgradienten an der Wand (u_0) oder dem ankommenden Hauptstrom (u_∞) dominiert wird (vgl. Abschnitt 2.3.2). Später wird gezeigt, dass sich mit Hilfe geeigneter Indikatoren der Transitionsbereich von der global beeinflussten Wärmeübertragung auf die durch lokale Einflüsse dominierte Wärmeübertragung bestimmen lässt. Des Weiteren lässt sich durch die Wahl von Re_0 , Re_∞ und β die Komplexität des Stromfeldes anpassen. Wird beispielsweise keine Rotation am Zylinder definiert, ist das Strömungsfeld dem eines umströmten Zylinders ähnlich. Eine Beeinflussung der Strömung erfolgt dann nur durch die äußere Schale, deren Wirkung wiederum mit dem Öffnungswinkel bestimmt werden kann. Rotiert hingegen der innere Zylinder, wird eine weitere Quelle hinzugefügt und das Strömungsfeld wird dadurch komplexer. Je nach Wahl von Re_0 , Re_∞ und β führt dies zu unterschiedlich dominierten Strömungsvorgängen. Ein weiterer Vorteil der Konfiguration ist der einfache geometrische Aufbau im Vergleich zum Vollmodell des elektrischen Generators. Dieser wird bei der Konfiguration lediglich durch den Öffnungswinkel β sowie den Abstand ($r_1 - r_0$) bestimmt. Neben dem Modellierungsaufwand lassen sich zusätzlich die Rechenzeiten, der Speicherbedarf und die Datenmenge erheblich reduzieren. Dies ermöglicht eine effiziente Analyse, da sich die physikalischen Vorgänge untereinander auftrennen lassen und der numerische Aufwand deutlich verringert wird.

Auf der Grundlage dieser Konfiguration werden in der vorliegenden Arbeit verschiedene physikalische Größen untersucht, um anschließend die Ergebnisse auf industrielle Anwendungen, hier am Beispiel des elektrischen Generators, zu übertragen.

4.4 Numerisches Modell der Konfiguration

In diesem Abschnitt wird der geometrische Aufbau, die verwendeten Rechengitter, die definierten Randbedingungen sowie das numerische Modell der Konfiguration beschrieben. Sofern nicht explizit angegeben, sind diese Angaben für alle nachfolgenden Untersuchungen gültig.

4.4.1 Geometrischer Aufbau

Die Berechnung der allgemeingültigen Konfiguration erfolgt im dreidimensionalen Raum. Grundsätzlich wäre aber auch eine zweidimensionale Betrachtung möglich. Abbildung 4.5 zeigt die Konfiguration als dreidimensionales Modell. Die linke Fläche kennzeichnet den Einlass, an dem eine konstante

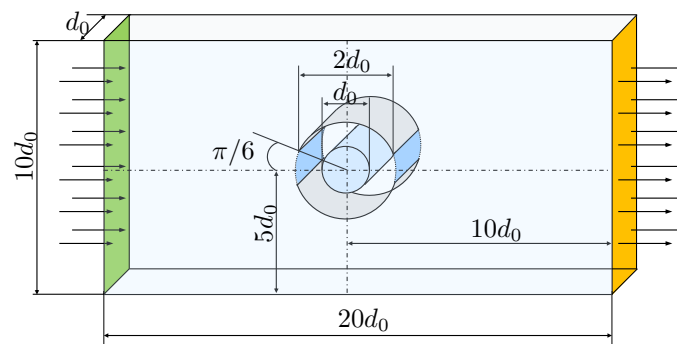


Abbildung 4.5: Numerisches Ausgangsmodell der Konfiguration für die nachfolgenden Untersuchungen

Geschwindigkeit oder ein konstanter Druck definiert wird. An der rechten Seite des Kanals ist der Auslass definiert, der stets mit einem konstanten Druck definiert ist. Alle restlichen Wände haben symmetrische Randbedingungen. Für die Abbildung der Wärmeübertragung wird am Zylinder eine konstante Wärmestromdichte definiert

$$\dot{q}_0^* = \frac{\dot{q}_W 2r_0}{\lambda_{\text{Fluid}} T_\infty} \quad (4.1)$$

Die äußere Schale wird nicht beheizt und wird als adiabat angenommen. Für eine möglichst gleichmäßige Verteilung der lokalen und globalen Einflussgrößen wird bei den meisten Untersuchungen ein fester Öffnungswinkel von $\beta = \pi/6$ definiert. Ebenso wird ein konstanter Abstand von $r_1 - r_0 = 2$, gewählt. Dieser stellt sicher, dass der ankommende Hauptstrom auf die Kühlung des inneren Zylinders Einfluss nehmen kann. Die globale Re_∞ -Zahl ist definiert als

$$Re_\infty = \frac{u_\infty l}{\nu} = \frac{u_\infty d_0}{\nu} \quad (4.2)$$

Dabei ist der Zylinderdurchmesser d_0 das charakteristische Längenmaß. Analog hierzu gilt für die lokale Re_0 -Zahl

$$Re_0 = \frac{u_0 l}{\nu} = \frac{\omega_0 r_0 d_0}{\nu} \quad (4.3)$$

Abbildung 4.6 stellt das Strömungsfeld innerhalb der Konfiguration für den Fall einer globalen Anströmung von $Re_\infty = 1024$ und eines starren Zylinders ($Re_0 = 0$) dar. Für das *post-processing* wird eine Auswertefläche in der

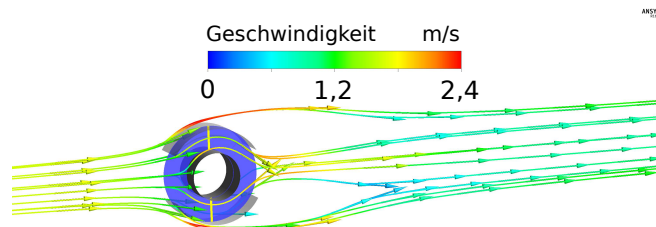


Abbildung 4.6: Auswertefläche (blau) und Auswertelinie (gelb) für spätere differenzielle Untersuchungen verschiedener Indikatoren mit Hilfe der Konfiguration

Mitte der Konfiguration erstellt (blaue Fläche). Später lassen sich damit die Indikatoren hinsichtlich ihrer Fähigkeit zur differenziellen Analyse der Wärmeübertragung bewerten. Die gelbe Linie senkrecht zur Hauptströmrichtung wird für die Gitterunabhängigkeitsstudien verwendet, um die Verläufe der unterschiedlich aufgelösten Gitter miteinander zu vergleichen.

4.4.2 Verwendete Rechengitter

Abbildung 4.7 und 4.8 zeigen die Rechengitter, die bei den späteren Untersuchungen der Indikatoren verwendet werden. Die Gitter sind im Bereich

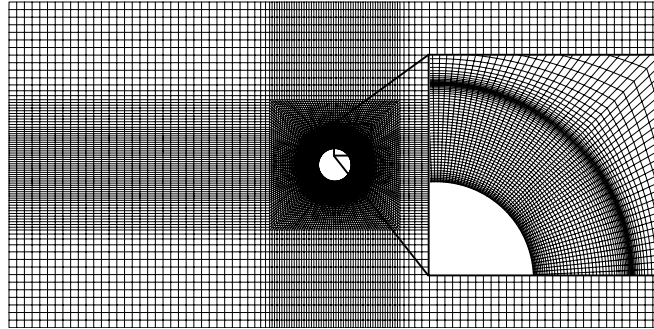


Abbildung 4.7: Strukturiertes Gitter mit $h_{12} = 0,05$ mm, $r_{12} = 1,16$ und $h_{\max} \approx 0,15$ mm zwischen Zylinder und Schale

zwischen dem Zylinder und der Schale stark verfeinert. Hier treten bei sehr hohen lokalen Re_0 -Zahlen große Geschwindigkeitsgradienten auf. Für die Untersuchung der Indikatoren wird auf das strukturierte Gitter zurückgegriffen (s. Abbildung 4.7), um im Vorfeld bei der Verifizierung der zusätzlich implementierten Transportgleichungen und AVs den Gittereinfluss auf die Ergebnisse möglichst gering zu halten. Des Weiteren sind für ein unstrukturiertes Gitter in der Konfiguration sehr viel mehr Elemente notwendig, um ähnliche Gitterauflösungen zu erreichen. Damit erhöht sich neben der Rechenzeit auch der Speicherbedarf pro Simulation. Da das Generator-Vollmodell teilweise auch durch Tetraeder-Elemente abgebildet wird, werden die wesentlichen Versuche in Kapitel 5 und 6 mit dem unstrukturierten Gitter aus Abbildung 4.8 wiederholt. Hierbei wird das unstrukturierte Gitter ohne Prismenschichten vernetzt, da diese bei vielen industriellen Anwendungen aufgrund des Aufwands nicht implementiert werden. Anschließend wird gezeigt, dass die Erkenntnisse aus dem strukturierten Gitter auch auf das unstrukturierte Gitter übertragbar sind. Dadurch lassen sich die in der allgemeinen Konfiguration definierten Gitterparameter für die Vernetzung

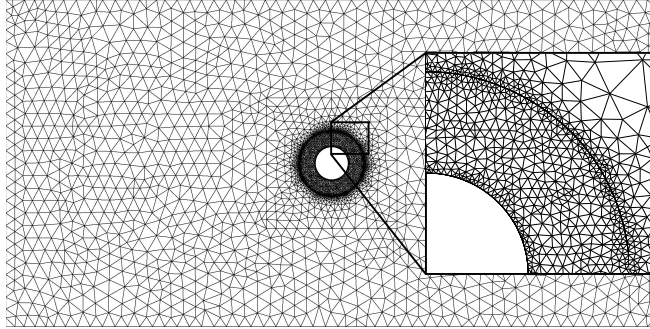


Abbildung 4.8: Unstrukturiertes Gitter mit $h_{12} = 0,25$ mm und $h_{\max} = 0,5$ mm zwischen Zylinder und Schale

des Generators in Kapitel 7 adaptieren.

Für jeden untersuchten Indikator wird zunächst eine Gitterunabhängigkeitsstudie am strukturierten Gitter durchgeführt, um den Diskretisierungsfehler zu bestimmen. Tabelle 4.1 gibt eine Übersicht über die dafür herangezogenen Gitter und die daraus resultierenden Werte aus der GCI-Berechnung (s. Abschnitt 3.2.2). Bei den Gitterunabhängigkeitsstudien wird stets der Fall

Tabelle 4.1: Verwendete Rechengitter für Gitterunabhängigkeitsstudien bei den zu untersuchenden Indikatoren

	Feines Gitter	Mittleres Gitter	Grobes Gitter
N	721 520	205 100	66 320
h_{12} in mm	0,02	0,05	0,085
r_{12}	1,12	1,16	1,2
h_{\max} in mm	$\approx 0,1$	$\approx 0,15$	$\approx 0,2$
h_i in mm (Gl. 3.15)	0,065	0,99	1,44
r_{21} bzw. r_{32} (Gl. 3.16)		1,52	1,46
y^+	0,24	0,59	0,99
y_{\max}^+ ($Re_\infty = 1024$)	0,51	1,21	1,92

mit $Re_0 = 0$ und $Re_\infty = 1024$ betrachtet, da dieser sowohl bei der differen-

ziellen Betrachtung als auch der späteren Designoptimierung hinsichtlich der Wärmeübertragung (s. Abschnitt 6.6) Verwendung findet. Daraus ergibt sich der in Tabelle 4.1 angegebene y^+ - bzw. y_{\max}^+ -Wert. Dieser wird als dimensionsloser Wandabstand bezeichnet und ist definiert mit

$$y^+ = \frac{y}{\nu} \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}} \quad (4.4)$$

Dabei ist τ_W die Wandschubspannung. Zudem entspricht diese Re-Zahl in etwa der mittleren Reynoldszahl im Generator. Höhere Re-Zahlen treten in der Nähe der Lüfterschaufeln auf, deutlich geringere Werte hingegen in der Nähe der Kühlkörper und Lagerschilde.

4.4.3 Definierte Randbedingungen

In Tabelle 4.2 sind die vordefinierten Randbedingungen aufgelistet. Für die

Tabelle 4.2: Randbedingungen für Untersuchungen mit Hilfe der allgemeingültigen Konfiguration

Randbedingung	Wert	Einheit
Eintrittstemperatur T_∞	300	K
Verweilzeit am Einlass τ_E	0	s
Globale Re_∞ -Zahl	0,5 - 4096	-
Druck am Austritt p_A	0	Pa
Dim. Wandwärmestromdichte \dot{q}_0^*	0,05; 6,5	-
Lokale Re_0 -Zahl	6 - 50 000	-
Öffnungswinkel β (Ausnahme: Abschnitt 5.3)	$\pi/6$	-

Bereiche der beiden Reynoldszahlen Re_0 und Re_∞ ist ein Faktor 2 bei der Erhöhung der Zwischenschritte definiert. Hieraus ergeben sich für beide jeweils 14 Datenpunkte. Damit lassen sich die Indikatoren zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung bei verschiedenen Strömungsformen untersuchen.

4.4.4 Erweiterte numerische Modellierung

Zu der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Modellierung werden für die Konfiguration weitere Spezifikationen bzw. Anpassungen vorgenommen. Auf diese Weise kann die Bewertung der Indikatoren auf einer physikalisch und numerisch basierten Grundlage erfolgen, bevor eine Übertragung auf technische Anwendungen stattfindet.

Aufgrund der teilweise sehr hohen Reynoldszahlen ($Re_\infty \leq 4096$ und $Re_0 \leq 50\,000$) nimmt der zusätzlich zu berechnende viskose Arbeitsterm bei diesen Untersuchungen einen wesentlichen Einfluss auf die thermische Energiegleichung (s. Abschnitt 2.1.3). Im Fall des Generators wird dieser Term aus Modellierungsgründen zwar ebenfalls berücksichtigt, hat aber keinen signifikanten Einfluss auf die Wärmeübertragung. Eine erkennbare Verschlechterung der Rechenzeiten oder des Konvergenzverhaltens wurde aufgrund des simplen Aufbaus der Konfiguration nicht beobachtet.

Des Weiteren wird bei der allgemeingültigen Konfiguration in CFX die Solver-Einstellung *double precision* gewählt, um die Rechengenauigkeit für die Verifizierung der Verweilzeitverteilung und Entropieproduktion zu erhöhen. Der dadurch entstehende Nachteil beim Speicherbedarf ist auch hier gering und damit vernachlässigbar.

Die (relativen) Konvergenzkriterien für den Massen-, Impuls- und Energietransport sowie für die Turbulenz und die zusätzlich gelöste Transportgleichung (für die Berechnung der Verweilzeitverteilung) sind mit einem Faktor von 10^{-6} definiert, was meist nur für wissenschaftliche Untersuchungen möglich ist [ANS15a]. Damit wird sichergestellt, dass der Iterationsfehler kleiner als der Diskretisierungsfehler ist (s. Abschnitt 3.2.1). Für die Konvergenzbestimmung werden normalisierte Residuen betrachtet.

4.5 Analyse von Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern

Typischerweise wird bei der Analyse der Wärmeübertragung das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld betrachtet. In diesem Abschnitt erfolgt dies mit Hilfe der allgemeingültigen Konfiguration. Es wird gezeigt, dass beide Größen verschiedene Informationen über die Vorgänge der Wärmeübertragung beinhalten.

4.5.1 Flächenbezogene Analyse

Für die integrale Betrachtung der Geschwindigkeit wird in Abbildung 4.9 der Volumenstrom $\dot{V} = u_\infty A$ an der Austrittsfläche der äußeren Schale berechnet (hellblaue Fläche in Abbildung 4.9). Der Volumenstrom erhöht

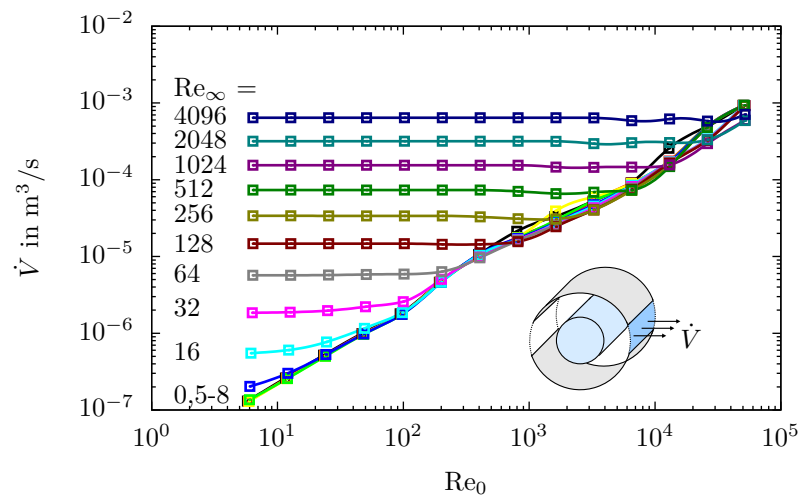


Abbildung 4.9: Verhalten des Volumenstroms \dot{V} bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $q_0^* = 0,05$

sich entsprechend der global (Re_∞) oder lokal (Re_0) steigenden Re-Zahl. Bei einer genaueren Betrachtung lässt sich erkennen, ab welchem Wert die

lokale Re_0 -Zahl zur dominierenden Größe wird. Der sich bei einer Re_∞ -Zahl einstellende Wert für \dot{V} steigt beim Überschreiten eines kritischen Bereichs mit der größer werdenden Re_0 -Zahl monoton an. Dieser Transitionsbereich verschiebt sich mit zunehmender globaler Re_∞ -Zahl in Richtung größerer Re_0 -Werte. Jedoch wird selbst bei dem höchsten Wert der globalen Reynoldszahl von $Re_\infty = 4096$ der Volumenstrom ab $Re_0 > 25\,000$ ausschließlich durch die Rotation des Zylinders bestimmt (s. auch Abschnitt 6.3.1). Für den Bereich $0,5 \leq Re_\infty \leq 8$ ist die am Kanal eintreffende Geschwindigkeit zu klein, um einen Einfluss auf den Volumenstrom zu haben. In diesen Fällen wird \dot{V} von Beginn an durch die lokalen (Re_0)-Zahlen dominiert. Für den elektrischen Generator würde das bedeuten, dass eine Vergrößerung der Lüfterschaufeln (und dadurch der globalen Re_∞ -Zahl) in diesem Bereich keinen positiven Effekt für den Volumenstrom hätte, da der Vorgang entscheidend durch die Rippendichte (Re_0) dominiert wird. Dieser Zusammenhang wurde bereits in Abschnitt 4.1 im Rahmen der konzeptionellen Überlegung diskutiert.

Die in Abbildung 4.10 dargestellte dimensionslose Temperaturdifferenz $\Theta_{\dot{q}}$ ist definiert mit

$$\Theta_{\dot{q}} = \log \left(\frac{T_W - T_\infty}{T_\infty} \right) \quad (4.5)$$

Dabei wird die Bedingung $T_W > T_\infty$ stets erfüllt. Mit zunehmenden globalen Re_∞ -Zahlen fällt das Temperaturniveau. Damit liegen die kleinsten Werte für den gesamten Bereich von $0,5 \leq Re_0 \leq 50\,000$ immer bei $Re_\infty = 4096$. Für den Wertebereich $0,5 \leq Re_\infty \leq 8$ sind die Verläufe einander ähnlich. Für Werte von $Re_\infty \geq 16$ wächst die dimensionslose Temperaturdifferenz zunächst an, bevor sie ihr Minimum bei $Re_0 \approx 10\,000$ erreicht. Für Werte von $Re_0 > 10\,000$ erhöht sich die Temperatur des Fluids aufgrund der zunehmenden dissipativen Effekte, die durch die hohen Wandschubspannungen auftreten. Dadurch reduziert sich das treibende Temperaturgefälle, was dazu führt, dass sich die Wandtemperatur des Zylinders wiederum erhöht. Somit zeigt die dimensionslose Temperaturdifferenz ein Minimum, womit sich der

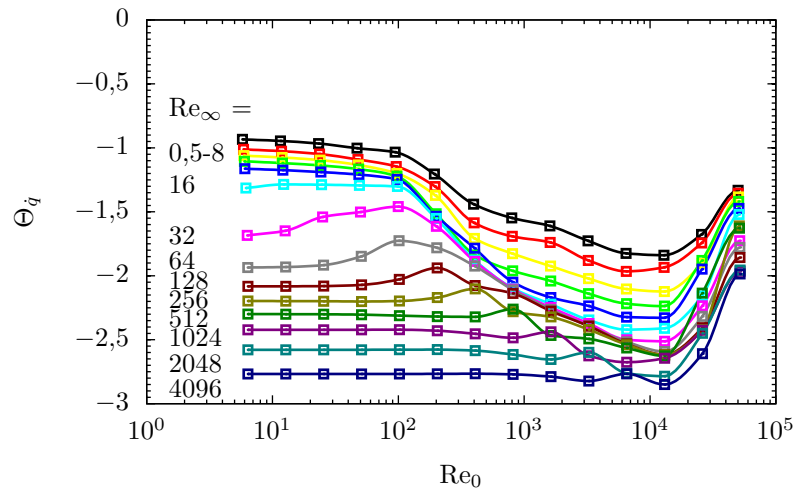


Abbildung 4.10: Verhalten der dimensionslosen Temperaturdifferenz Θ_q bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

optimale Betriebspunkt mit Hilfe von $Re_0 \approx 10\,000$ für alle globalen Vorgänge erreichen lässt. Der Maximalwert unterscheidet sich für alle Re_∞ -Zahlen, sodass die dimensionslose Temperaturdifferenz selbst bei sehr großen Werten von Re_0 noch durch die globalen Vorgänge mitbeeinflusst wird.

4.5.2 Differenzielle Analyse

Im Folgenden wird das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld differenziell analysiert. Abbildung 4.11 zeigt das Geschwindigkeitsfeld für eine charakteristische globale Reynoldszahl von $Re_\infty = 1024$. Der Zylinder ist in diesem Fall starr gelagert, womit sich eine lokale Reynoldszahl von $Re_0 = 0$ ergibt (vgl. Abbildung 4.6). Der Einfluss des Hauptstrompfades (globale Strömung) ist bei Betrachtung des Geschwindigkeitsfeldes erkennbar. Ebenso lässt sich an der äußeren Schale ein Gebiet erkennen, bei der die Geschwindigkeit Werte nahe 0 m/s annimmt. Dies kann ein Indiz für die Entstehung eines Rückströmgebietes sein. Damit liefert das Geschwindigkeitsfeld zwar die

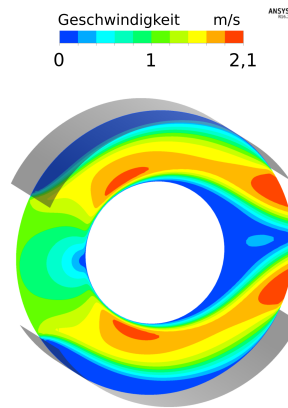


Abbildung 4.11: Betrachtung des Geschwindigkeitsfeldes (Betrag der Geschwindigkeit) mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$ an der Auswertefläche

Information aus dem globalen Hauptstromfeld, jedoch liegen keine Hinweise über die lokalen Vorgänge an der Wand vor. Hierfür kann das Temperaturfeld, wie in Abbildung 4.12 dargestellt, betrachtet werden. Der Temperaturverlauf

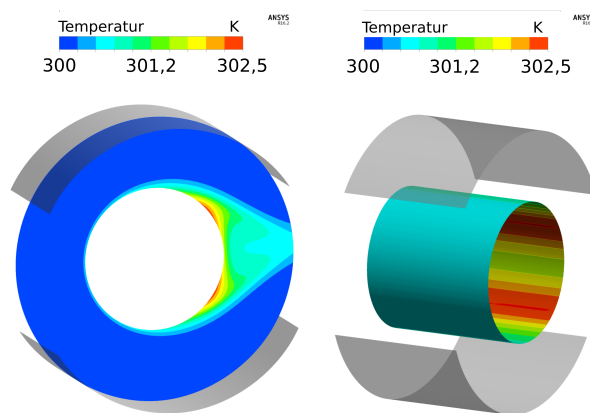


Abbildung 4.12: Betrachtung des Temperaturfeldes mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$. Links: An der Auswertefläche. Rechts: Entlang der Wand

im rechten Bild zeigt Gebiete, an denen die Wärmeübertragung schwächer ausgeprägt ist. Höhere Temperaturen sind insbesondere im Nachlauf des

Zylinders zu finden, wo ein geringerer Abtransport stattfindet. Jedoch lässt sich aus dem Temperaturfeld nur sehr wenig entlang der Auswertefläche und somit aus dem globalen Gebiet entnehmen. In Abbildung 4.12 sind im linken Bild die Temperaturgrenzschicht und der Bereich des Energieabtransports im Nachlauf erkennbar. Jedoch verschwimmt die Aussage mit abnehmenden Temperaturgradienten in Richtung der äußeren Schale, sodass in der Hauptströmung keinerlei Information vorliegt. Aus diesem Grund können zwar die (lokalen) Stellen erhöhter Temperaturen, jedoch nicht deren Ursache bestimmt werden. Die Ausbildung der Kármánschen Wirbelstraße, die ein möglicher Grund für hohe Temperaturen an der Rückseite der Zylinderwand ist, oder die Ausbildung eines Rückströmgebietes an der Schale sind aus dem Temperaturfeld nicht quantifizierbar.

4.5.3 Schlussfolgerung

Die vorangegangenen Untersuchungen des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes haben gezeigt, dass für eine grundlegende Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung beide Größen notwendig sind. Diese geben aus unterschiedlichen Regionen Aufschluss über die Wärmeübertragung:

1. Das Temperaturfeld bewertet die Wärmeübertragung direkt oder in unmittelbarer Nähe zur Wand (lokale Information).
2. Das Geschwindigkeitsfeld berücksichtigt die Vorgänge in der Hauptströmung (globale Information).

Jedoch erhöht sich der Aufwand für eine kombinierte Analyse von zwei Größen mit zunehmend komplexen Vorgängen. Im untersuchten Fall liegt eine gerichtete Strömung vor, die als zweidimensionales Problem betrachtet werden kann. Wird die Strömung hingegen dreidimensional, sind Geschwindigkeitsvektoren aufgrund ihrer Mannigfaltigkeit schwer zu interpretieren. Dies erschwert die Kopplung von Geschwindigkeits- und Temperaturfeld. Eine Betrachtung verschiedener Vektor- oder Konturplots ist, wie in Abschnitt 1.3 gezeigt, zur Bewertung der Wärmeübertragung unzureichend. Für

die Lebensdauerbestimmung einzelner Bauteile ist jedoch die maximal zulässige Bauteiltemperatur ein wichtiges Maß (vgl. Abschnitt 1.2). Damit eignet sie sich zwar als Zielfunktion einer Optimierung, ist jedoch als Indikator zur Analyse der Vorgänge nicht hinreichend.

4.6 Die Nußelt-Zahl als Indikator

Die Berechnung der Nußelt-Zahl hat sich vor allem im Chemieingenieurwesen und im Apparatebau erfolgreich bewährt. Mit Hilfe des Wärmeübergangskoeffizienten α werden das lokale Verhalten in Wandnähe (Fouriersche Wärmeleitung) und der global stattfindende Transport durch (erzwungene) Konvektion und ggf. turbulente Diffusion in einer empirischen Größe zusammengefasst [Her97; Her13]. Dadurch wird im Vergleich zum Geschwindigkeits- und Temperaturfeld die lokale und globale Information in einer Größe berücksichtigt. Im Folgenden wird untersucht, ob die Nu-Zahl vor diesem Hintergrund ein hinreichender Indikator für dreidimensionale Vorgänge darstellt.

4.6.1 Code-Verifizierung

Die (numerische) Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α erfolgt durch

$$\alpha = \frac{\dot{q}_W}{\Delta T} = \frac{\dot{q}_W}{T_W - T_{\text{ref}}} \quad (4.6)$$

Dabei dient die Bezugstemperatur T_{ref} zur Berechnung des treibenden Temperaturgefälles ΔT . Während sich die beiden Wandgrößen \dot{q}_W und T_W aus der thermischen Randbedingung ergeben, ist die Bestimmung der fluiden Bezugstemperatur T_{ref} nicht immer eindeutig. Wird sie beispielsweise lokal pro FV berechnet, ist T_{ref} stark vom jeweiligen Rechengitter abhängig, da immer nur das wandnächste Element betrachtet wird. Um dies zu vermeiden, kann ein konstanter Wert als Referenztemperatur gewählt werden. Dabei ist das Ergebnis für α jedoch stark von der entsprechenden Wahl der konstanten

Referenztemperatur T_{ref} abhängig.

Für den Fall des quer angeströmten Zylinders ist die Definition eindeutig. Entsprechend dem VDI-Wärmeatlas [VDI05] wird in CFX unter der Rubrik *Expert Parameters* die Eintrittstemperatur am Einlass als Referenztemperatur gesetzt. Durch die konstante Wandwärmestromdichte \dot{q}_W auf dem Zylinder ergibt sich die Wandtemperatur T_W . Um für diesen Fall die analytischen und numerischen Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wird die globale Reynoldszahl nicht mit dem Zylinderdurchmesser, sondern wie in [VDI05] mit der Überströmlänge definiert

$$\text{Re}_{l,\infty} = \frac{u_\infty l}{\nu} = \frac{u_\infty \pi d_0}{2\nu} \quad (4.7)$$

Die numerische Berechnung von α erfolgt direkt in CFX über die Variable *Wall Heat Transfer Coefficient*. Damit errechnet sich, ebenfalls bezogen auf die Überströmlänge, die Nu-Zahl numerisch mit

$$\text{Nu}_{l,\text{num}} = \frac{\alpha l}{\lambda_{\text{Fluid}}} = \frac{\frac{1}{A_{\text{Zyl}}} \int \alpha \, dA_{\text{Zyl}} \pi d_0}{2\lambda_{\text{Fluid}}} \quad (4.8)$$

Die analytische Berechnung von Nu erfolgt nach [VDI05] mit

$$\text{Nu}_{l,\text{ana}} = 0,3 + \sqrt{\text{Nu}_{l,\text{lam}}^2 + \text{Nu}_{l,\text{turb}}^2} \quad (4.9a)$$

mit

$$\text{Nu}_{l,\text{lam}} = 0,664 \sqrt{\text{Re}_{l,\infty}} \sqrt[3]{\text{Pr}} \quad (4.9b)$$

$$\text{Nu}_{l,\text{turb}} = \frac{0,037 \text{Re}_{l,\infty}^{0,8} \text{Pr}}{1 + 2,443 \text{Re}_{l,\infty}^{-0,1} (\text{Pr}^{(2/3)} - 1)} \quad (4.9c)$$

Im linken Diagramm von Abbildung 4.13 ist der Vergleich zwischen der Gleichung 4.8 und 4.9a zur Berechnung der Nu-Zahl dargestellt. Beide Gleichungen weisen eine sehr gute wechselseitige Übereinstimmung auf. In [Xiu+11] hat die Definition $T_{\text{ref}} = T_\infty$ auch für Innenströmungsvorgänge sehr gute Ergebnisse gezeigt. Für die späteren Untersuchungen mit der

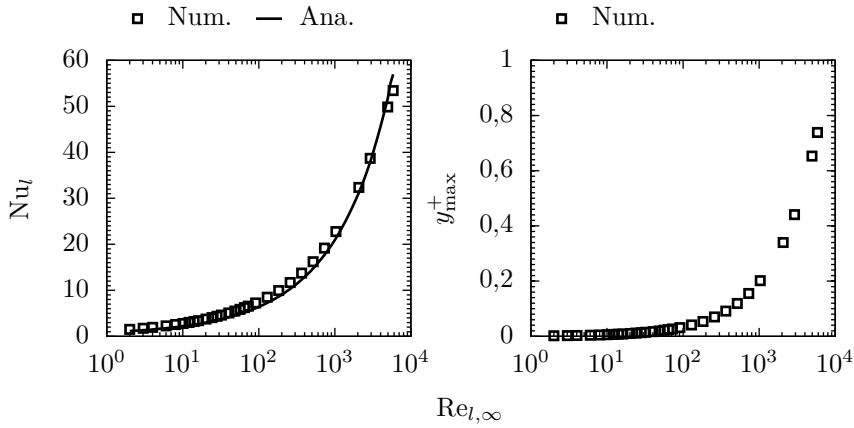


Abbildung 4.13: Numerische Berechnung eines quer angeströmten Zylinders. Links: Vergleich zur analytischen Berechnung von Nu_l . Rechts: y_{max}^+ -Werte mit zunehmender $Re_{l,\infty}$ -Zahl

Konfiguration in Abschnitt 4.6.3 wird aus diesem Grund die Definition $T_{ref} = T_\infty$ beibehalten. Das rechte Diagramm in Abbildung 4.13 zeigt den Verlauf der y_{max}^+ -Werte. Selbst bei der größten $Re_{l,\infty}$ -Zahl liegt der y_{max}^+ -Wert noch weit unter den Empfehlungen von $y^+ \leq 1$ [ANS15a].

4.6.2 Gitterunabhängigkeitsstudie

Bevor eine ausführliche Analyse mit anschließender Bewertung der Nu-Zahl als Indikator erfolgt, wird in diesem Abschnitt eine Gitterunabhängigkeitsstudie durchgeführt. Hierfür wird das in Abschnitt 3.2.2 vorgestellte GCI-Berechnungsverfahren aufgegriffen. Die verwendeten (strukturierten) Gitter sind in Abschnitt 4.4.2 detailliert beschrieben. Für die Untersuchung wird der in Abschnitt 4.5.2 eingeführte charakteristische Fall mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $q_0^* = 0,05$ gewählt. Die Berechnung der Nu-Zahlen (Nu_{fein} ,

Nu_{mittel} und Nu_{grob}) erfolgt mit dem Zylinderdurchmesser als charakteristisches Längenmaß mit

$$Nu_i = \frac{\frac{1}{A_{\text{Zyl}}} \int_A \alpha_i dA_{\text{Zyl}} d_0}{\lambda_{\text{Fluid}}} \quad (4.10)$$

Tabelle 4.3 zeigt eine Übersicht der daraus berechneten Größen. Der GCI_{fein}^{21} -

Tabelle 4.3: Berechnete Größen für die Gitterunabhängigkeitsstudie der Nu_i -Zahl in der allgemeinen Konfiguration mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$

Nu_{fein}	Nu_{mittel}	Nu_{grob}	p	Nu_{ext}^{21}	e_a^{21}	e_{ext}^{21}	GCI_{fein}^{21}
17,83	17,56	17,2	0,99	18,34	1,51 %	2,83 %	3,64 %

Wert liegt mit 3,64 % in einem niedrigen und für die nachfolgende Untersuchung akzeptablen Bereich. Als bester Kompromiss zwischen numerischem Aufwand und Genauigkeit wird daher für die nachfolgenden Studien das mittlere Gitter gewählt.

4.6.3 Flächengemittelte Analyse

Abbildung 4.14 zeigt das Verhalten der Nu -Zahl für variierende globale Re_∞ - und lokale Re_0 -Zahlen. Für $Re_\infty \leq 2048$ erreichen die verschiedenen Verläufe ihren Maximalwert bei $Re_0 \approx 10\,000$. Damit liegt der Maximalwert im selben Bereich wie die niedrigsten Wandtemperaturen aus Abbildung 4.10. Für die globale Re_∞ -Zahl mit $Re_\infty = 4096$ tritt ein leicht höherer Wert etwas früher, bei $Re_0 \approx 3200$, auf. Der Unterschied zwischen den Absolutwerten für verschiedene globale Re_∞ -Zahlen ist bei kleinen Re_0 -Werten größer als bei höheren lokalen Re_0 -Zahlen. Die Nu -Zahl wird bei $Re_0 = 50\,000$ nur noch sehr gering durch die ankommende globale Re_∞ -Zahl beeinflusst. Für den Bereich $Re_\infty \geq 32$ lässt sich jeweils erkennen, ab wann die lokale Re_0 -Zahl Einfluss auf die Nu -Zahl nimmt. Dies führt zunächst zu einem Abfall der Nu -Zahl und somit zu einer Erhöhung der dimensionslosen Temperaturdifferenz, bevor die Wärmeübertragung maximal wird. Damit sind die Ergebnisse der

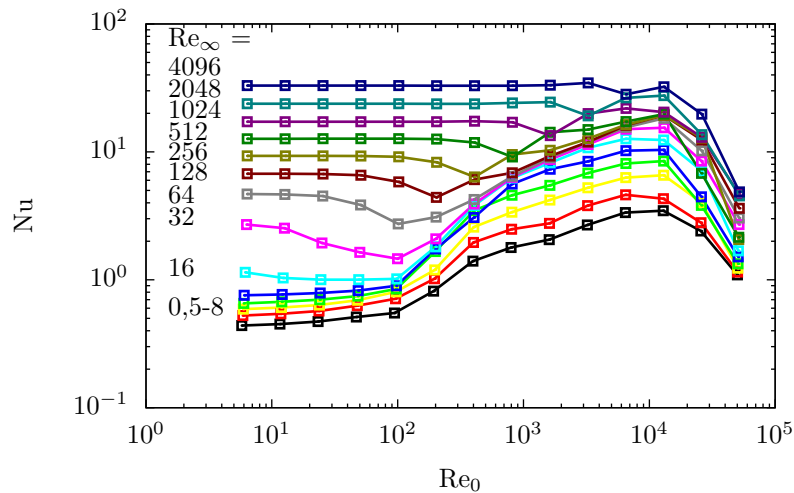


Abbildung 4.14: Verhalten der Nu-Zahl bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

Nu-Zahl analog zu den Ergebnissen der dimensionslosen Temperaturdifferenz aus Abschnitt 4.5.1.

Da der Wärmeübergangskoeffizient nur direkt an der Wand berechnet werden kann, entfällt eine differenzielle Betrachtung der Nu-Zahl im Strömungsfeld.

4.6.4 Bewertung als Indikator

Die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α hängt stark von der Wahl einer geeigneten Referenztemperatur T_{ref} ab. Prinzipiell kann sie auf zwei Arten erfolgen:

1. Wahl einer geeigneten, konstanten Referenztemperatur (z. B. $T_{\text{ref}} = T_\infty$)
2. Berechnung der Temperatur in jedem wandnahen Knoten (*Wall Adjacent Temperature*)

Für die untersuchten Fälle hat sich gezeigt, dass die Wahl einer konstanten Referenztemperatur T_{ref} sehr gute Übereinstimmungen mit den analytischen Werten liefert (s. dazu auch [Xiu+11]). Diese Definition ist jedoch auf die meisten technischen Anwendungen nicht direkt übertragbar. Die Bauteile im Generator nehmen einen unterschiedlich starken Einfluss auf die Strömung und damit auf die Ausbildung der Geschwindigkeits- und Temperaturprofile. Damit ist die Wahl einer allgemeingültigen Referenztemperatur für alle Bauteilflächen nicht möglich. Dieser Sachverhalt wird nachfolgend exemplarisch am Beispiel des umströmten Zylinders dargestellt. Im linken Bild von

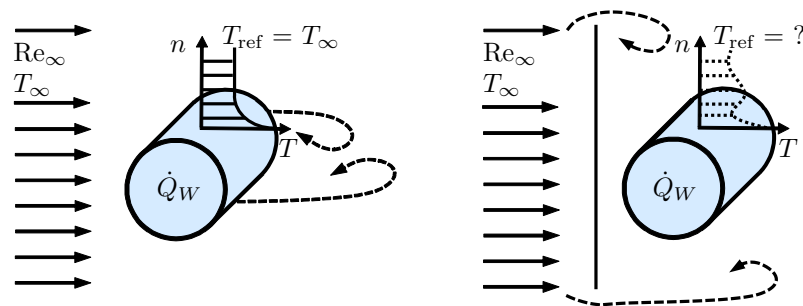


Abbildung 4.15: Ausbildung des Temperaturprofils zur Bestimmung einer Referenztemperatur T_{ref} . Links: Am frei angeströmten Zylinder. Rechts: Mit davor angebrachter ebener Platte

Abbildung 4.15 ist der frei umströmte Zylinder mit dem entsprechenden Temperaturprofil dargestellt. In diesem Fall ist der Verlauf des Temperaturprofils an jeder Stelle ähnlich. Daher kann als Referenztemperatur T_{ref} die ankommende Temperatur T_∞ aus dem Kolbenprofil gewählt werden. Das rechte Bild in Abbildung 4.15 zeigt den gleichen Zylinder, jedoch mit einem zusätzlichen Bauteil (quer angeströmte ebene Platte), das die ankommende Strömung beeinflusst. In diesem Fall ist die Bestimmung einer Bezugstemperatur T_{ref} nicht ohne weiteres möglich, da sich das Temperaturprofil in Abhängigkeit von der Strömung in Wandnähe des Zylinders stark ändert. Für eine derartige Strömung ist die Annahme, dass die lokale Temperatur um den Zylinder der ankommenden Temperatur T_∞ entspricht, nicht immer

gültig. Eine allgemeingültige Bestimmung von T_{ref} , die für verschiedene Bauteile gilt, ist aufgrund der Strömungsform nicht möglich.

Die Berechnung der Temperatur in jedem wandnächsten Knoten der Bauteiloberflächen hat die bereits angesprochene Gitterabhängigkeit zur Folge. Dies gilt insbesondere für Gitter, bei denen der empfohlene dimensionslose Wandabstand von $y^+ \leq 1$ nicht eingehalten werden kann. Bei industriellen Anwendungen mit komplexen Geometrien ist dies jedoch nicht immer machbar. Damit können die zwei unterschiedlichen Methoden zur Ermittlung von T_{ref} bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Eine analytische Berechnung ist aber aufgrund der komplexen Strömungsführung nicht möglich, womit eine Überprüfung der Ergebnisse entfällt.

Die Nu-Zahl hat gegenüber dem Wärmeübergangskoeffizienten α den Vorteil, dass sie durch die dimensionslose Form sowie die zusätzliche Betrachtung der Wärmeleitfähigkeit λ_{Fluid} und der charakteristischen Länge l einen allgemeinen und höheren Informationsgehalt besitzt. Jedoch ist auch die Wahl der charakteristischen Länge l im Generator schwierig. Zum einen lässt sich kaum ein für alle Bauteile gleichermaßen gültiges charakteristisches Längenmaß bestimmen. Zum anderen müsste es auf alle Generatorlinien mit ihrem unterschiedlichen Aufbau übertragbar sein. Nur dann wäre ein Vergleich der Nu-Zahl für verschiedene Kühlauslegungen sinnvoll.

Des Weiteren kann bei der Betrachtung von α oder der Nu-Zahl nur eine flächengemittelte Analyse herangezogen werden. Eine differenzielle Betrachtung im Strömungsfeld ist per Definition ausgeschlossen. Damit werden alle Vorgänge, die zur Kühlung der Bauteile in der Strömung stattfinden, an der Wand in einer Größe zusammengefasst. Es ist nicht ohne weiteres möglich, aus der Nu-Zahl einzelne Vorgänge und somit die Ursache für eine hohe oder geringe Intensität der Wärmeübertragung zu bestimmen. Die Information aus dem Strömungsfeld bleibt größtenteils verborgen.

Aus diesen Gründen eignet sich die Betrachtung des Wärmeübergangskoeffizienten α bzw. der höherwertigen Nu-Zahl nicht für die in Abschnitt 1.1 vorgestellte Zielsetzung der Arbeit. Eine Bewertung der Wärmeübertragung

mit Hilfe der Nu-Zahl ist nur dann sinnvoll, wenn eine gerichtete Strömung, zum Beispiel bei einem Rohrbündel-Wärmeübertrager, vorliegt. Für eine weiterführende Bewertung der Nu-Zahl bei konvektiver Wärmeübertragung sei an dieser Stelle auf [Her16] verwiesen.

Als mögliche Alternative zu der Nu-Zahl werden in den nachfolgenden Kapiteln die Verweilzeitverteilung und die Entropieproduktion zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung untersucht.

Kapitel 5

Analyse und Bewertung mittels Verweilzeitverteilung

5.1	Code-Verifizierung	102
5.2	Gitterunabhängigkeitsstudie	108
5.3	Integrale Analyse der Verweilzeitverteilung . .	110
5.4	Differenzielle Analyse der Verweilzeitverteilung	113
5.5	Vergleich verschiedener Gittertypen	115
5.6	Bewertung als Indikator	118

Im Folgenden wird zunächst die Verifizierung und die Gitterunabhängigkeitsstudie für die in Abschnitt 2.4 eingeführte Verweilzeit durchgeführt. Anhand der allgemeingültigen Konfiguration wird die Verweilzeit als möglicher Indikator für die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung untersucht. Auf der Basis der integralen und differenziellen Untersuchung weist die Verweilzeit als skalare Größe Vorteile gegenüber einer vektoriellen Größe auf. Jedoch wirken sich die Vernachlässigung des Temperaturfeldes und der zusätzliche numerische Aufwand bei der Neuberechnung negativ aus.¹

¹Dieses Kapitel basiert auf dem Konferenzbeitrag von Eger et al. [Ege+15a].

5.1 Code-Verifizierung

Die Verifizierung der Transportgleichung zur Berechnung von τ wird im Folgenden zunächst für gerichtete und anschließend für ungerichtete Strömungen durchgeführt. Danach erfolgt eine Gitterunabhängigkeitsstudie und abschließend die Bewertung als Indikator mit Hilfe der in Kapitel 4 eingeführten Konfiguration. Damit wird sichergestellt, dass die Untersuchung grundsätzlich korrekt durchgeführt wird und die Ergebnisse später auf technische Anwendungen wie dem Generator übertragen werden können. Bei den gerichteten Strömungsvorgängen (Hagen-Poiseuille- und Couette-Strömung) liegen analytische Gleichungen für die Berechnung der Verweilzeit vor, während für die ungerichtete Strömung experimentelle Ergebnisse aus der Literatur für die Verifizierung herangezogen werden.

5.1.1 Gerichtete Strömungen

Für eine diffusionsfreie, laminare Hagen-Poiseuille- oder Couette-Strömung sind die jeweiligen Strömungsprofile bekannt. Damit lassen sich verschiedene Größen der Verweilzeitverteilung analytisch berechnen.

Hagen-Poiseuille-Strömung

Bei der Hagen-Poiseuille-Strömung werden zunächst die dimensionslose Verweilzeitdichtefunktion $E(\theta)$ und die Verweilzeitsummenfunktion $F(\theta)$ für die Verifizierung herangezogen

$$E(\theta) = \frac{1}{2\theta^3} \quad \text{bzw.} \quad F(\theta) = 1 - \frac{1}{4\theta^2} \quad (5.1)$$

Dabei beschreibt nach Fogler [Fog86] $E(\theta)$ quantitativ, wie lange sich ein Fluidpartikel in einem System aufhält. Die Verweilzeitsummenfunktion $F(\theta)$ beschreibt den Anteil der ausströmenden Materie, die sich für eine bestimmte Zeitspanne oder darunter im System aufgehalten hat. Hierfür liegen analytische Lösungen vor, die in [Wör15] zusammengefasst sind. Für die

Verifizierung der Transportgleichung aus Abschnitt 3.4.1 wird die dimensionslose Verweilzeitverteilung θ sowohl analytisch als auch numerisch berechnet und anschließend in die beiden Gleichungen von 5.1 eingesetzt. Für die analytische Berechnung von θ gilt dabei

$$\theta_{\text{ana}} = \frac{u_{\infty}/u_{\text{max}}}{u(r)/u_{\text{max}}} \quad (5.2)$$

u_{∞} steht für die Eintrittsgeschwindigkeit, $u(r)$ für das Geschwindigkeitsprofil und u_{max} für die daraus resultierende Maximalgeschwindigkeit. Der Verlauf des vollständig ausgeprägten Strömungsprofils kann der Fachliteratur, beispielsweise Schlichting [SG00], entnommen werden. Im Vergleich dazu erfolgt die numerische Berechnung von θ_{num} mit Hilfe der Gleichung 2.24, da durch die zusätzlich gelöste Transportgleichung die Verweilzeit τ_{num} direkt berechnet werden kann.

In Abbildung 5.1 sind die Verläufe für $E(\theta)$ und $F(\theta)$ für den Fall $\text{Re}_{d_h, \infty} = 512$ und einen kreisförmigen Querschnitt dargestellt. Die $\text{Re}_{d_h, \infty}$ -Zahl ist

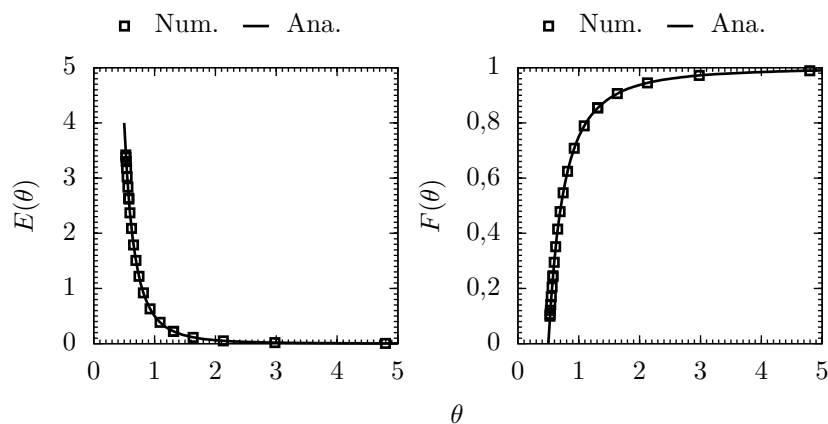


Abbildung 5.1: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Berechnung für die dimensionslose Verweilzeitdichtefunktion (links) und Verweilzeitsummenfunktion (rechts) bei einer Hagen-Poiseuille-Strömung mit $\text{Re}_{d_h, \infty} = 512$

dabei mit dem hydraulischen Durchmesser $d_h = d$ als charakteristische Länge

definiert. Die numerisch berechneten Werte zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den analytisch ermittelten Werten von θ und $E(\theta)$ bzw. $F(\theta)$. Lediglich bei sehr kleinen Werten von θ ergeben sich leichte Abweichungen für die dimensionslose Verweilzeitdichtefunktion und Verweilzeitsummenfunktion.

Für die Verifizierung der Verweilzeit τ bei verschiedenen $Re_{d_h, \infty}$ -Zahlen gilt die analytische Gleichung

$$\tau_{\text{ana}} = \frac{l}{u(r)} = \frac{V}{2\dot{V}(1 - R^2)} \quad (5.3)$$

auch für eine diffusionsfreie, laminare Hagen-Poiseuille-Strömung.

Abbildung 5.2 zeigt die Verweilzeit τ für verschiedene $Re_{d_h, \infty}$ -Zahlen mit dem dimensionslosen Radius $R = r/r_{\text{max}}$ und der jeweils analytisch bzw. numerisch berechneten Verweilzeit τ . Innerhalb des laminaren Bereichs von

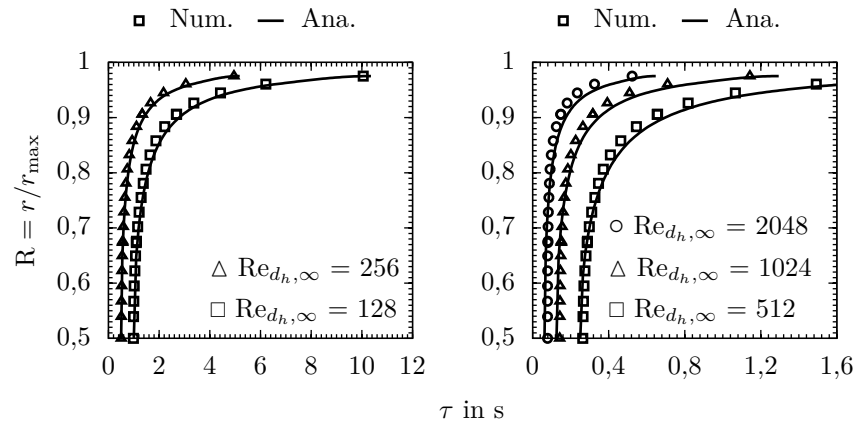


Abbildung 5.2: Vergleich zwischen analytischen und numerischen Berechnungen für die Verweilzeit τ bei verschiedenen $Re_{d_h, \infty}$ -Zahlen für eine diffusionsfreie, laminare Hagen-Poiseuille-Strömung

$Re_{d_h, \infty} \leq 2300$ zeigen die analytisch und numerisch berechneten Größen eine sehr gute Übereinstimmung miteinander.

Couette-Strömung

Als weitere Verifizierung wird die Verweilzeit τ für eine Couette-Strömung untersucht. Unter der Annahme eines eindimensionalen Strömungsprofils gilt dann

$$\tau_{\text{ana}} = \frac{l}{u(r)} = \frac{l}{UY} \quad (5.4)$$

Dabei wird der dimensionslose Abstand mit $Y = y/y_{\text{max}}$ und die Geschwindigkeit der bewegten Platte mit U angegeben.

Abbildung 5.3 zeigt die analytisch und numerisch berechneten Werte der Verweilzeit τ für verschiedene $Re_{d_h, \infty}$ -Zahlen. Im Bereich $Re_{d_h, \infty} \leq 1300$

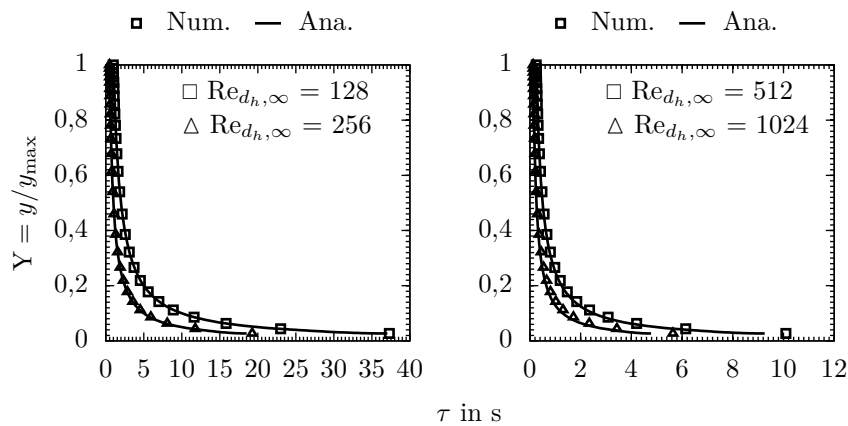


Abbildung 5.3: Vergleich zwischen analytischer und numerischer Berechnung für die Verweilzeit τ bei verschiedenen $Re_{d_h, \infty}$ -Zahlen für eine diffusionsfreie, laminare Couette-Strömung

liegt eine laminare Couette-Strömung vor [SG00]. Hierbei zeigen die numerischen Ergebnisse eine gute Übereinstimmung mit den analytischen Werten. Damit ist die in CFX implementierte Transportgleichung für gerichtete

Strömungen verifiziert. Sowohl bei der Hagen-Poiseuille- als auch bei der Couette-Strömung kommt es lediglich an den wandnahen Zellen zu kleinen Abweichungen, während in der Hauptströmung die analytischen und numerischen Werte sehr nahe beieinander liegen.

5.1.2 Ungerichtete Strömungen

Für die Verifizierung von ungerichteten Strömungsvorgängen, wie sie meist in technischen Anwendungen vorkommen, wird der in Abbildung 5.4 skizzierte Versuchsaufbau gewählt. In Bartak et al. [Bar+01] wurden die darin

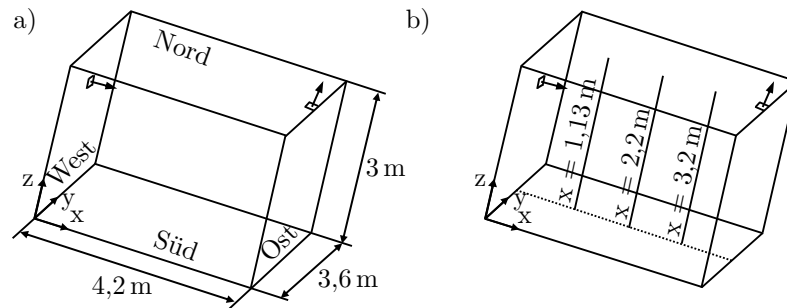


Abbildung 5.4: Versuchsaufbau für die Verifizierung der Verweilzeitverteilung für ungerichtete Strömungsvorgänge entsprechend [Bar+01]. Links: Abmessungen des Testraums. Rechts: Position der Auswertelinien

vorkommenden lokalen dimensionslosen Verweilzeitverteilungen θ numerisch berechnet und mit den experimentell ermittelten Daten abgeglichen. An der Westseite des Raumes befindet sich der Einlass in 2,05 m Höhe, an dem ein konstanter Volumenstrom mit $\dot{V} = 0,084 \text{ m}^3/\text{s}$ gesetzt wird. Dadurch wird die Luftansaugung des Ventilators modelliert. An der Decke, in der Nähe der Ostseite, ist der Auslass mit einem konstanten Druck von 0 Pa angebracht. Beide haben eine Fläche von jeweils $0,3 \text{ m} \times 0,2 \text{ m}$. Für die numerische Berechnung der turbulenten Terme haben Bartak et al. [Bar+01] das k - ε -Turbulenzmodell gewählt. In der vorliegenden Arbeit werden die numerischen Ergebnisse um das in Abschnitt 3.1.2 vorgestellte SST-Modell

erweitert. Die Wände werden mit einer Haftbedingung definiert und es wird eine isotherme Durchmischung der Luft bei einer Eintrittstemperatur von 23 °C angenommen. Weitere Informationen zum experimentellen und numerischen Aufbau können aus Bartak et al. [Bar+01] entnommen werden. Abbildung 5.5 zeigt den Vergleich zwischen den Referenzwerten (\square experimentell und \triangle numerisch) mit den numerischen Berechnungen, die auf dem SST-Modell basieren. Dabei wird die lokale dimensionslose Verweilzeitverteilung

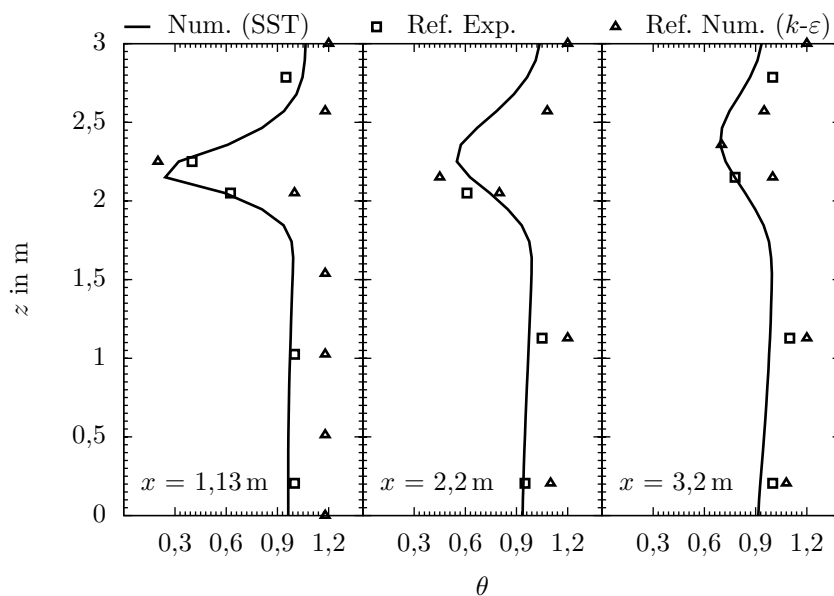


Abbildung 5.5: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus Bartak et al. [Bar+01] (\square experimentell und \triangle numerisch) und den SST-Berechnungen für die dimensionslose Verweilzeitverteilung θ an den drei Auswertelinien

lung θ an den drei Auswerteflächen von Abbildung 5.4 betrachtet. Insgesamt liegen die Ergebnisse bei allen drei Auswertelinien sehr nahe beieinander und zeigen einen ähnlichen Verlauf. Die Werte aus dem SST-Modell liegen zwar unterhalb der numerischen Referenzwerte, die mit dem $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodell berechnet wurden, zeigen jedoch mit den experimentellen Daten eine gute Übereinstimmung.

Zusammenfassend zeigt die in CFX zusätzlich gelöste Transportgleichung sowohl bei gerichteten als auch bei ungerichteten Strömungen eine gute Übereinstimmung mit den analytischen bzw. experimentellen Ergebnissen. Für die untersuchten Fälle der gerichteten Strömung sind ausschließlich in Wandnähe leichte Abweichungen zu beobachten. Bei der ungerichteten Strömung stimmen die numerischen Werte insbesondere mit den experimentellen Werten aus Bartak et al. [Bar+01] gut überein.

5.2 Gitterunabhängigkeitsstudie

Aufbauend auf den Ergebnissen der Verifizierung wird in diesem Abschnitt die Gitterunabhängigkeit der Verweilzeit innerhalb der Konfiguration überprüft. Hierfür wird als Bezugsgröße die dimensionslose Verweilzeit gewählt. Für die Überprüfung der Gitterunabhängigkeit findet das GCI-Berechnungsverfahren (s. Abschnitt 3.2.2) mit den in Abschnitt 4.4.2 definierten Gittern Verwendung. Ebenso wird auf den Referenzfall mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$ (s. Abschnitt 4.5.2) zurückgegriffen. Die Berechnung der Größen θ_{fein} , θ_{mittel} und θ_{grob} erfolgt entlang der Auswertelinie (s. gelbe Linie in Abbildung 4.6) durch

$$\theta_i = \frac{1}{r} \int_{r_0}^{r_1} \frac{\tau_i}{V/\bar{V}_i} dr \quad (5.5)$$

Dabei sind r_0 und r_1 der jeweilige Radius des inneren Zylinders bzw. der äußeren Schale. In Tabelle 5.1 sind die numerisch berechneten Werte für θ_i und die Ergebnisse aus der GCI-Berechnung aufgeführt. Die entlang der Aus-

Tabelle 5.1: Berechnete Größen für die Gitterunabhängigkeitsstudie der dimensionslosen Verweilzeitverteilung θ_i in der allgemeinen Konfiguration mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$

θ_{fein}	θ_{mittel}	θ_{grob}	p	θ_{ext}^{21}	e_a^{21}	e_{ext}^{21}	$\text{GCI}_{\text{fein}}^{21}$
4,98	4,96	4,91	2,3	4,99	0,42 %	0,26 %	0,32 %

wertelinie gemittelte dimensionslose Verweilzeitverteilung zeigt für alle drei Gitter nahezu identische Ergebnisse. Der Wert des feinsten Gitters θ_{fein} ist nahezu identisch mit dem nach dem GCI-Berechnungsverfahren bestimmten exakten Wert θ_{ext}^{21} . Der $\text{GCI}_{\text{fein}}^{21}$ -Wert ist mit unter 0,5 % sehr gering, sodass bei den untersuchten Gittern nahezu kein Einfluss auf das Ergebnis vorliegt. Da die Verweilzeitverteilung in Abschnitt 5.4 auch differenziell untersucht wird, zeigt Abbildung 5.6 den Verlauf von θ_i für die drei Gitter entlang der Auswertelinie. Hier lassen sich ebenfalls kaum Unterschiede zwischen

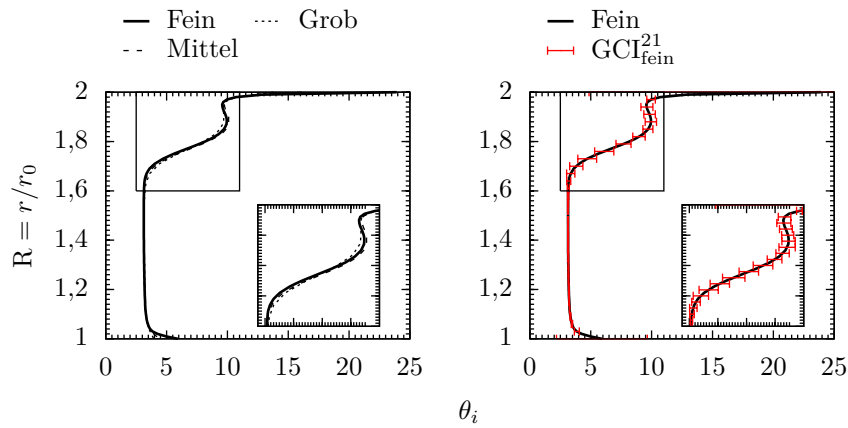


Abbildung 5.6: Links: Verlauf der dimensionslosen Verweilzeitverteilung entlang der Auswertelinie für verschiedene Rechengitter. Rechts: Verlauf von θ_{fein} mit den entsprechenden $\text{GCI}_{\text{fein}}^{21}$ -Werten

den drei Gittern feststellen. Im linken Bild von Abbildung 5.6 zeigen sich nur sehr kleine Abweichungen beim groben Gitter. Zwischen dem mittleren und dem feinen Gitter gibt es so gut wie keine Unterschiede, was sich an den Fehlerbalken im rechten Bild bestätigt. Aus diesem Grund und unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus Abschnitt 4.6.2 wird weiterhin für die Untersuchungen das mittlere Gitter gewählt.

5.3 Integrale Analyse der Verweilzeitverteilung

In diesem Abschnitt wird untersucht, inwieweit eine integrale Analyse der Verweilzeit die Bewertung der Wärmeübertragung unterstützen kann. Dafür wird der innere Zylinder starr gelagert, sodass sich für alle Fälle $Re_0 = 0$ ergibt. Zugleich wird der Öffnungswinkel der Schale β im Bereich $20^\circ \leq \beta \leq 85^\circ$ verändert. Für kleinere Werte von $\beta \leq 15^\circ$ entspricht das Konvergenzverhalten nicht den Anforderungen aus Abschnitt 4.4.4. Die dimensionslose Wärmestromdichte am Zylinder wird wie im vorangegangenen Kapitel mit $\dot{q}_0^* = 0,05$ definiert.

Abbildung 5.7 zeigt das Verhalten des Volumenstroms \dot{V} bei einer variierenden globalen Re_∞ -Zahl für verschiedene Öffnungswinkel β . Die Berech-

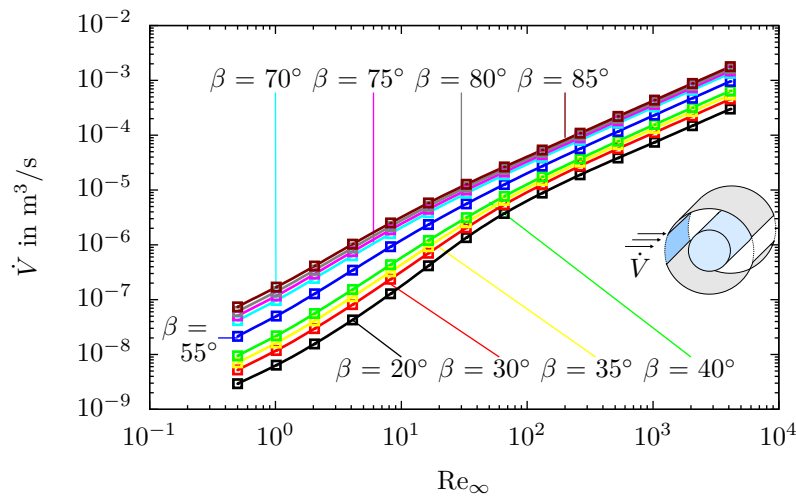


Abbildung 5.7: Verhalten des Volumenstroms \dot{V} bei variierender Re_∞ -Zahl und veränderlichem Öffnungswinkel β mit $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$

nung des Volumenstroms erfolgt an der Einströmfläche der umrandenden Schale (hellblaue Fläche in Abbildung 5.7). Mit zunehmendem Öffnungswinkel β wächst aufgrund der größeren Einströmfläche der Volumenstrom mit $\dot{V} = u_\infty A$ an. Bei gleicher Einströmgeschwindigkeit (Re_∞) erhöht sich

damit der Volumenstrom mit einem zunehmenden Öffnungswinkel. Ebenso steigt der Volumenstrom streng monoton mit zunehmenden Re_∞ -Werten an. Der Verlauf des Öffnungswinkels $\beta = 55^\circ$ kann als Transitionsbereich angesehen werden. Unterhalb dieses Wertes liegen die Verläufe relativ weit auseinander, während die Werte für $\beta \geq 70^\circ$ sehr eng beieinander liegen. Abbildung 5.8 zeigt das Verhalten der Verweilzeit für die gleichen Versuchsreihen. Für die Auswertung wird die mittlere Verweilzeit $\bar{\tau}$ zwischen dem

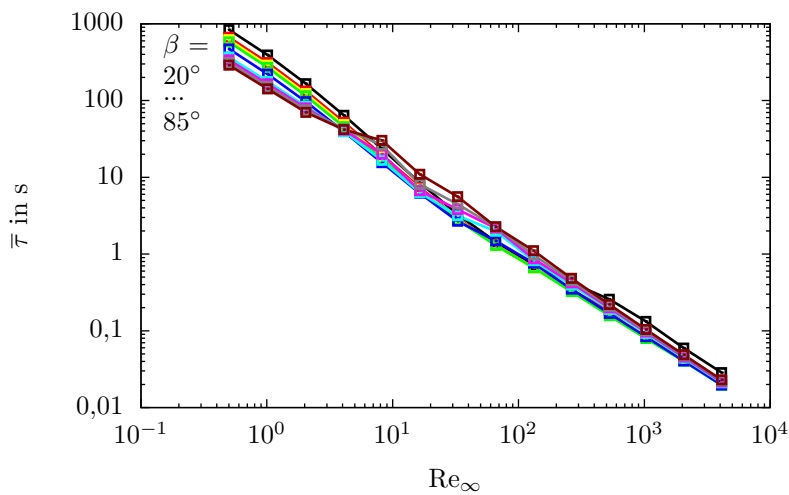


Abbildung 5.8: Verhalten der mittleren Verweilzeit $\bar{\tau}$ bei variierender Re_∞ -Zahl und veränderlichem Öffnungswinkel β mit $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$

Zylinder und der Schale berechnet. Die Ergebnisse aus Abbildung 5.7 lassen sich hier teilweise wiederfinden. Mit steigender Re_∞ -Zahl nimmt die mittlere Verweilzeit infolge des starken Transports der Fluidpartikel stetig ab. Jedoch fällt auf, dass sich durch die Änderung des Öffnungswinkels nur bei kleinen Re_∞ -Zahlen Unterschiede ergeben. Ab einem Wert von $Re_\infty \geq 100$ decken sich die Verläufe für die verschiedenen Öffnungswinkel weitgehend. Damit verliert der Öffnungswinkel für die mittlere Verweilzeit $\bar{\tau}$ an Bedeutung. Entsprechend stellt die globale Re_∞ -Zahl sowohl beim Volumenstrom \dot{V} als

auch bei der mittleren Verweilzeit $\bar{\tau}$ den dominierenden Parameter dar. Um das Systemverhalten hinsichtlich seiner Effizienz bewerten zu können, ist in Abbildung 5.9 der Verlauf des ACE-Wertes, sprich der Luftaustauscheffektivität, für die durchgeführten Simulationen dargestellt. Dadurch wird der

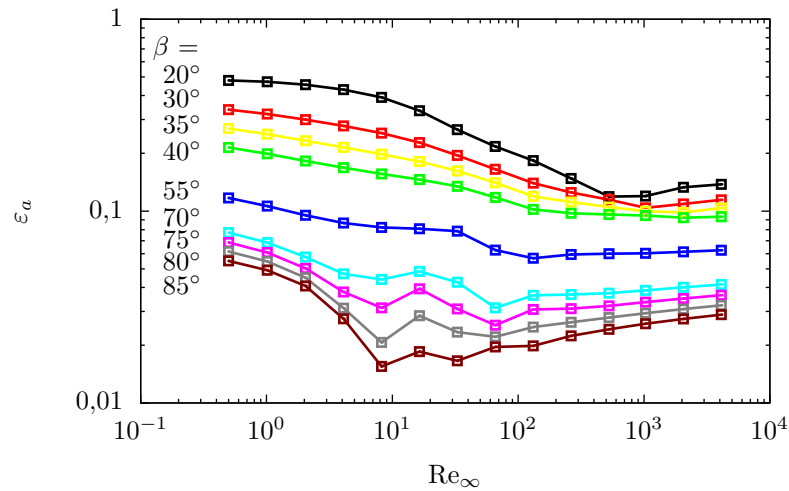


Abbildung 5.9: Verhalten der Luftaustauscheffektivität ε_a bei variierender Re_∞ -Zahl und veränderlichem Öffnungswinkel β mit $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$

Aufwand (Vergrößerung des Volumenstroms) ins Verhältnis zum Nutzen (Reduzierung der mittleren Verweilzeit) gesetzt. Mit diesem Qualitätskriterium lassen sich die einzelnen Vorgänge besser voneinander trennen und analysieren. So ist hier der bereits angesprochene Transitionsbereich bei $\beta = 55^\circ$ deutlicher erkennbar. Für die Werte $20^\circ \leq \beta \leq 40^\circ$ und $70^\circ \leq \beta \leq 85^\circ$ sind die Verläufe jeweils ähnlich, wobei für $\beta \geq 70^\circ$ ein komplexeres Verhalten als bei $\beta \leq 40^\circ$ vorliegt. Dort treten im Bereich von $8 \leq Re_\infty \leq 128$ mehrere (lokale) Maximalstellen auf. In allen Fällen steigt die Luftaustauscheffektivität ε_a nach Erreichen des Minimums mit steigender Re_∞ -Zahl wieder stetig an.

Anhand des Verlaufs können für jede Einstellung von β ungünstige Re_∞ -

Zahlen bestimmt und effizientere Kombinationen gefunden werden. Die Luftaustauscheffektivität nimmt mit zunehmendem Öffnungswinkel $\beta \rightarrow 85^\circ$ stetig ab. Vergleicht man Abbildung 5.7 und 5.8 miteinander, zeigt sich, dass sich für die untersuchten β - Re_∞ -Kombinationen die Werte stärker beim Volumenstrom als bei der mittleren Verweilzeit ändern. Ebenso wirken sich beim Volumenstrom die Änderungen des Öffnungswinkels β stärker auf die Verläufe aus. Abbildung 5.9 fasst diese Ergebnisse mit Hilfe der Luftaustauscheffektivität zusammen. Die (theoretische) minimale Verweilzeit V/\dot{V} nimmt bei einer Volumenstromerhöhung stärker ab als die (tatsächliche) mittlere Verweilzeit $2\bar{\tau}$. Die Einstellung mit dem kleinsten Öffnungswinkel liefert somit die höchsten ε_a -Werte, da hier die mittlere Verweilzeit der minimalen Verweilzeit am nächsten ist.

Ein Vergleich zwischen minimaler und tatsächlicher Verweilzeit könnte für komplexere Systeme, wie den elektrischen Generator, adaptiert werden. Der Effekt eines erhöhten Volumenstroms, beispielsweise durch Vergrößerung der Eintrittsfläche für die Kühlluft, könnte ins Verhältnis zur mittleren Verweilzeit im System gesetzt werden. Die sich daraus ergebende Luftaustauscheffektivität würde einen direkten Vergleich der verschiedenen Generatorlinien ermöglichen.

5.4 Differenzielle Analyse der Verweilzeitverteilung

In diesem Abschnitt erfolgt die differenzielle Analyse der Verweilzeit auf der Basis der allgemeingültigen Konfiguration mit einem konstanten Öffnungswinkel von $\beta = 30^\circ$. Bei der integralen Betrachtung hat sich hier bei $\text{Re}_\infty = 8$ für die Luftaustauscheffektivität ein relativ hoher Wert mit $\varepsilon_a = 0,25$ ergeben. Bei einer globalen Re_∞ -Zahl von $\text{Re}_\infty = 1024$ erreicht die Luftaustauscheffektivität für $\beta = 30^\circ$ mit $\varepsilon_a = 0,1$ ihr Minimum. Dieser Unterschied lässt sich mit Hilfe der differenziellen Analyse in Abbildung 5.10 verdeutlichen. Bei einer geringen Einströmgeschwindigkeit von $\text{Re}_\infty = 8$

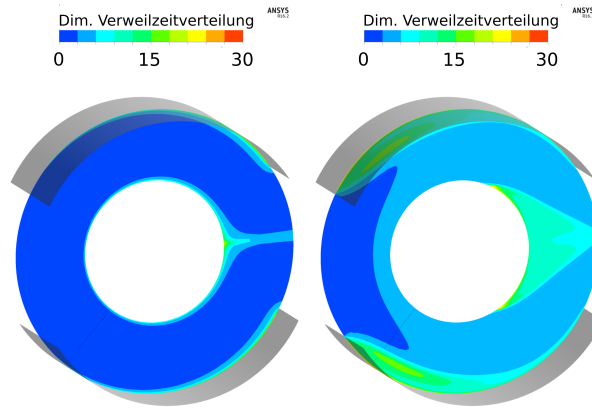


Abbildung 5.10: Vergleich der Ergebnisse für die dimensionslose Verweilzeitverteilung mit $\beta = 30^\circ$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$ sowie $Re_\infty = 8$ (links) und $Re_\infty = 1024$ (rechts)

ist die Verweilzeit τ im Verhältnis zur idealen Verweilzeit V/\dot{V} (s. Gleichung 2.24) niedrig. Die Kombination aus Innen- und Umströmung verläuft innerhalb der Konfiguration gleichmäßig und ohne erkennbare Rückströmgebiete. Aufgrund der Randbedingungen liegen für beide globale Re_∞ -Zahlen an der Wand und im Nachlauf hinter dem Zylinder höhere Werte von θ vor als in der Hauptströmung. Im Gegensatz zu $Re_\infty = 8$ bildet sich bei der höheren Einströmgeschwindigkeit von $Re_\infty = 1024$ an der Schale ein Rückströmgebiet aus. Hier sind die Werte aufgrund der Richtungsumkehrung der Geschwindigkeitsvektoren deutlich höher als in der Hauptströmung. Damit lässt sich dieses (ineffiziente) Gebiet lokalisieren, wie Abbildung 5.11 zeigt. Bei einer Bewertung der Vorgänge mit Vektorpfeilen müsste eine Auswertung für verschiedene Schnittebenen erfolgen. Im Vergleich dazu zeigt die Verweilzeit dieses Gebiet mit Hilfe einer skalaren Größe an. Dies ist insbesondere bei einer dreidimensionalen Betrachtung von Vorteil. Dadurch lassen sich Gebiete hoher Verweilzeiten leichter lokalisieren, wodurch eine aufwendige Betrachtung mehrerer Plots entfällt.

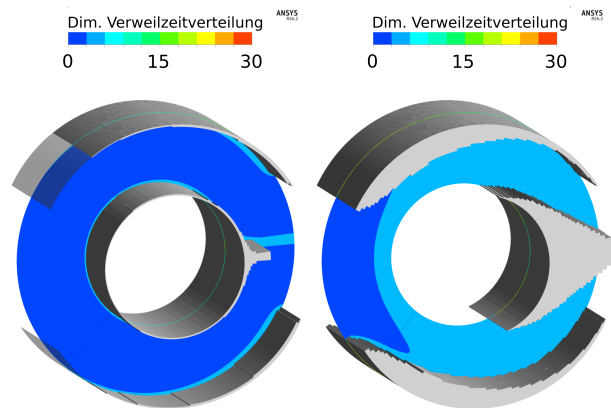


Abbildung 5.11: Lokalisierung der Gebiete hoher Verweilzeiten durch θ für $Re_\infty = 8$ (links) und $Re_\infty = 1024$ (rechts)

Bei den Untersuchungen hat sich gezeigt, dass für jede Einstellung der Parameter mit einer geringen Luftaustauscheffektivität auch ein entsprechendes Rückströmgebiet, wie im rechten Bild von Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 dargestellt, vorliegt.

5.5 Vergleich verschiedener Gittertypen

Die in Abschnitt 5.3 und 5.4 gezeigten Ergebnisse sind für die Betrachtung der Strömung in technischen Anwendungen von Interesse. Wie jedoch in Abschnitt 3.3.2 gezeigt, wird bei der numerischen Berechnung des gesamten elektrischen Generators nicht wie bei den vorangegangenen Untersuchungen ein rein strukturiertes, sondern ein hybrides Gitter verwendet. Daher wird in diesem Abschnitt untersucht, ob die Aussagen von einem strukturierten auch bei einem unstrukturierten Rechengitter zutreffen.

Abbildung 5.12 stellt den Verlauf der dimensionslosen Verweilzeitverteilung θ aus Abschnitt 5.2 erneut dar. Zusätzlich zum Verlauf des strukturierten Gitters ist der Verlauf aus dem unstrukturierten Gitter dargestellt. Für die Netzgenerierung mit Tetraeder-Elementen gelten die in Abschnitt 4.4.2

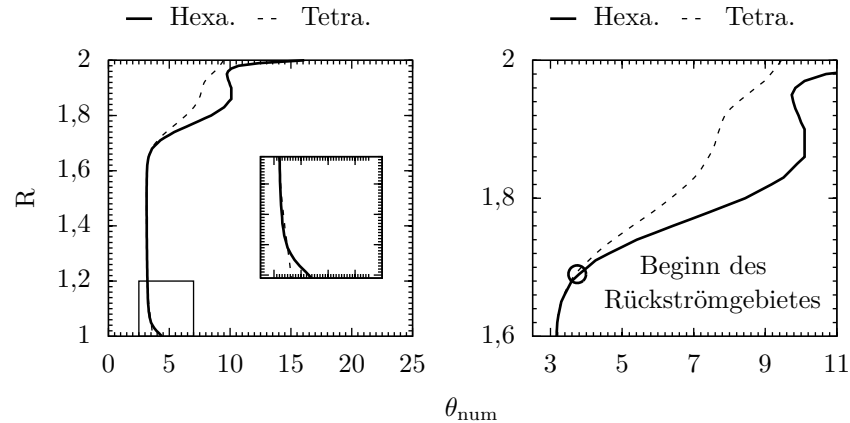


Abbildung 5.12: Vergleich der Ergebnisse für die dimensionslose Verweilzeitverteilung bei verschiedenen Gittertypen. Links: Verlauf von θ entlang der Auswertelinie. Rechts: Detailansicht des linken Diagramms zur Lokalisierung der Ausbildung des Rückströmgebietes bei $R = 1,7$

vorgestellten Einstellungen. Das unstrukturierte Gitter zeigt insbesondere bei hohen Werten von θ Abweichungen gegenüber dem Gitter mit Hexaeder-Elementen. Diese treten in Wandnähe bzw. im Rückströmgebiet auf. Dennoch ist der Punkt, an dem sich das Rückströmgebiet ausbildet, bei beiden Gitterarten an der gleichen Stelle ($R = 1,7$ in Abbildung 5.12, rechtes Diagramm). Für diese Auswertelinie zeigen damit beide Gitterarten das gleiche Potenzialgebiet für eine Optimierung mit Blick auf die Wärmeübertragung. Dies lässt sich mit Hilfe von Abbildung 5.13 für den gesamten Grenzverlauf des Potenzialgebietes bestätigen. Während das strukturierte Gitter (linkes Bild) im Vergleich zum unstrukturierten Gitter (rechtes Bild) tendenziell höhere Werte im Rückströmgebiet aufweist, zeigt letzteres höhere Werte im Nachlauf. Dennoch liegen die Grenzen der einzelnen Gebiete mit hoher Verweilzeit sehr nahe beieinander, womit beide Gitterarten die gleiche Aussage liefern. Ein Vergleich der Ergebnisse aus Abschnitt 5.3 ist in Abbildung 5.14 für die Öffnungswinkel $\beta = 20^\circ$, 55° und 85° dargestellt. Die berechneten Werte aus dem unstrukturierten Gitter sind denen des strukturierten Gitters

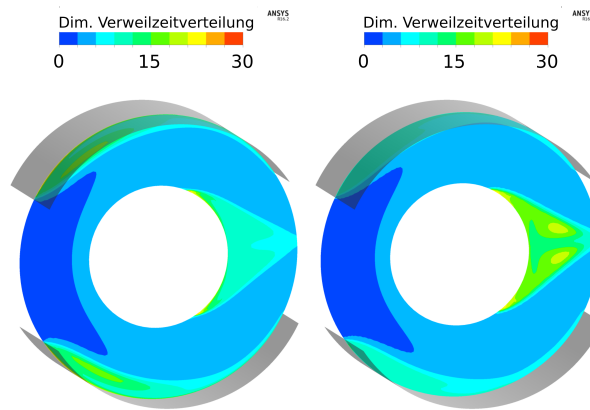


Abbildung 5.13: Vergleich der Ergebnisse für die dimensionslose Verweilzeitverteilung mit strukturiertem (links) und unstrukturiertem Gitter (rechts) innerhalb der Konfiguration mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$. Die Ausbildung des Rückströmgebietes ist in beiden Fällen erkennbar

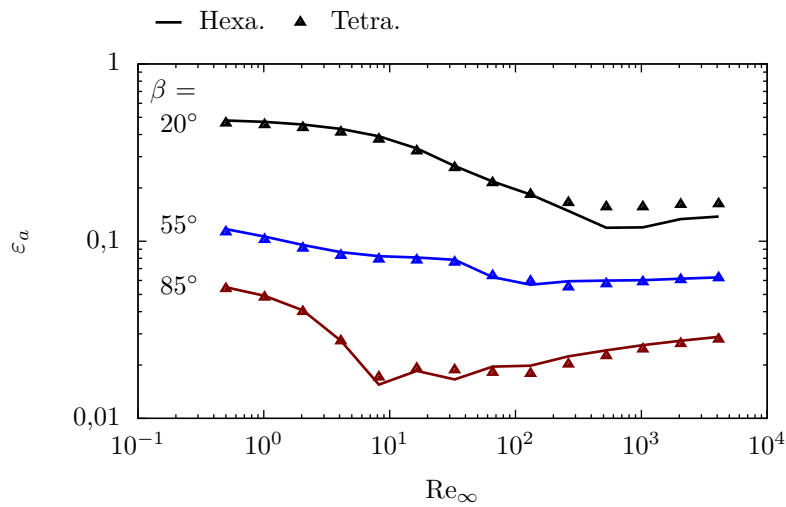


Abbildung 5.14: Vergleich der Ergebnisse für die Luftaustauscheffektivität bei verschiedenen Gittertypen

ähnlich. Lediglich bei $\beta = 20^\circ$ zeigen sich für hohe Re_∞ -Zahlen im Bereich von $256 \leq Re_\infty \leq 4096$ Abweichungen der beiden Gitterarten. Im Vergleich zum strukturierten Gitter lässt sich beim unstrukturierten Gitter mit Tetraeder-Elementen das Minimum nicht so deutlich erkennen. Für die restlichen Re_∞ -Zahlen liegen, wie überall bei $\beta = 55^\circ$ und 85° , die Werte sehr nahe beieinander.

Es ist zu erwarten, dass auch bei einem hybriden Gitter die Ergebnisse äquivalent zu denen eines rein strukturierten Gitters sind. Zwar treten Abweichungen bei den Absolutwerten auf, diese sind jedoch für die Lokalisierung der Gebiete weniger bedeutend. Der entscheidende Aspekt ist der ähnliche Grenzverlauf der Gebiete mit hoher Verweilzeit, der sich aus den lokal auftretenden Gradienten ergibt.

5.6 Bewertung als Indikator

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass eine Betrachtung der Verweilzeit die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung erweitern kann. Diese Betrachtung allein scheint jedoch nicht ausreichend, da kein direkter Bezug zum Temperaturfeld vorliegt.

Die integrale Analyse ermöglicht unter Verwendung der Luftaustauscheffektivität ε_a einen Vergleich zwischen verschiedenen Systemen. Das Verhältnis der minimalen Verweilzeit (V/\dot{V}) zur mittleren Verweilzeit (2τ) hat innerhalb der Konfiguration für einen gegebenen Öffnungswinkel β das ineffiziente Gebiet hervorgehoben (s. Abbildung 5.9). Jedoch zeigt sich hierbei auch, dass eine alleinige Betrachtung dieser Kennzahl nicht ausreichend ist. Anhand der Luftaustauscheffektivität wäre die Konfiguration mit dem kleinsten Öffnungswinkel ($\beta = 20^\circ$) und der kleinsten Re_∞ -Zahl ($Re_\infty = 0,5$) die bevorzugte Wahl, da hier der ACE-Wert sein Maximum erreicht. Zwar wäre in diesem Fall der Aufwand, also der aufzubringende Volumenstrom, sehr gering. Allerdings würde auch der Nutzen, in diesem Fall der Abtransport der Energie in Form von Wärme, gering ausfallen. Es könnte bei technischen Anwendungen zu einer reduzierten Kühlleistung kommen, da ein sehr viel

größerer Volumenstrom benötigt wird. Anhand der Kennzahl lassen sich aber beispielsweise bereits bestehende Generatoren miteinander vergleichen. Dies würde es erlauben, die Luftaustauscheffektivität bei verschiedenen Drehzahlen zu untersuchen und in der Nähe des Betriebspunktes gegebenenfalls Verbesserungen vorzunehmen.

Bei der differentiellen Analyse hat sich gezeigt, dass ineffiziente Gebiete, beispielsweise Rückströmgebiete, als Volumen dargestellt werden können (s. Abbildung 5.11). Mit der Bestimmung einer skalaren Größe, wie der Verweilzeit, wird damit das *post-processing* verglichen mit der Betrachtung einer vektoriellen Größe wie der Geschwindigkeit effizienter. Kritische Gebiete für die Wärmeübertragung lassen sich dadurch einfacher lokalisieren, als dies bei einer Auswertung mit mehreren Stromlinienplots der Fall ist. Jedoch können sich Gebiete mit höheren Verweilzeiten durchaus auch positiv auf die Wärmeübertragung auswirken. So sind beispielsweise Gebiete mit leicht höheren Verweilzeiten aufgrund der dort stattfindenden Durchmischung für die Wärmeübertragung unter Umständen von Vorteil (vgl. [HH14; WH14]). Zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung müsste somit eine weitere Größe, zum Beispiel das Temperaturfeld, berücksichtigt werden.

Die Bestimmung der Verweilzeit bedeutet einen numerischen Aufwand, da eine zusätzliche Transportgleichung gelöst werden muss. Dies kann entweder direkt mit der Berechnung der Grundgleichungen oder in einer zweiten Simulation separat erfolgen. Im ersten Fall kann sich die Rechenzeit der einzelnen Iterationen erhöhen, während im zweiten Fall die Simulation zur Berechnung der Transportgleichung (ohne Berücksichtigung der Grundgleichungen) erneut durchgeführt werden muss. Für beide Fälle ist zu beachten, dass es bei der Existenz von einem oder mehreren Rückströmgebieten unter Umständen zu einem sehr langsamen Absinken der Residuen und somit zu einer sehr langen zusätzlichen Rechenzeit kommen kann [Sch13].

Als weiterer möglicher Indikator zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung wird im nächsten Kapitel die Entropieproduktion untersucht.

Kapitel 6

Analyse und Bewertung mittels Entropieproduktion

6.1	Code-Verifizierung	122
6.2	Gitterunabhängigkeitsstudie	129
6.3	Integrale Analyse der Entropieproduktion . .	131
6.4	Differenzielle Analyse der Entropieproduktion	142
6.5	Vergleich verschiedener Gittertypen	147
6.6	Optimierung der Konfiguration	148
6.7	Bewertung als Indikator	157

Zunächst erfolgt die Verifizierung und die Gitterunabhängigkeitsstudie für die in Abschnitt 2.5 eingeführte Entropieproduktion. Anhand der Untersuchungen mit Hilfe der allgemeingültigen Konfiguration zeigt die Entropieproduktion ein großes Potenzial als Indikator. Bei der integralen Analyse der Entropieproduktionsterme \dot{S}_D und \dot{S}_{WL} lassen sich die globalen und lokalen Einflussgrößen voneinander trennen und unterscheiden. Die Optimierung der Konfiguration mit Blick auf die Wärmeübertragung zeigt insbesondere die Vorteile des Irreversibilitätsverhältnisses ($\phi = \dot{S}_D''' / \dot{S}_{WL}'''$) bei der differenziellen Analyse auf.¹

¹Dieses Kapitel basiert auf den Artikeln von Eger et al. [Ege+15b; Ege+16].

6.1 Code-Verifizierung

Die Berechnung der Entropieproduktion erfolgt anhand der in Abschnitt 3.4.2 aufgezeigten Vorgehensweise. Für typische Innen- und Umströmungsvorgänge können die beiden Entropieproduktionsterme \dot{S}_D''' und \dot{S}_{WL}''' anhand analytischer Gleichungen verifiziert werden. Bei den Innenströmungsvorgängen wird die Couette- und die Hagen-Poiseuille-Strömung betrachtet. Für die Umströmung wird der quer angeströmte Zylinder untersucht. Damit werden beide Grenzfälle der allgemeinen Konfiguration, $\beta = 0$ und $\beta = \pi/2$, berücksichtigt.

6.1.1 Innenströmungsvorgänge

Für die Verifizierung der Entropieproduktionsterme wird zunächst eine laminar ausgebildete Couette-Strömung betrachtet. Anschließend wird eine turbulente Hagen-Poiseuille-Strömung sowohl mit analytischen als auch mit numerischen Ergebnissen aus der Literatur verifiziert.

Couette-Strömung

Für den in Abbildung 4.4 skizzierten Fall der zwei konzentrisch gelagerten Zylinder ($\beta = 0$) liegen von Mirzazadeh et al. [MSR08] analytische Gleichungen zur Berechnung der direkten Entropieproduktionsterme \dot{S}_D''' und \dot{S}_{WL}''' vor. Für den untersuchten Fall, bei dem für beide Zylinder eine isotherme Randbedingung definiert und der innere Zylinder in Rotation ist, gilt für die dimensionslose Temperaturdifferenz Θ_T

$$\Theta_T = \frac{T_1 - T_0}{T_0} \quad (\text{bei } T_1 > T_0) \quad (6.1)$$

Für die Untersuchung wird das Verhältnis aus Θ_T und der Br-Zahl (s. Abschnitt 2.3.3) variiert. Dadurch ergeben sich unterschiedliche Werte für \dot{S}'''_{D} und \dot{S}'''_{WL} . Im Fall der Konfiguration berechnet sich die Br-Zahl aus

$$\text{Br} = \frac{(r_0 \omega_0)^2 \eta}{\lambda_{\text{Fluid}} (T_1 - T_0)} \quad (6.2)$$

Dabei ist T_1 und T_0 die Temperatur des äußeren bzw. des inneren Zylinders. Ausschließlich für diese Untersuchung wird die dynamische Viskosität auf $\eta = 0,01831 \text{ Pa s}$ erhöht, um eine adäquate Br-Zahl zu erhalten. Die Berechnung der dimensionslosen Entropieproduktion erfolgt entsprechend Abschnitt 2.5.3 mit $\dot{S}'''_{\text{Pro},T} = \dot{S}'''_{\text{D},T} + \dot{S}'''_{\text{WL},T}$.

Abbildung 6.1 zeigt den Verlauf der numerisch und analytisch berechneten Werte von $N_{\dot{S}'''_{\text{Pro},T}}$ für verschiedene Br/Θ_T -Verhältnisse. Für den Bereich von

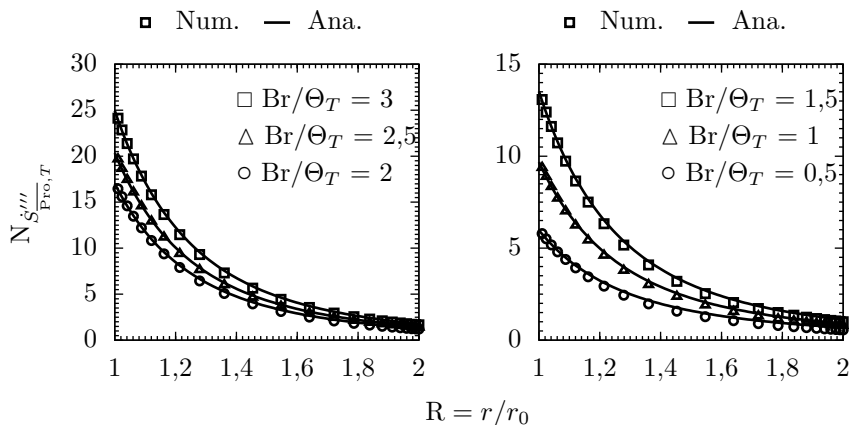


Abbildung 6.1: Vergleich zwischen analytischer [MSR08] und numerischer Berechnung der dimensionslosen Entropieproduktion $N_{\dot{S}'''_{\text{Pro},T}}$ bei verschiedenen Br/Θ_T -Verhältnissen für eine Couette-Strömung

$0,5 \leq \text{Br}/\Theta_T \leq 3$ zeigen die numerischen und analytischen Werte sowohl im Wandbereich als auch in der Hauptströmung eine sehr gute Übereinstimmung.

Hagen-Poiseuille-Strömung

Bei der Hagen-Poiseuille-Strömung erfolgt der Vergleich mit den analytischen Formulierungen von Şahin [Şah98; Şah02] und den numerisch berechneten Werten von Kock [Koc03] für ein ausgebildetes, turbulentes Strömungsprofil. Dadurch können neben den mittleren Bewegungen (\square) auch die (turbulenten) Schwankungsbewegungen (\square') der Entropieproduktionsterme verifiziert werden. Der Versuchsaufbau mit den entsprechenden Randbedingungen erfolgt analog zu dem von Kock [Koc03] gewählten Beispiel eines Optimierungsproblems. Abbildung 6.2 zeigt den numerisch berechneten Verlauf der integralen Gesamtentropieproduktion $\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}$ bei verschiedenen $Re_{d_h,\infty}$ -Zahlen. Dabei

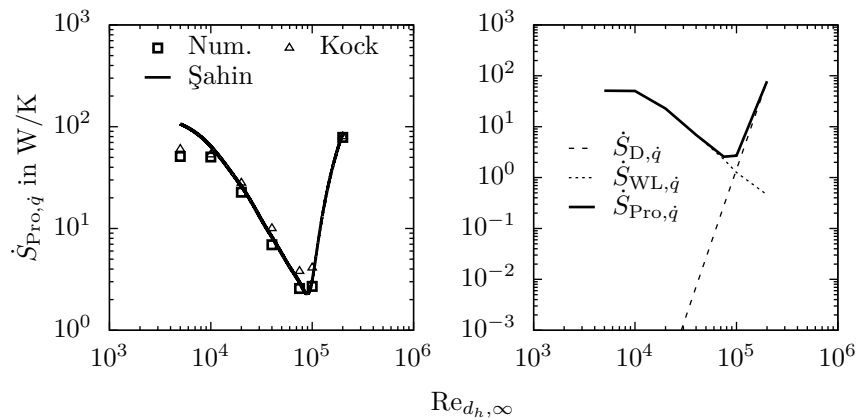


Abbildung 6.2: Links: Vergleich zwischen den Referenzwerten (analytisch [Şah98; Şah02], numerisch [Koc03]) und den numerischen Berechnungen für die Gesamtentropieproduktion $\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}$ für eine turbulente Hagen-Poiseuille-Strömung. Rechts: Verlauf der verschiedenen Entropieproduktionsterme

wird wie in Abschnitt 5.1.1 der Zylinderdurchmesser d als charakteristisches Längenmaß gewählt. Es zeigt sich, dass lediglich bei $Re_{d_h,\infty} = 5000$ das analytische Ergebnis von den beiden numerisch berechneten Werten abweicht. Ähnliche Beobachtungen ergaben sich bei Kock [Koc03], der die numerisch berechneten Werte mit einer empirischen Gleichung von Bejan [Bej95] verifizierte. Eine mögliche Erklärung für den Unterschied sind die relativ großen

Kontrollvolumen an der Rohrwand und der damit verbundene Fehler für die Wandfunktionen bei kleinen Re-Zahlen [Koc03]. Die geringen Unterschiede der vorliegenden Ergebnisse gegenüber den Berechnungen von Kock können aus der Vernachlässigung der Wandfunktionen der Entropieproduktionsraten resultieren (s. Abschnitt 3.4.2). Für den Bereich $10\,000 \leq \text{Re}_{d_h, \infty} \leq 200\,000$ liegen die Werte sehr nah beieinander, sodass beide Verläufe das gleiche Minimum bei $\text{Re}_{d_h, \infty} \approx 80\,000$ zeigen. Damit liegt für beide Innenströmungsvorgänge eine Verifizierung der Entropieproduktionsterme vor.

6.1.2 Umströmungsvorgänge

In diesem Abschnitt wird die gesamte Entropie-Bilanzgleichung (s. Abschnitt 2.5.3) sowohl differenziell als auch integral verifiziert. Als Beispiel dient hierfür der quer angeströmte Zylinder, der bei der allgemeinen Konfiguration für den Grenzfall $\beta = \pi/2$ vorliegt. Dafür wird die ankommende Re_∞ -Zahl im Bereich von $1 \leq \text{Re}_\infty \leq 5300$ variiert, womit sowohl laminare als auch turbulente Strömungsvorgänge berücksichtigt werden. Bei den späteren Untersuchungen in der Konfiguration liegen die globalen Re_∞ -Zahlen stets unterhalb diesen Wertes im Bereich von $\text{Re}_\infty \leq 4096$. Für den Generator ist dieser Bereich ebenfalls ausreichend, da die mittlere Re-Zahl in den meisten Bereichen des elektrischen Generators deutlich kleiner ist. Als thermische Randbedingungen werden eine konstante Wandwärmestromdichte mit $\dot{q}_0^* = 0,025$ oder eine konstante Wandtemperatur mit

$$T_0^* = \frac{T_0 - T_\infty}{T_\infty} = 0,033 \quad (6.3)$$

gesetzt. Damit dominiert, je nach Größe der Re_∞ -Zahl, entweder die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung oder die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation. Um bei der integralen Analyse auch im Nachlauf die Entropieproduktionsterme zu erfassen, wird der in Abschnitt 4.4.1 skizzierte Aufbau modifiziert. Ausgehend von der Zylindermitte wird der Abstand zum Auslass um den Faktor $22d_0$ verlängert. Alle anderen Parameter

bleiben unverändert. Entsprechend den Überlegungen von Bejan [Bej96b] gilt für die Entropieproduktion an einem umströmten Körper die Gleichung

$$\dot{S}_{\text{Pro}} = \underbrace{\frac{F_W u_\infty}{T_\infty}}_{\dot{S}_D} + \underbrace{\frac{\dot{Q}_W (T_0 - T_\infty)}{T_0 T_\infty}}_{\dot{S}_{\text{WL}}} \quad (6.4)$$

Dabei ergibt sich die Strömungswiderstandskraft F_W aus

$$F_W = \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 c_W A \quad (6.5)$$

Um \dot{S}_D zu bestimmen, können für den Strömungswiderstandskoeffizienten c_W empirische Werte, beispielsweise aus Zierp [ZB15], verwendet werden. Die Berechnung von \dot{S}_{WL} erfolgt anhand der definierten thermischen Randbedingung und der sich daraus ergebenden Wandwärmestromdichte oder Wandtemperatur. Abbildung 6.3 zeigt den Vergleich zwischen dem empi-

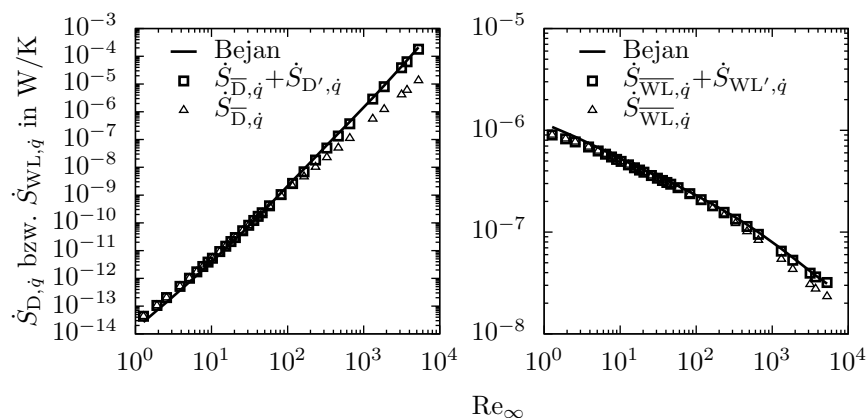


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen dem empirischen Ansatz von Bejan [Bej95] und der numerischen Berechnung für variierende Re_∞ -Zahlen und $\dot{q}_0^* = 0,025$. Links: Entropieproduktion aufgrund von Dissipation $\dot{S}_{D,q}$. Rechts: Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung $\dot{S}_{\text{WL},q}$

rischen Ansatz aus Gleichung 6.4 und den numerisch berechneten Werten

für $\dot{S}_{D,\dot{q}}$ und $\dot{S}_{WL,\dot{q}}$. Insbesondere bei der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation zeigt sich, dass es bereits ab einer Re_∞ -Zahl von $Re_\infty \geq 80$ bei Vernachlässigung der Schwankungsterme $\dot{S}_{D',\dot{q}}$ zu anwachsenden Abweichungen gegenüber dem empirischen Ansatz kommt. Werden jedoch neben den direkten auch die indirekten Terme berücksichtigt ($\dot{S}_{\overline{D},\dot{q}} + \dot{S}_{D',\dot{q}}$ bzw. $\dot{S}_{\overline{WL},\dot{q}} + \dot{S}_{WL',\dot{q}}$), stimmen die Ergebnisse aus der numerischen Berechnung sehr gut mit dem empirischen Ansatz überein.

In einer weiteren Betrachtung wird die Entropie-Bilanzgleichung aus Abschnitt 2.5.3 unter stationären Bedingungen vollständig berechnet. Dabei wird untersucht, ob die linke Seite der Bilanzgleichung

$$\rho \left(u_x \frac{\partial s}{\partial x} + u_y \frac{\partial s}{\partial y} + u_z \frac{\partial s}{\partial z} \right) \quad (6.6)$$

die gleichen Ergebnisse wie die rechte Seite der Bilanzgleichung

$$\begin{aligned} & - \left(\frac{\partial (\dot{q}_x/T)}{\partial x} + \frac{\partial (\dot{q}_y/T)}{\partial y} + \frac{\partial (\dot{q}_z/T)}{\partial z} \right) \\ & + \frac{\lambda_{\text{Fluid}}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)^2 \right] \\ & + \frac{\eta}{T} \left[2 \left\{ \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)^2 \right\} \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (6.7)$$

liefert. Die Berechnung der Gleichung 6.6 erfolgt direkt in CFX über die spezifische Entropie, während Gleichung 6.7 mit Hilfe der zusätzlich implementierten AVs berechnet wird. Abbildung 6.4 zeigt die Verläufe der Gleichungen für eine konstante Wandwärmestromdichte und Wandtemperatur. Die Verläufe stimmen aus beiden Gleichungen sehr gut miteinander überein. Damit zeigt sich, dass auch die lokale Änderung der spezifischen Entropie aufgrund einer reversiblen Wärmeübertragung (s. Abschnitt 2.5.3) in CFX mittels einer Kombination aus vektorieller und skalarer AV berech-

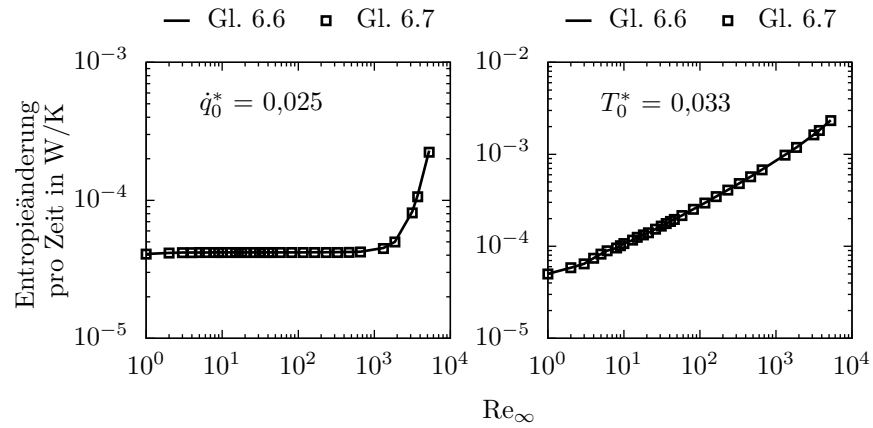


Abbildung 6.4: Integraler Vergleich zwischen den Gleichungen 6.6 und 6.7 für variierende Re_∞ -Zahlen am quer angeströmten Zylinder

net werden kann. Die Änderung der Entropie pro Zeit ist für den Fall von $\dot{q}_0^* = 0,025$ bis zu einer Re_∞ -Zahl von $\text{Re}_\infty \leq 1024$ konstant, während sie bei $T_0^* = 0,033$ stetig zunimmt. Abbildung 6.5 zeigt den differentiellen Verlauf

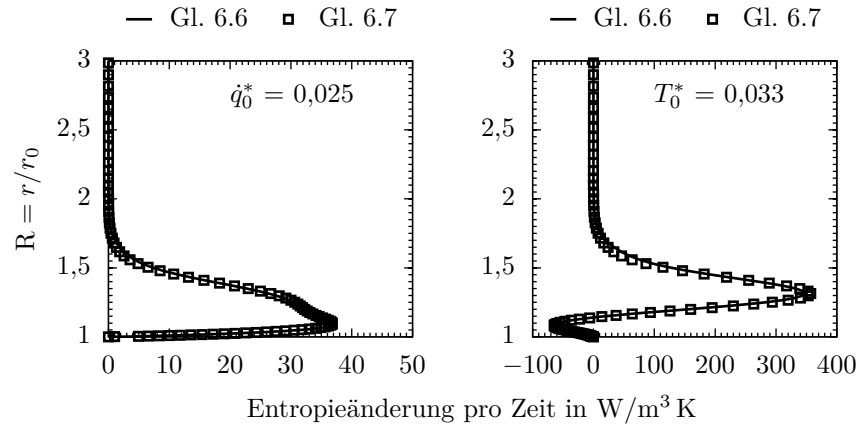


Abbildung 6.5: Differenzieller Vergleich zwischen den Gleichungen 6.6 und 6.7 bei $\text{Re}_\infty = 512$

der Gleichungen 6.6 und 6.7 für eine Re_∞ -Zahl von $Re_\infty = 512$. Auch hier stimmen für die zwei thermischen Randbedingungen die Ergebnisse sehr gut überein. In unmittelbarer Wandnähe des beheizten Zylinders treten hohe Entropieänderungen pro Zeit auf. Ab einer Entfernung vom Zylinder mit $R \geq 2$ liegen die Werte in beiden Fällen nahe 0.

Zusammenfassend ergibt sich aus den Untersuchungen, dass die Lösungen aus der numerischen Berechnung für die Entropieproduktionsterme sehr gut mit den analytischen bzw. den empirischen Ergebnissen übereinstimmen. Es hat sich gezeigt, dass bei Vernachlässigung der Schwankungsbewegung die Ergebnisse schon ab einer kleinen Re_∞ -Zahl vom analytischen Wert abweichen. Ebenso treten in unmittelbarer Wandnähe hohe Gradienten der Entropieproduktion auf, sodass eine Gittergenerierung im Bereich von $y^+ \leq 1$ für eine genaue Berechnung notwendig ist.

6.2 Gitterunabhängigkeitsstudie

Im Folgenden wird zum Abschluss der Verifizierung die Gitterunabhängigkeit der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}'''$ untersucht. Wie bei den vorherigen Untersuchungen wird auch hier auf das in Abschnitt 3.2.2 beschriebene GCI-Berechnungsverfahren unter Verwendung der Gitter aus Abschnitt 4.4.2 zurückgegriffen. Ebenso wird der Standardfall mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$ verwendet. Die Berechnung der einzelnen Größen $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},\text{fein}}}'''$, $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},\text{mittel}}}'''$ und $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},\text{grob}}}'''$ erfolgt entlang der gelben Auswertelinie aus Abbildung 4.6 durch

$$N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}''' = \frac{1}{r} \int_{r_0}^{r_1} \frac{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}''' \lambda_{\text{Fluid}} T_{0,i}^2}{\dot{q}_0^2} dr \quad (6.8)$$

Tabelle 6.1 zeigt die numerisch berechneten Werte von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$ für die drei Gitter und die daraus resultierenden Werte der GCI-Berechnung. Im Vergleich zur dimensionslosen Verweilzeitverteilung θ_i zeigen die Ergebnisse aus den drei Gittern für die dimensionslose Gesamtentropieproduktion $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$

Tabelle 6.1: Berechnete Größen für die Gitterunabhängigkeitsstudie der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$ in der allgemeinen Konfiguration mit $\text{Re}_\infty = 1024$, $\text{Re}_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$

$N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}'''$ fein	$N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}'''$ mittel	$N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}'''$ grob	p	$N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}'''$ ext	e_a^{21}	e_{ext}^{21}	$\text{GCI}_{\text{fein}}^{21}$
0,195	0,187	0,174	1,25	0,207	4,41 %	5,97 %	7,94 %

etwas größere Unsicherheiten. Jedoch ist der GCI-Wert mit $\text{GCI}_{\text{fein}}^{21} = 7,94\%$ in einem akzeptablen Bereich, insbesondere bei Berücksichtigung der mathematischen Komplexität für die Formulierung der Entropie-Bilanzgleichung aus Abschnitt 2.5.3.

Neben der integralen Analyse in Abschnitt 6.3 werden die Entropieproduktionsterme auch für eine differenzielle Betrachtung der Vorgänge in Abschnitt 6.4 untersucht. Abbildung 6.6 zeigt den Verlauf von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$ für die drei Gitter entlang der Auswertelinie. Dabei werden die Stellen, an denen

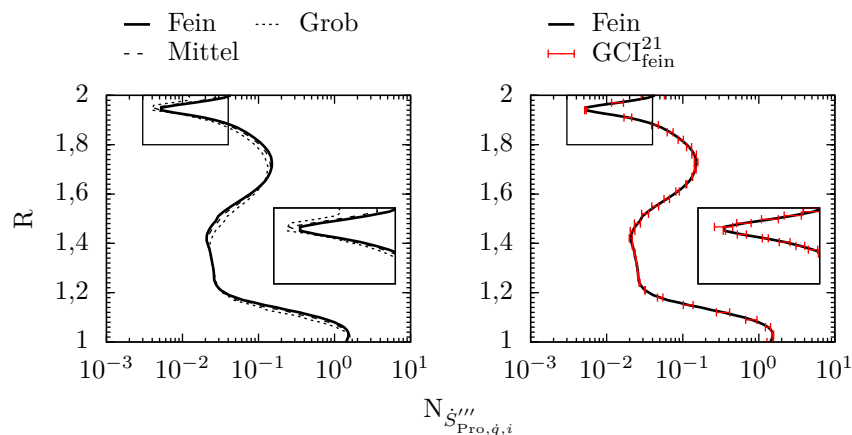


Abbildung 6.6: Links: Verlauf von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$ entlang der Auswertelinie für verschiedene Rechengitter. Rechts: Verlauf für das feine Gitter mit den entsprechenden $\text{GCI}_{\text{fein}}^{21}$ -Werten

es zu leichten Unterschieden bei der integralen Berechnung von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$ zwischen den drei Gittern kommt, sichtbar. Das grobe Gitter weist über den beinahe kompletten Verlauf Abweichungen zum feinen und mittleren Gitter auf. Lediglich im Bereich von $1,2 \leq R \leq 1,4$ zeigen alle drei Gitter identische Ergebnisse. Zu erkennen ist aber auch, dass die Verläufe bei allen drei Gittern über den gesamten Verlauf sehr ähnlich sind und sich bei den Absolutwerten nur kleine Unterschiede feststellen lassen. Insbesondere zwischen dem feinen und dem mittleren Gitter sind nur bei sehr kleinen Werten von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q},i}}'''$ im Bereich von $1,8 < R < 2$ Unterschiede zu erkennen. Insofern haben sie nur einen geringen Einfluss auf den Verlauf der Entropieproduktion innerhalb der Konfiguration. Die GCI_{fein}^{21} -Werte sind über den kompletten Verlauf sehr gering (s. Abbildung 6.6, rechts). Aufgrund hoher Gradienten der Entropieproduktion in Wandnähe ist auch hier eine feine Gitterauflösung in Wandnähe ($y^+ \leq 1$) für die Analyse der Strömung, der Wärmeleitung und der damit verbundenen Entropieproduktion notwendig. Für die nachfolgenden Untersuchungen wird für die Entropieproduktion weiterhin das mittlere Gitter gewählt.

6.3 Integrale Analyse der Entropieproduktion

Für die integrale Analyse der Entropieproduktion innerhalb der allgemeingültigen Konfiguration werden sowohl die einzelnen dimensionslosen Entropieproduktionsterme ($N_{\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$) als auch die dimensionslose Gesamtentropieproduktion ($N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}$) und die Irreversibilitätsverhältnisse (ϕ und Be-Zahl) betrachtet. Die Berechnung der einzelnen Terme erfolgt als integrale Größe über das Volumen der Konfiguration. Aufbau und Randbedingungen der Konfiguration lassen sich jeweils den Abschnitten 4.4 und 4.4.3 entnehmen. Am Schluss werden die Ergebnisse aus den integralen Untersuchungen zusammengefasst.

6.3.1 Dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Dissipation

Abbildung 6.7 zeigt den Verlauf der dimensionslosen Entropieproduktion aufgrund von Dissipation $N_{\dot{S}_{D,q}}$ für die verschiedenen Re_0 - und Re_∞ -Zahlen. Der Verlauf ähnelt sehr stark dem Volumenstrom \dot{V} aus Abschnitt 4.5.1.

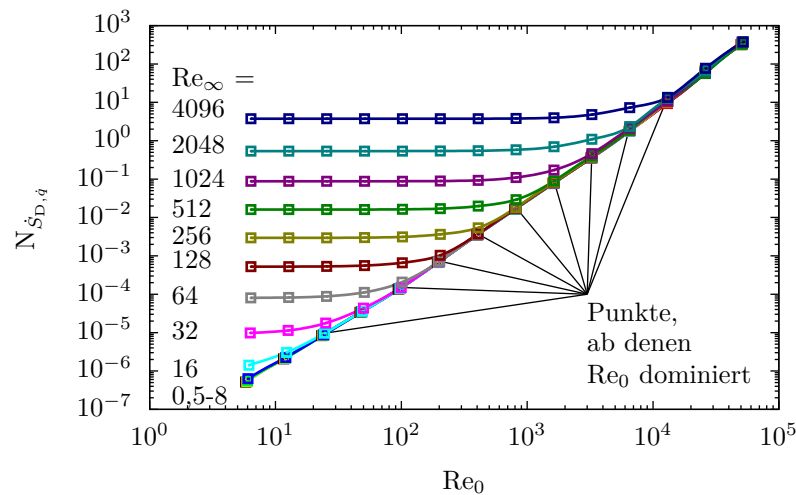


Abbildung 6.7: Verhalten von $N_{\dot{S}_{D,q}}$ bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

Für beide Größen erhöhen sich die Absolutwerte mit zunehmender Re_0 - und Re_∞ -Zahl. Damit bestätigt sich die Erwartung, dass die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation direkt an die Geschwindigkeit gekoppelt ist und so eine Reduzierung der Re-Zahlen zu einer Verringerung von $N_{\dot{S}_{D,q}}$ führt. Im gesamten Bereich ist der Verlauf von $N_{\dot{S}_{D,q}}$ glatter als der von \dot{V} . Entsprechend lassen sich die Übergangsbereiche, in denen die lokalen (Re_0) oder die globalen (Re_∞) Vorgänge dominieren, deutlich erkennen und voneinander trennen. Für die untersuchten Fälle hat die globale Re_∞ -Zahl im Bereich $0 \leq Re_\infty \leq 8$ keinen Einfluss auf die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation. Für alle $Re_\infty \geq 16$ wird ab einem bestimmten lokalen Re_0 -Wert

die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation ausschließlich durch die Rotation des Zylinders bestimmt. Dabei hängt der Übergang von der jeweiligen globalen Re_∞ -Zahl ab. Je größer diese ist, desto höher muss die Tangentialgeschwindigkeit des Zylinders sein, um die Vorgänge zu dominieren. Im Vergleich zum Volumenstrom kommt es bei $N_{\dot{S}_{D,q}}$ bereits bei etwas niedrigeren Re_0 -Zahlen zu diesem Übergang. So erfolgt dieser beispielsweise für $Re_\infty = 4096$ bereits bei $Re_0 > 15\,000$ und nicht erst wie beim Volumenstrom bei $Re_0 > 25\,000$ (vgl. Abbildung 4.9). Die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation erreicht bei $Re_0 = 50\,000$ für alle Untersuchungen den selben Maximalwert mit $N_{\dot{S}_{D,q,max}} = 254$.

6.3.2 Dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung

Abbildung 6.8 zeigt den Verlauf der dimensionslosen Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung $N_{\dot{S}_{WL,q}}$. Wie schon zwischen \dot{V} und $N_{\dot{S}_{D,q}}$ lässt sich

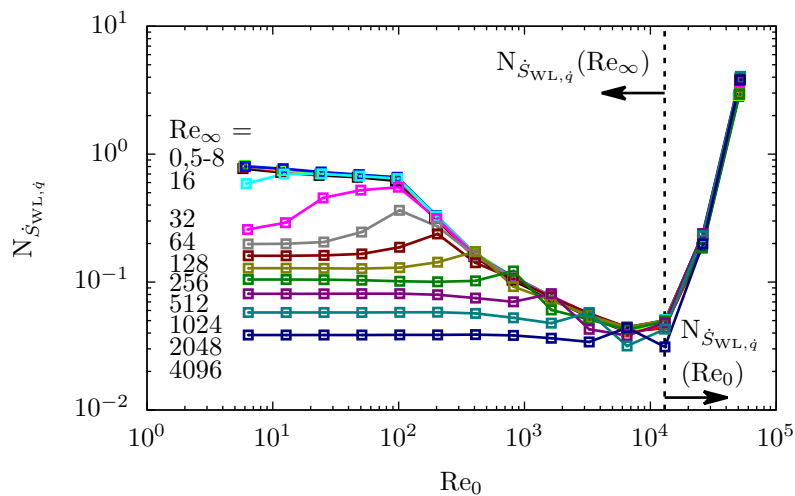


Abbildung 6.8: Verhalten von $N_{\dot{S}_{WL,q}}$ bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

auch bei der dimensionslosen Temperaturdifferenz $\Theta_{\dot{q}}$ und der dimensionslosen Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ ein ähnlicher Verlauf erkennen. Für den Bereich $0,5 \leq \text{Re}_{\infty} \leq 8$ sind, im Gegensatz zu $\Theta_{\dot{q}}$, die Absolutwerte von $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ über den gesamten Re_0 -Bereich gleich und erscheinen deshalb als eine Linie. Sowohl $\Theta_{\dot{q}}$ als auch $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ erreichen bei $\text{Re}_{\infty} = 4096$ tendenziell die niedrigsten Werte. Damit bestätigt sich auch hier die Erwartung, dass sich mit zunehmender globaler Re_{∞} -Zahl die Wärmeübertragung verbessert und damit die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung geringere Werte aufweist. Für den gesamten Bereich von Re_0 und Re_{∞} zeigen $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ und $\Theta_{\dot{q}}$ das gleiche Minimum bei

$$\Theta_{\dot{q},\min} \Leftrightarrow N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}},\min} = f(\text{Re}_0 \approx 10\,000) \quad (6.9)$$

Dabei liegen die jeweiligen Minimalwerte $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}},\min}$ für die verschiedenen globalen Re_{∞} -Zahlen sehr nahe beieinander ($N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}},\min} = 0,04$ für $\text{Re}_0 \leq 1024$). Bei der dimensionslosen Temperaturdifferenz sind die Unterschiede zwischen den entsprechenden Minima größer. Für Werte von $\text{Re}_0 > 10\,000$ treten die in Abschnitt 4.5.1 erwähnten dissipativen Effekte auf, sodass sich $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ und $\Theta_{\dot{q}}$ erhöhen. An der Stelle $\text{Re}_0 = 50\,000$ erreicht die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung für alle globalen Re_{∞} -Zahlen einen gemeinsamen Maximalwert von $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}},\max} = 4$.

Im Bereich $16 \leq \text{Re}_{\infty} \leq 4096$ lässt sich für den Verlauf von $\Theta_{\dot{q}}$ und $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ zunächst ein leichter Anstieg (lokales Maximum) erkennen, bevor der Minimalwert erreicht wird. In Abbildung 6.9 sind diese lokalen Maxima als ausgefüllte Quadrate dargestellt. Die Punkte, an denen die Bedingung $\text{Re}_0 = \text{Re}_{\infty}$ erfüllt ist, sind als Kreuze gekennzeichnet. Daraus ergibt sich, dass die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung für $\text{Re}_{\infty} \geq 32$ unmittelbar das lokale Maximum erreicht, nachdem die Bedingung $\text{Re}_0 = \text{Re}_{\infty}$ erfüllt ist. Eine Erklärung konnte hierfür bislang nicht gefunden werden.

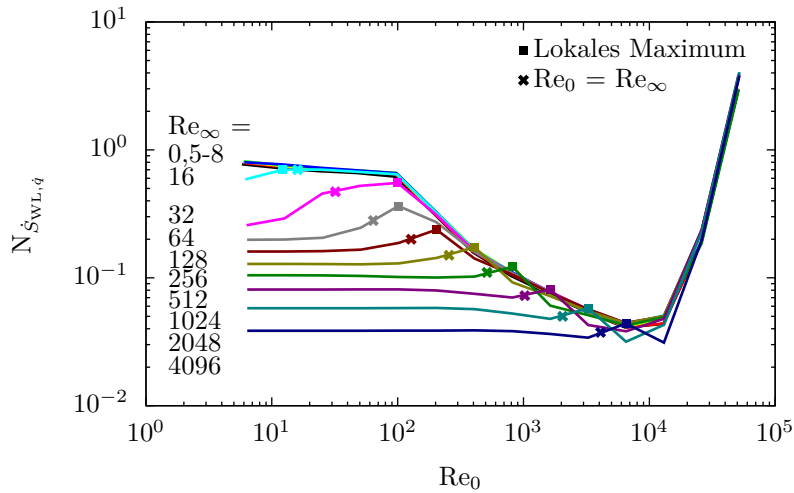


Abbildung 6.9: Lokale Maxima von $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ für verschiedene globale Re_∞ -Zahlen und Punkte, an denen $Re_0 = Re_\infty$ gilt

6.3.3 Dimensionslose Gesamtentropieproduktion

Die Analyse der dimensionslosen Entropieproduktion aufgrund von Dissipation zeigt ein ähnliches Verhalten wie der Volumenstrom. Bei der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung liegt das Minimum an der gleichen Stelle wie bei der dimensionslosen Temperaturdifferenz $\Theta_{\dot{q}}$ zwischen dem Zylinder und dem umgebenden Fluid. Jedoch sind die Verläufe bei $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ klarer, wodurch sich die Vorgänge genauer analysieren und voneinander trennen lassen. Der entscheidende Vorteil ist aber, dass beide Terme die gleiche physikalische Einheit (W/K) besitzen und somit zueinander ins Verhältnis gesetzt werden können. Beim Volumenstrom (m^3/s) und der Temperatur (K) ist dies nicht direkt möglich. Mit Hilfe der Gesamtentropieproduktion \dot{S}_{Pro} lässt sich die Summe aus beiden Produktionstermen betrachten. Dies ermöglicht einen physikalischen Vergleich der beiden gegensätzlichen Ziele $\min(\dot{S}_D) \leftrightarrow \min(\dot{S}_{WL})$.

Abbildung 6.10 zeigt die dimensionslose Gesamtentropieproduktion $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}$

für den Bereich $0,5 \leq \text{Re}_\infty \leq 256$ mit einem Minimum von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},q}}$ bei

$$N_{\dot{S}_{\text{Pro},q},\text{min}} = f(\text{Re}_0 \approx 800) \text{ \{für } \leq \text{Re}_\infty \leq 256\} \tag{6.10}$$

Dieser Wert ist im Vergleich zum Re_0 -Wert für $N_{\dot{S}_{\text{WL},q},\text{min}}$ deutlich geringer

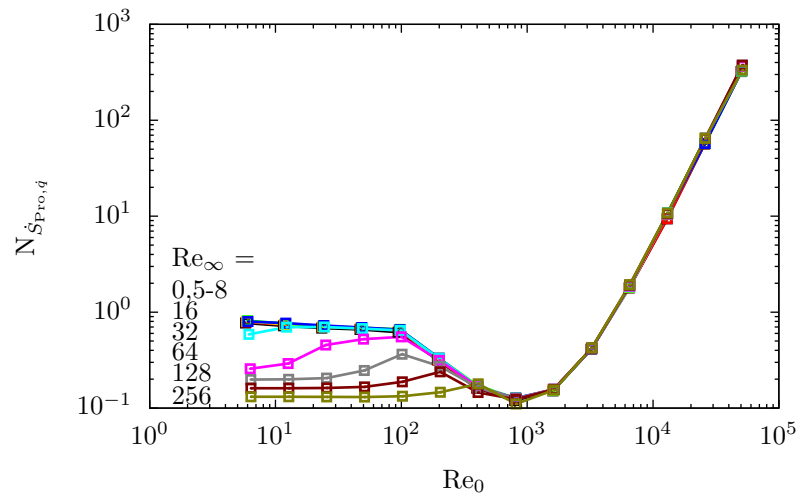


Abbildung 6.10: Verhalten von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},q}}$ bei variierenden Re_0 -Zahlen und $0,5 \leq \text{Re}_\infty \leq 256$ mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

($\text{Re}_0 \approx 10\,000$). Der Grund liegt in der gemeinsamen Betrachtung von $N_{\dot{S}_{\text{D},q}}$ und $N_{\dot{S}_{\text{WL},q}}$, die für $\text{Re}_\infty \leq 256$ zu beiden Anteilen Einfluss auf $N_{\dot{S}_{\text{Pro},q}}$ nehmen.

Dies wird anhand Abbildung 6.11 für den Fall $\text{Re}_\infty = 32$ deutlich. Die Verläufe zeigen jeweils die beiden Produktionsterme und die dimensionslose Gesamtentropieproduktion für den gesamten Re_0 -Bereich. Bis zu $\text{Re}_0 = 1600$ dominiert die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung. An diesem Punkt erreicht die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Dissipation denselben Absolutwert und steigt mit zunehmender Re_0 -Zahl weiter an, während $N_{\dot{S}_{\text{WL},q}}$ weiter abnimmt. Dadurch wird die dimensionslose Gesamtentropieproduktion ab $\text{Re}_0 \geq 6500$ von $N_{\dot{S}_{\text{D},q}}$

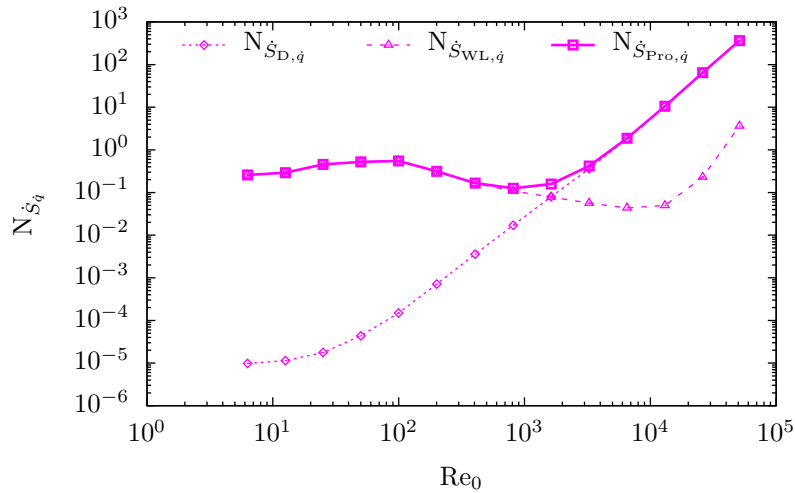


Abbildung 6.11: Verhalten von $N_{\dot{S}_{D,q}}$, $N_{\dot{S}_{WL,q}}$ und $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ bei variierenden Re_0 -Zahlen und $Re_\infty = 32$ mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

dominiert, und die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung spielt fortan eine untergeordnete Rolle. Bei Berücksichtigung von $N_{\dot{S}_{D,q}}$ erreicht $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ dadurch ein früheres Minimum (bei $Re_0 \approx 800$) als die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung ($N_{\dot{S}_{WL,q},\min}$ bei $Re_0 \approx 10\,000$).

Abbildung 6.12 zeigt die restlichen Verläufe der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion für $Re_\infty \geq 512$. Für alle Verläufe ist an der Stelle $Re_0 \approx 800$ kein Minimum erkennbar, und mit zunehmender Geschwindigkeit im Strömungsfeld wird $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ überwiegend durch die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation dominiert. Demzufolge sind die Verläufe in Abbildung 6.12 denen der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation (s. Abbildung 6.7) sehr ähnlich. Für $Re_\infty \geq 512$ hat $N_{\dot{S}_{WL,q}}$ bereits bei kleineren Re_0 -Zahlen einen geringen Einfluss auf die dimensionslose Gesamtentropieproduktion.

Dies macht Abbildung 6.13 am Beispiel von $Re_\infty = 1024$ deutlich. Die

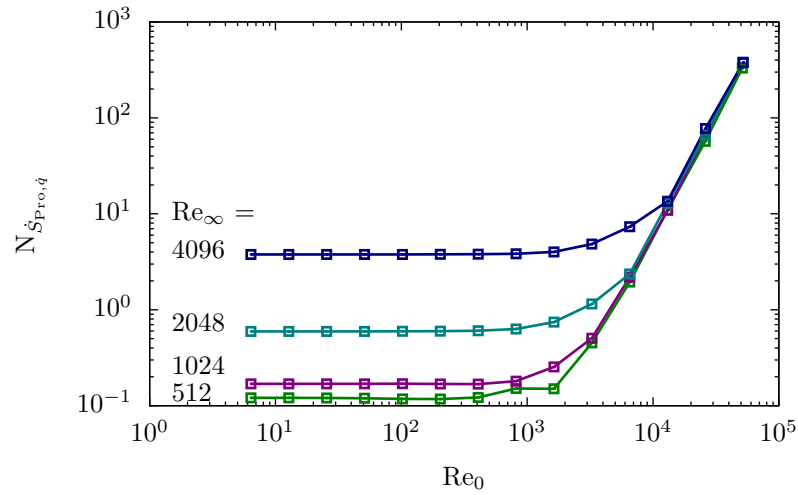


Abbildung 6.12: Verhalten von $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ bei variierenden Re_0 -Zahlen und $512 \leq Re_\infty \leq 4096$ mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

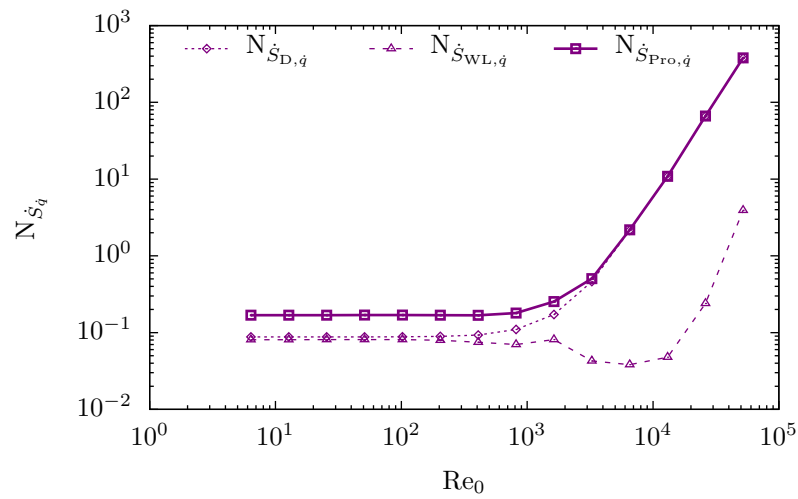


Abbildung 6.13: Verhalten von $N_{\dot{S}_{D,q}}$, $N_{\dot{S}_{WL,q}}$ und $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ bei variierenden Re_0 -Zahlen und $Re_\infty = 1024$ mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

Absolutwerte von $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ sind bis zu einer lokalen Re_0 -Zahl von $Re_0 = 800$ nahezu gleich. Jedoch wird die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Dissipation bereits bei $Re_0 \geq 3000$ zum dominierenden Effekt (Unterschied von Faktor 10). Dadurch entspricht $N_{\dot{S}_{Pro,\dot{q}}}$ bereits bei kleineren lokalen Re_0 -Zahlen dem Verlauf von $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$.

Somit kann $Re_\infty = 512$ als Transitionsbereich dieser unterschiedlich dominierten Verläufe aus Abbildung 6.10 und 6.12 aufgefasst werden. Für Werte von $Re_\infty < 512$ sind die Einflüsse von $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ gleich groß, bis ein kritischer Re_0 -Wert überschritten wird ($Re_0 \geq 6500$), ab dem die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation dominiert. Bei $Re_\infty > 512$ wird der kritische Re_0 -Wert früher erreicht ($Re_0 \geq 3000$), da aufgrund der größeren Re_∞ -Zahlen die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation verstärkt wird.

6.3.4 Irreversibilitätsverhältnisse

Abbildung 6.14 zeigt den Verlauf des in Abschnitt 2.5.3 eingeführten Irreversibilitätsverhältnisses ϕ . Der Verlauf ähnelt dem für die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Dissipation aus Abbildung 6.7, außer dass an der Stelle $Re_0 \approx 25\,000$ das Irreversibilitätsverhältnis ein Maximum erreicht. Hier sind die Werte von $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ im Vergleich zu $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ am größten und haben bei $Re_0 \approx 25\,000$ mit $\phi_{\max} = 500$ denselben Wert für alle $Re_\infty \leq 2048$. Ab $Re_0 > 25\,000$ fallen die Werte wieder ab, was darauf hindeutet, dass die dimensionslose Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung verhältnismäßig stärker ansteigt. Grund könnten die anwachsenden dissipativen Effekte und die damit verbundene Temperaturerhöhung sein. Jedoch würden sich diese bei der Betrachtung von ϕ erst bei größeren Re_0 -Werten bemerkbar machen als bei $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ in Abbildung 6.8, wo dieser Effekt schon etwas früher ($Re_\infty > 15\,000$) eintritt. Bei $\phi = 1$ sind die Absolutwerte der Entropieproduktionsterme $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ gleich groß. Für $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$ gilt dies bis zu einem Wert von $Re_0 \leq 200$. Daher ist dieser Fall auch für die differenzielle Analyse der physikalisch basierten Indikatoren (Abschnitt 5.4

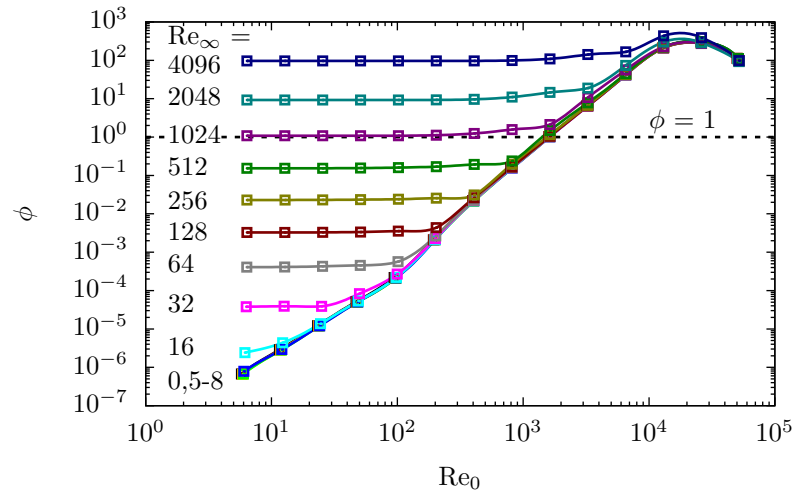


Abbildung 6.14: Verhalten von ϕ bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

und 6.4) interessant. Für Werte von $Re_0 > 200$ wird der zusätzliche Einfluss der lokalen Re_0 -Zahl auf die Vorgänge erkennbar, bis diese die Vorgänge dann ab $Re_0 \geq 3500$ dominiert.

In Abbildung 6.15 ist der Verlauf der Be-Zahl aus Abschnitt 2.5.3 dargestellt. Wie beim Irreversibilitätsverhältnis liegen auch für $Be = 0,5$ gleiche Absolutwerte von $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ bei $Re_\infty = 1024$ vor. Für $Re_\infty \leq 512$ sind die Verläufe einander gleich und erreichen bei $Re_0 \approx 1600$ den Wert $Be = 0,5$. Anhand von ϕ und der Be-Zahl zeigt sich, dass für Werte von $Re_\infty \geq 2048$ die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation selbst bei sehr kleinen Re_0 -Werten den dominierenden Effekt darstellt und die Verläufe dadurch bei $\phi > 1$ bzw. $Be < 0,5$ liegen. Im Bereich $Re_\infty \leq 1024$ bewegt sich bei der Be-Zahl das Minimum mit $Re_0 \approx 25\,000$ etwas über dem Wert von $\Theta_{\dot{q},\min}$ und $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q},\min}}$. Für $Re_0 = 2048$ und $Re_0 = 4096$ liegt das Minimum etwa bei $Re_0 \approx 10\,000$.

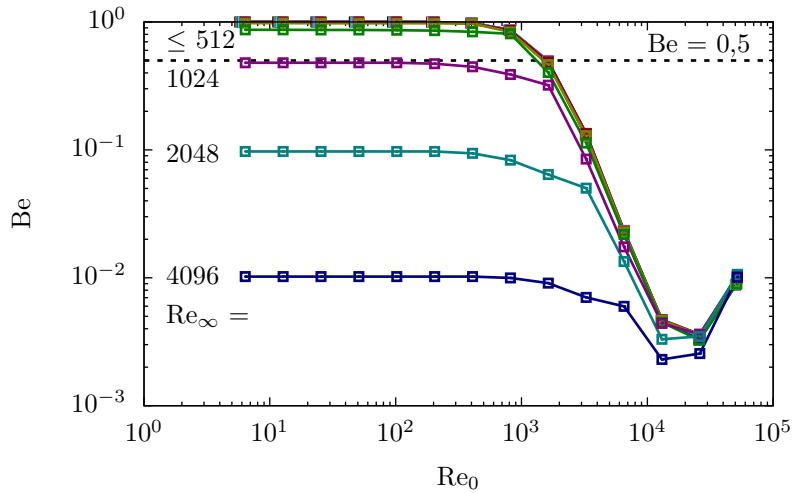


Abbildung 6.15: Verhalten von Be bei variierenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen mit $\dot{q}_0^* = 0,05$

6.3.5 Schlussfolgerung

Zusammenfassend gehen aus der integralen Analyse der Entropieproduktionssterme folgende Erkenntnisse hervor:

1. Die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}}}$ steigt mit wachsenden Re_0 - und Re_∞ -Zahlen an und korreliert entsprechend mit dem Volumenstrom \dot{V} . Das Minimum $N_{\dot{S}_{D,\dot{q}},\min}$ tritt daher bei den niedrigsten Werten von Re_0 und Re_∞ auf.
2. Die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}}}$ erreicht mit einer zunehmenden globalen Re_∞ -Zahl niedrigere Werte und korreliert so mit der dimensionslosen Temperaturdifferenz $\Theta_{\dot{q}}$. Das Minimum $N_{\dot{S}_{WL,\dot{q}},\min}$ liegt für alle Untersuchungen nahe $Re_0 \approx 10\,000$. Unterhalb

dieses Wertes ist die Geschwindigkeit für einen effizienten Energietransport zu langsam. Oberhalb des Wertes nimmt die Dissipation zu und die Intensität der Wärmeübertragung zwischen Zylinder und Fluid wird aufgrund der Reibungseffekte geringer.

3. Die Gesamtentropieproduktion $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}$ ermöglicht eine gemeinsame Betrachtung der Größen $N_{\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$. Für $\text{Re}_\infty < 256$ ist der Einfluss von $N_{\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}}$ auf die dimensionslose Gesamtentropieproduktion zu erkennen. Jedoch ist hier das Minimum aufgrund der zusätzlichen Berücksichtigung von $N_{\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}}$ bereits bei $\text{Re}_0 \approx 800$ erreicht. Für Werte von $\text{Re}_\infty > 256$ ähnelt der Verlauf von $N_{\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}}$ stark dem von $N_{\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}}$ und hat dadurch auch sein Minimum bei kleinen Re_0 - bzw. Re_∞ -Zahlen.
4. Mit Hilfe der Irreversibilitätsverhältnisse ϕ und der Be-Zahl zeigt sich, dass bei $\text{Re}_\infty = 1024$ die Absolutwerte von $N_{\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}}$ und $N_{\dot{S}_{\text{WL}}}$ für den Bereich von $\text{Re}_0 \leq 200$ gleich groß sind.

6.4 Differenzielle Analyse der Entropieproduktion

Mit Hilfe der differenziellen Analyse werden im Folgenden zunächst die beiden Entropieproduktionsterme ($\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}'''$ und $\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}'''$) sowie die Gesamtentropieproduktion ($\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}'''$) untersucht. Die Betrachtung der lokalen Irreversibilitätsverhältnisse erfolgt im nächsten Abschnitt.

Für die Untersuchung wird wie bei der Verweilzeit der Referenzfall mit $\text{Re}_0 = 0$ und $\text{Re}_\infty = 1024$ gewählt. In diesem Fall wird jedoch die dimensionslose Wandwärmestromdichte mit einem Wert von $\dot{q}_0^* = 6,5$ definiert, sodass die Temperaturgradienten die Gesamtentropieproduktion dominieren. Damit lässt sich die Situation innerhalb des elektrischen Generators in der Nähe der zu kühlenden Elektronik näherungsweise beschreiben. Die ersten differenziellen Analysen des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in Abschnitt 4.5.2 haben gezeigt, dass für eine weitreichende Betrachtung beide Größen, \vec{u} und T , notwendig sind. Dies soll nachfolgend anhand der Entropieproduktion erfolgen.

6.4.1 Entropieproduktion aufgrund von Dissipation

Abbildung 6.16 zeigt die Verteilung der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation an der Auswertefläche aus Abschnitt 4.4.1. Durch die Berücksich-

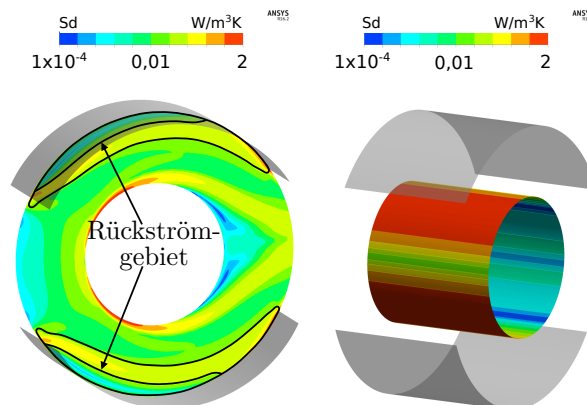


Abbildung 6.16: Betrachtung der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$. Links: An der Auswertefläche. Rechts: Entlang der Wand

tigung der Geschwindigkeitsgradienten analysiert $\dot{S}_{D,\dot{q}}'''$ die Vorgänge in der (globalen) Hauptströmung. Damit lässt sich, wie schon bei der Betrachtung des Geschwindigkeitsfeldes und der Verweilzeit, das Rückströmgebiet in der Nähe der Schalenwand lokalisieren. Hier nimmt die Reibung und damit die Dissipationsrate aufgrund der kleiner werdenden Geschwindigkeitsgradienten ab. Ebenso wie die Verweilzeit τ ist auch die Entropieproduktion eine skalare Größe. Dadurch lassen sich die Gebiete bei dreidimensionalen Strömungen präziser lokalisieren und sind somit für einen großen Bereich technischer Anwendungen von Vorteil. Im Gegensatz zum Geschwindigkeitsfeld oder zur Verweilzeit kann \dot{S}_D jedoch ins Verhältnis zum Temperaturfeld (repräsentiert durch \dot{S}_{WL}) gesetzt werden. Zudem ist eine Betrachtung von \dot{S}_D auch im lokalen Wandbereich möglich, womit sich die vorliegenden Schubspannungen zusätzlich bestimmen lassen.

6.4.2 Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung

Abbildung 6.17 zeigt den Verlauf der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung. Hier ist die Temperaturgrenzschicht um die Zylinderwand

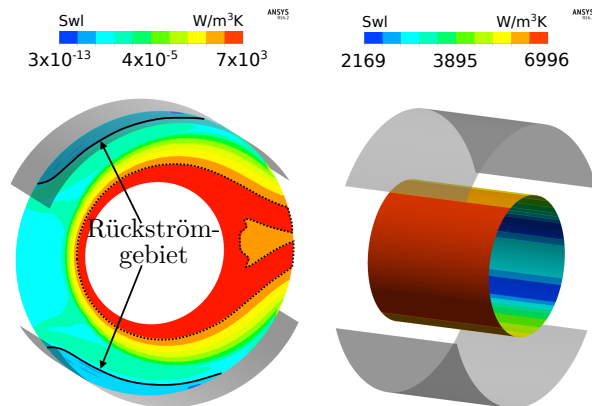


Abbildung 6.17: Betrachtung der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$. Links: An der Auswertefläche. Rechts: Entlang der Wand

deutlich erkennbar. Wie beim Temperaturverlauf ist der Abtransport der Energie in Form von Wärme im Nachlauf des Zylinders erkennbar. Im Gegensatz zum Temperaturfeld sind bei der Analyse von $\dot{S}_{WL,\dot{q}}'''$ zusätzlich die Vorgänge in der Hauptströmung sichtbar. Durch deutlich kleine Werte von $\dot{S}_{WL,\dot{q}}'''$ lässt sich auch hier das Rückströmgebiet erkennen. Die relativ geringen Werte von $\dot{S}_{WL,\dot{q}}'''$ an der Zylinderwand weisen auf Bereiche hin, an denen die Wärmeübertragung und die damit verbundene Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung gering ist. Die Ausbildung der Grenzschichten an der Zylinderwand ist der in Abbildung 4.12 ähnlich.

6.4.3 Gesamtentropieproduktion

Abbildung 6.18 zeigt die Ausbildung der Gesamtentropieproduktion $\dot{S}_{Pro,\dot{q}}'''$ als Summe von $\dot{S}_{D,\dot{q}}'''$ und $\dot{S}_{WL,\dot{q}}'''$. Es ist ersichtlich, dass wegen der ther-

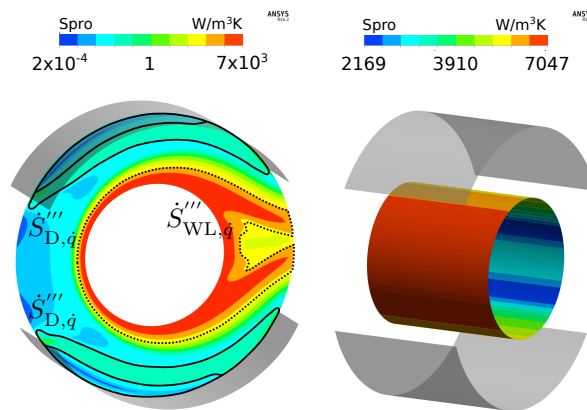


Abbildung 6.18: Betrachtung der Gesamtentropieproduktion mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$. Links: An der Auswertefläche. Rechts: Entlang der Wand

mischen Randbedingung $\dot{q}_0^* = 6,5$ die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung den dominierenden Produktionsterm darstellt. Dennoch lassen sich auch in der Hauptströmung die Einflüsse der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation erkennen. Dadurch können die Einflussgrößen der Wärmeübertragung gemeinsam betrachtet und analysiert werden. Die Entropieproduktion stellt somit eine skalare Größe dar, auf deren Basis sowohl die lokale Information an der Wand als auch die globale in der Strömung durch jeweils beide Produktionsterme analysiert werden kann. Die vorliegende Informationsmenge kann zudem zusammengefasst durch die Gesamtentropieproduktion betrachtet und auf die wesentliche Information für die Wärmeübertragung reduziert werden.

6.4.4 Schlussfolgerung

Abbildung 6.19 fasst die bisherigen Ergebnisse zusammen. Auf der untersten

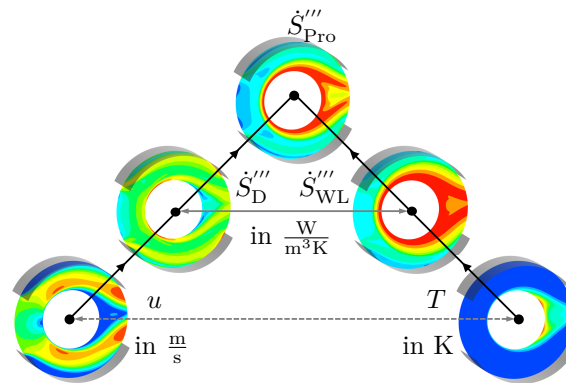


Abbildung 6.19: Gesamtentropieproduktion \dot{S}'''_{Pro} als skalare Größe zur Analyse der Einflüsse aus dem Strömungsfeld u und dem Temperaturfeld T auf die Wärmeübertragung

Ebene ist das Geschwindigkeits- und Temperaturfeld aus der differentiellen Analyse dargestellt. Das Temperaturfeld liefert die Stellen, an denen lokal kritische Maximalwerte auftreten. Es liegt jedoch keine Information darüber vor, wie es zu der ungünstigeren Wärmeübertragung kommt und wie diese verbessert werden kann. Für eine Bewertung der zugrundeliegenden Vorgänge muss die Strömung mit seiner Fähigkeit, die Energie in Form von Wärme abzutransportieren, mitberücksichtigt werden. Dies ist beispielsweise durch die Analyse des Geschwindigkeitsfelds möglich. Jedoch können beide Größen nur durch eine dimensionslose Betrachtung gemeinsam untersucht werden. In Abschnitt 6.3 hat sich gezeigt, dass die Verläufe der beiden Variablen mit denen aus der jeweils entsprechenden Termgruppe der Entropie-Bilanzgleichung übereinstimmen. Deshalb wird auf der übergeordneten Ebene anstelle der Geschwindigkeit die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation und für die Temperatur die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung betrachtet. Damit liegen zwei skalare Größen mit derselben physikalischen Einheit vor, die sich anschließend mit Hilfe der Gesamtentropieproduktion als Summe analysieren lassen.

6.5 Vergleich verschiedener Gittertypen

Abbildung 6.20 zeigt einen Vergleich zwischen dem strukturierten und dem unstrukturierten Gitter für den Referenzfall $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$. Man erkennt wie schon bei der Verweilzeit, dass in Wandnähe die

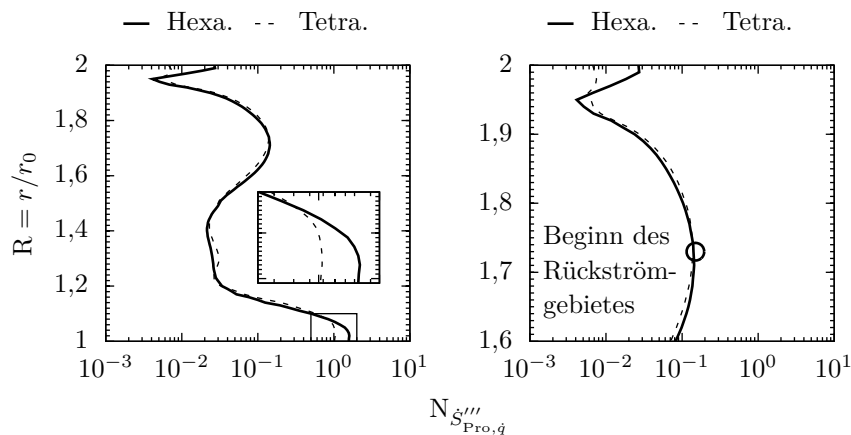


Abbildung 6.20: Links: Verlauf der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion entlang der Auswertelinie für Hexaeder- und Tetraeder-Elemente. Rechts: Detailansicht des linken Diagramms zur Bestimmung des Rückströmgebietes bei $R = 1,73$

Ergebnisse voneinander abweichen. Eine mögliche Ursache sind die nicht vorhandenen Prismenschichten beim unstrukturierten Gitter, die aufgrund der späteren Übertragbarkeit auf industrielle Anwendungen nicht erstellt wurden (s. Abschnitt 4.4.2). Jedoch ähneln die Verläufe in der Hauptströmung zwischen Zylinder und äußerer Schale einander sehr. Somit ist sowohl bei der Verweilzeit als auch bei der Entropieproduktion bei beiden Gitterarten die Ausbildung des Rückströmgebietes deutlich erkennbar (s. Abbildung 6.20, rechts). Dies wird auch bei Betrachtung der Ergebnisse als Konturplot in Abbildung 6.21 deutlich. Wie bei der Verweilzeit sind die Maximalwerte in Wandnähe beim strukturierten Gitter (links) höher als beim unstrukturierten

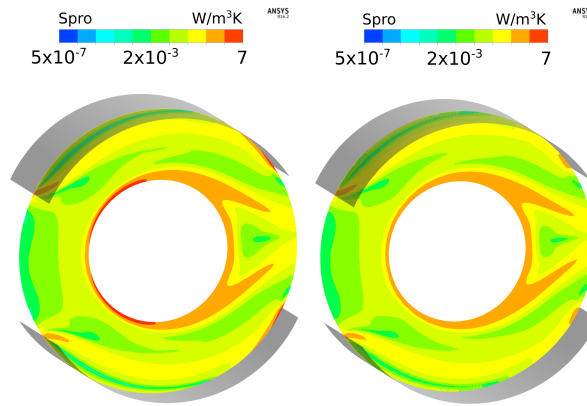


Abbildung 6.21: Verlauf der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion mit strukturiertem (links) und unstrukturiertem Gitter (rechts) mit $Re_\infty = 1024$, $Re_0 = 0$ und $\dot{q}_0^* = 0,05$. Die Ausbildung des Rückströmgebietes ist in beiden Fällen erkennbar

Gitter (rechts). Insbesondere beim Auftreffen der Strömung auf den Zylinder werden beim Gitter mit Hexaeder-Elementen höhere Werte berechnet. Dennoch ist der Grenzverlauf des Rückströmgebietes bei beiden Gitterarten sehr ähnlich, und die Ergebnisse deuten das gleiche Potenzialgebiet an.

6.6 Optimierung der Konfiguration

Um den Einfluss des analysierten Rückströmgebietes auf die Wärmeübertragung des Zylinders zu untersuchen, wird in diesem Abschnitt eine erste Optimierung durchgeführt. Dabei soll die Form der äußeren Schale so verändert werden, dass der Abtransport der Energie in Form von Wärme verbessert wird.

6.6.1 Aufbau der Optimierung

Abbildung 6.22 zeigt den Versuchsaufbau mit den entsprechenden Designparametern zur Beschreibung der äußeren Schale. Die an der Öffnung

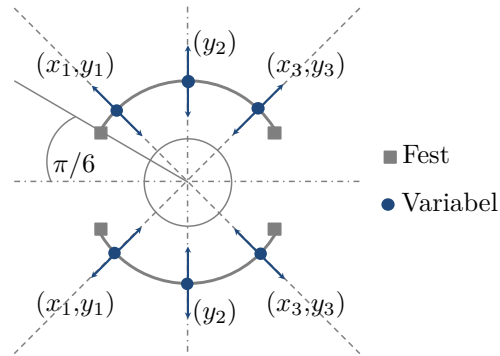


Abbildung 6.22: Designparameter für die Formoptimierung der Schale im Hinblick auf eine höhere Wärmeübertragung

der Schale liegenden Punkte werden festgehalten, damit sich die jeweilige Querschnittsfläche nicht ändert und $\beta = \pi/6 = \text{konst.}$ gilt. Basierend auf insgesamt fünf Designparametern $(x_1, y_1, y_2, x_3, y_3)$ kann die Form der Schale innerhalb des in Abbildung 6.22 skizzierten Bereichs verändert werden. Als Optimierungssoftware kommt die in Abschnitt 3.3.1 eingeführte Software-Bibliothek OPAL++ zum Einsatz. Für die Untersuchung wird ein simpler Ein-Ziel-Algorithmus gewählt, der in OPAL++ als *genetic1* bezeichnet wird. Bei diesem Verfahren

1. haben alle Variablen einen Realwert,
2. enthält jede der insgesamt 50 Generationen jeweils 24 Individuen,
3. erfolgt die Kreuzung basierend auf dem *Simulated Binary Crossover* (SBX)-Algorithmus [DA95] mit einem Verteilungs- und Wahrscheinlichkeitsindex von jeweils $\eta_c = 20$ bzw. $p_c = 0,8$,
4. werden polynomiale Mutationen mit einem Verteilungsindex von $\eta_m = 10$ und einem Wahrscheinlichkeitsindex von $p_m = 1/\#\text{Variablen}$ verwendet,
5. ersetzt die neue Generation immer die ältere.

Eine Beschreibung der Grundlagen evolutionärer Algorithmen sowie mehrere Anwendungsbeispiele finden sich in [TJ08] und [Dar16]. Für die Berechnung werden 3840 Kerne mit jeweils 2 GB Speicher pro CPU auf einem Hochleistungsrechner genutzt. Eine einzelne Optimierung benötigt etwa 13 min zur Konvergenz, wobei immer 8 Individuen parallel berechnet werden.

Bei der Bestimmung der Zielfunktion soll neben der klassischen Formulierung $\min(T)$ auch die Entropieproduktion $\min(\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}})$ betrachtet werden. Daraus ergeben sich jeweils zwei Optimierungen. Für die erste Zielfunktion wird die flächengemittelte Temperatur an der Zylinderwand (T_0) berechnet, während bei der zweiten der integrale Wert der Gesamtentropieproduktion bei konstanter Wandwärmestromdichte ($\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}$) zwischen dem Zylinder und der Schale minimiert wird.

6.6.2 Ergebnis der Optimierung

Abbildung 6.23 zeigt anhand der symmetrischen Randbedingungen die obere Hälfte der Schale als Ergebnis aus beiden Optimierungen. Aus den Zielfunk-

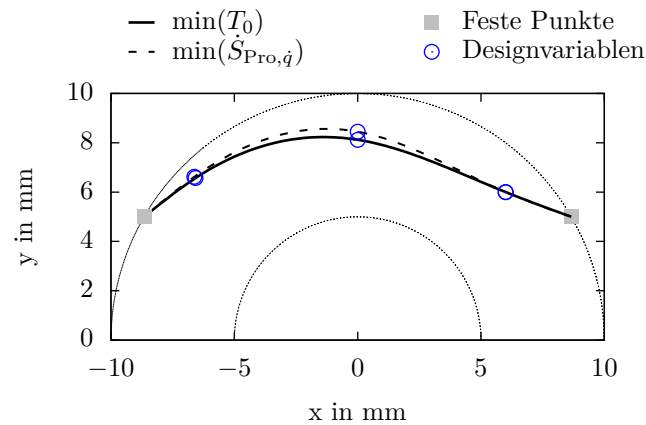


Abbildung 6.23: Optimierte Schalengeometrie resultierend aus verschiedenen Ein-Ziel-Optimierungen

tionen $\min(T_0)$ und $\min(\dot{S}_{\text{Pro},q})$ gehen unterschiedliche Designvorschläge hervor. Grundsätzlich sind die beiden Ausprägungen einander jedoch sehr ähnlich, sodass es an der Stelle (x_1, y_1) und (y_2) nur zu sehr kleinen Unterschieden kommt. An der Stelle (x_3, y_3) liegen die Punkte direkt aufeinander. Das Optimum für $\min(T_0)$ als Zielfunktion wird hier deutlich früher (16. Generation) gefunden als bei $\min(\dot{S}_{\text{Pro},q})$, wo dies erst in der 36. Generation der Fall ist. Tabelle 6.2 gibt eine Übersicht über die berechneten Größen im Vergleich zum Ausgangsdesign mit kreisrunder Schalenform. Beide Ziel-

Tabelle 6.2: Quantitative Verbesserungen aus den Ein-Ziel-Optimierungen von $\min(T_0)$ und $\min(\dot{S}_{\text{Pro},q})$

	Start- design	Optimierung			
		$\min(T_0)$		$\min(\dot{S}_{\text{Pro},q})$	
$T_0 - T_\infty$ in K	155,33	119,74	-22,9 %	120,03	-22,7 %
$\dot{S}_{\text{Pro},q} \times 10^{-3}$ in W/K	1,236	1,041	-15,8 %	1,039	-15,9 %

funktionen liefern das jeweilige Minimum für die entsprechende Zielsetzung. Im Verhältnis zum Ausgangsdesign sind die relativen Unterschiede zwischen den beiden Optimierungsfällen vergleichsweise gering, sodass hier von einer nicht signifikanten Abweichung ausgegangen werden kann. In allen folgenden Untersuchungen wird aus diesem Grund das Design aus der Optimierung der Wandtemperatur, $\min(T_0)$, gewählt. Für die spätere Applikation auf industrielle Anwendungen ist die Verwendung der Temperatur als Zielfunktionen unter mehreren Aspekten sinnvoll. Zum einen ist die Bauteiltemperatur für die Lebensdauerauslegung der Komponenten von großer Bedeutung. Häufig ist dabei von Interesse, ob sich durch eine Designoptimierung eine geringere Bauteiltemperatur erreichen lässt, um so auf qualitativ minderwertigere und somit kostengünstigere Materialien umstellen zu können. Zum anderen stellt die Temperatur eine Größe da, zu der ein direkter Bezug beispielsweise durch

Messungen hergestellt werden kann. Die Entropie ist dabei ein „Begriff höherer Ordnung“ die sich meist den allgemeinen Vorstellungen entzieht und erst gebraucht wird, wenn eine gründliche Durchdringung eines physikalischen Problems auftritt [HW12].

6.6.3 Rückschlüsse aus der Optimierung

In diesem Abschnitt wird das Ausgangsdesign mit dem optimalen Design verglichen, um zu prüfen, ob die Optimierungsrichtung anhand verschiedener Indikatoren nachvollzogen werden kann.

Analyse des Temperaturfelds

In Abbildung 6.24 ist der Vergleich für das Temperaturfeld dargestellt. Hier wird deutlich, dass mit der Temperatur keine Information über die

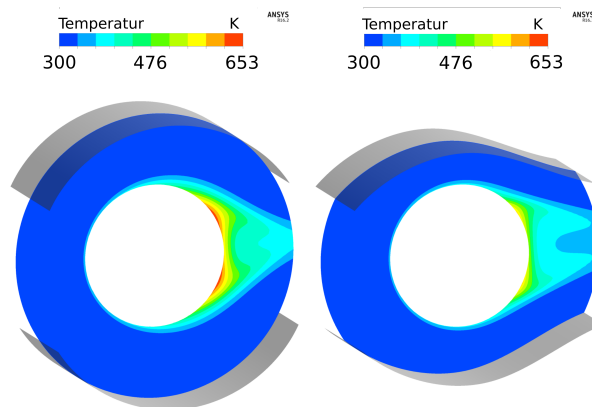


Abbildung 6.24: Vergleich zwischen Ausgangsdesign (links) und optimiertem Design (rechts) bei Betrachtung des Temperaturfeldes mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$

Optimierungsrichtung aus dem Strömungsfeld vorliegt. Lediglich am hinteren Bereich der Zylinderwand lässt sich bei gleicher Temperaturskala erkennen, dass die Maximaltemperaturen gesunken sind. Es bleibt jedoch unklar, warum die Designoptimierung eine Verbesserung der Kühlung und dadurch eine Verringerung der Wandtemperatur hervorgebracht hat.

Analyse der Gesamtentropieproduktion

Abbildung 6.25 zeigt denselben Vergleich auf der Basis der Gesamtentropieproduktion. Das optimierte Design zeigt im Bereich der Schale und der

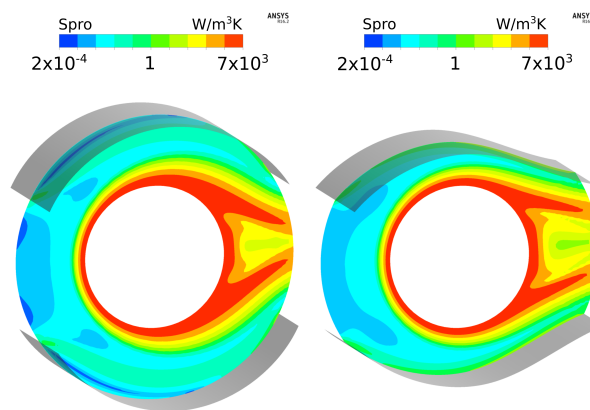


Abbildung 6.25: Vergleich zwischen Ausgangsdesign (links) und optimiertem Design (rechts) bei Betrachtung der Gesamtentropieproduktion mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$

Zylinderwand höhere Werte für die Gesamtentropieproduktion. Aufgrund der veränderten Schalengeometrie erhöht sich die Strömungsgeschwindigkeit innerhalb der Konfiguration und damit die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation in Wandnähe. Dennoch nimmt in Summe die Gesamtentropieproduktion aufgrund des kleiner werdenden Anteils von $\dot{S}_{WL,\dot{q}}'''$ ab (s. Tabelle 6.2). Der Grund für die verbesserte Wärmeübertragung ist aber auch bei dieser Betrachtung nicht eindeutig zu sehen.

Analyse der Irreversibilitätsverhältnisse

Abbildung 6.26 zeigt die Be-Zahl für das Ausgangs- und das optimierte Design. In beiden Fällen bildet sich ein großes Gebiet mit Werten nahe $Be = 1$

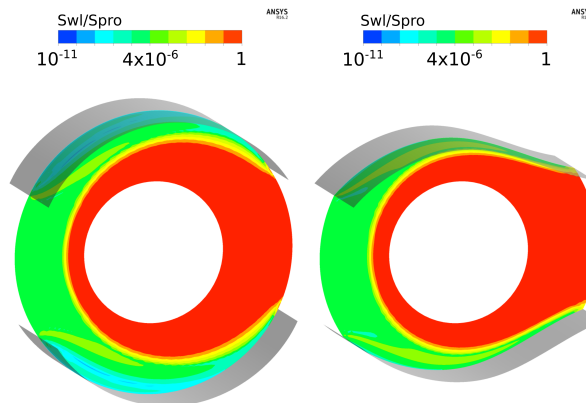


Abbildung 6.26: Vergleich zwischen Ausgangsdesign (links) und optimiertem Design (rechts) bei Betrachtung der Be-Zahl mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$

um den Zylinder aus. In der Hauptströmung nimmt das Verhältnis zwischen der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung und der Gesamtentropieproduktion stark ab und erreicht im Bereich des Rückströmgebietes der äußeren Schale das Minimum mit $Be \rightarrow 0$. Im optimierten Design ist dieser Bereich aufgrund der neuen Formgebung vollständig verschwunden. Wie in Abschnitt 2.5.3 beschrieben, geht mit einer Wärmeübertragung auch immer eine Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung einher. Demzufolge lassen sich ungünstige Verhältnisse an der Stelle des Rückströmgebietes analysieren, bei dem im Verhältnis zu $\dot{S}_{WL,\dot{q}}'''$ die Gesamtentropieproduktion hoch ist.

Abbildung 6.27 zeigt das Irreversibilitätsverhältnis, das die beiden Entropieproduktionsterme \dot{S}_D''' und \dot{S}_{WL}''' direkt miteinander verknüpft. Hohe Werte von ϕ bedeuten, dass die Geschwindigkeitsgradienten (\dot{S}_D''') größer als die Temperaturgradienten (\dot{S}_{WL}''') sind und somit die Gesamtentropieproduktion

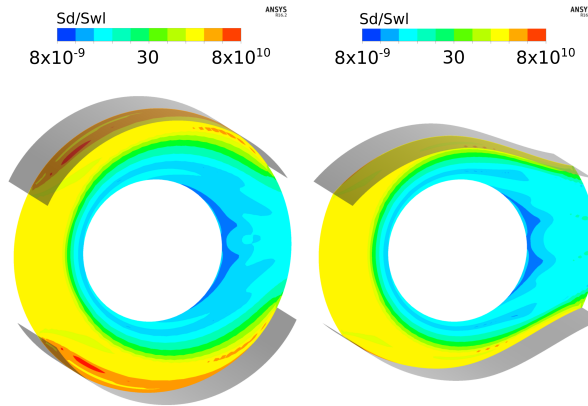


Abbildung 6.27: Vergleich zwischen Ausgangsdesign (links) und optimiertem Design (rechts) bei Betrachtung des Irreversibilitätsverhältnisses mit $Re_0 = 0$, $Re_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$

dominieren. Nahe der Schale sind die Werte der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung sehr klein ($3 \times 10^{-13} \leq \dot{S}_{WL,\dot{q}}''' \leq 5 \times 10^{-10} \text{ W/m}^3 \text{ K}$, s. Abbildung 6.17). Aufgrund der auftretenden Schubspannungen im Rückströmgebiet sind die Werte für die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation größer ($3 \times 10^{-4} \leq \dot{S}_{D,\dot{q}}''' \leq 4 \times 10^{-2} \text{ W/m}^3 \text{ K}$, s. Abbildung 6.16). Dies führt beim Ausgangsdesign zu einer deutlichen Abgrenzung des Rückströmgebietes mit Werten von $\phi \geq 10^7$, die beim optimierten Design beinahe vollständig verschwunden sind. Das Irreversibilitätsverhältnis eröffnet damit einen Weg, Vorgänge der Wärmeübertragung zu analysieren und gezielt Gebiete mit einem großen Verbesserungspotenzial, beispielsweise Rückströmgebiete, zu lokalisieren und zu unterbinden.

Schlussfolgerung

Abbildung 6.28 fasst die Ergebnisse aus der Betrachtung der Gesamtentropieproduktion und des Irreversibilitätsverhältnisses zusammen. Hierin zeigen sich die Vorteile der dimensionslosen Betrachtungsweise von ϕ für die Analyse der Wärmeübertragung. Der Wertebereich von $\dot{S}_{Pro,\dot{q}}$ mit $10^{-6} \leq \dot{S}_{Pro,\dot{q}}''' \leq$

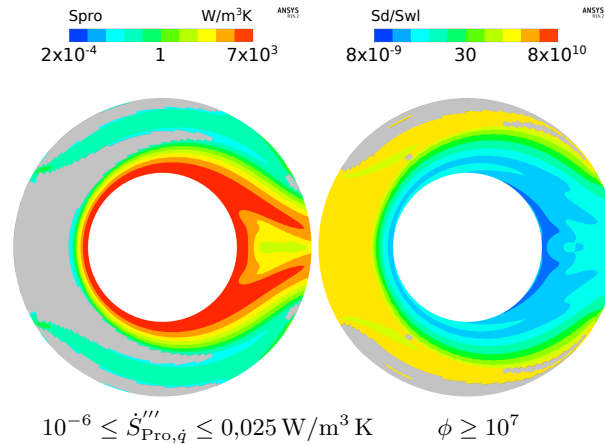


Abbildung 6.28: Vergleich zwischen $\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}'''$ (links) und ϕ (rechts) für das Ausgangsdesign mit $\text{Re}_0 = 0$, $\text{Re}_\infty = 1024$ und $\dot{q}_0^* = 6,5$

$0,025 \text{ W/m}^3 \text{ K}$ ist in der linken Abbildung als graue Fläche markiert. Diese Werte erscheinen sowohl im Potenzialgebiet für die Wärmeübertragung (Rückströmgebiet) als auch in mehreren Regionen innerhalb der Hauptströmung. Ein möglicher Grund hierfür ist, dass die Gesamtentropieproduktion die Summe aus beiden Produktionstermen darstellt. So kann – trotz unterschiedlich dominierter Vorgänge (durch $\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}'''$ oder $\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}'''$) – $\dot{S}_{\text{Pro},\dot{q}}'''$ jeweils den gleichen Absolutwert annehmen. Es ist jedoch unklar, durch welchen Vorgang die Gesamtentropieproduktion dominiert wird und welches Gebiet daher für eine Optimierung geeignet ist.

Auf der Gegenseite erscheint bei Betrachtung des Irreversibilitätsverhältnisses der Wertebereich $\phi \geq 10^7$ ausschließlich im Rückströmgebiet, da ausschließlich in diesem Bereich das Verhältnis aus $\dot{S}_{\text{D},\dot{q}}'''$ zu $\dot{S}_{\text{WL},\dot{q}}'''$ sehr hoch ist. Damit wird die aus der Ein-Ziel-Optimierung resultierende Formgebung der Schale nachvollziehbar. Bei diesem einfachen Versuchsaufbau wäre demnach eine manuelle Designoptimierung ohne die Anwendung von CFD-O auf Basis von ϕ möglich gewesen.

6.7 Bewertung als Indikator

Die Ergebnisse aus den vorangegangenen Abschnitten haben gezeigt, dass mit Hilfe der Entropieproduktion die Einfluss nehmenden Vorgänge getrennt, zusammen oder im Verhältnis zueinander betrachtet werden können.

Die Gitterunabhängigkeitsstudie hat den hohen Aufwand einer numerischen Berechnung der Entropieproduktion verdeutlicht. Verglichen mit der Verweilzeit sind die Unsicherheiten aus der GCI-Berechnung bei der Entropieproduktion höher. Jedoch können die Entropieproduktionsterme auch im Nachhinein berechnet werden und stellen somit eine reine *post-processing*-Größe dar. Im Vergleich zur Verweilzeit ist somit keine Neuberechnung der Simulation notwendig. Die Entropieproduktion wird als skalare Größe im Feld betrachtet, was gegenüber vektoriellen Größen den Vorteil hat, dass eine Auswertung im dreidimensionalen Feld präziser ist und die Information komprimiert vorliegt.

Bei der integralen Analyse hat sich gezeigt, dass das Verhalten der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation dem des Volumenstroms entspricht. Anhand von \dot{S}_D lässt sich der Punkt, ab dem die Strömung durch die lokal aufgebrachte Randbedingung dominiert wird, klar hervorheben. Entsprechend verhält sich die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung mit Blick auf die Temperatur. \dot{S}_{WL} besitzt einen ähnlichen Verlauf und hat damit dieselben Minima wie die Wandtemperatur.

Auch bei der differentiellen Analyse sind die Verhältnisse von \dot{S}_D'' und \dot{S}_{WL}'' dem Geschwindigkeits- bzw. Temperaturfeld ähnlich. Zusätzlich enthält die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung im Vergleich zum Temperaturfeld die Information über die Vorgänge im Strömungsfeld.

Aufgrund ihrer Definition können beide Terme zusammen betrachtet werden. Daraus ergeben sich für die integrale und die differentielle Analyse neue Erkenntnisse. Durch die Kombination der meist gegensätzlichen Größen ergibt sich ein Effizienzkriterium, das durch die Gesamtentropieproduktion im Strömungsfeld wiedergegeben wird. Wie in Abschnitt 2.5.1 eingeführt, stellt die Gesamtentropieproduktion damit die physikalische Grundlage für

die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung dar.

Das Irreversibilitätsverhältnis zeigt, in welchem Verhältnis die entsprechenden Dissipations- und Wärmeleitungsterme zueinander stehen und welche davon dominieren. Bei der differenziellen Betrachtung zeigt dieses Verhältnis beispielsweise die Lage eines für die Wärmeübertragung ineffizienten Rückströmgebietes an. Damit unterscheidet sich die Entropieproduktion ganz wesentlich von der Verweilzeit, die lediglich die Dauer des Fluids im System, nicht aber das entsprechende Temperaturfeld berücksichtigt. Für den Fall eines Potenzialgebietes hinsichtlich der Wärmeübertragung sind die Terme für \dot{S}'_{WL} aufgrund eines stationär ausgebildeten Temperaturfelds verglichen mit denen für \dot{S}'_{D} deutlich kleiner.

Dadurch wird das Irreversibilitätsverhältnis extrem groß und stellt eine physikalisch basierte Größe zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung dar. Gebiete, für die eine CFD-O besonders geeignet ist, können dadurch lokalisiert werden. Insbesondere bei einem komplexen geometrischen Aufbau, wie dies bei den meisten technischen Anwendungen der Fall ist, ergibt sich daraus eine erhebliche Reduzierung des Parameter-Raums. Dieser beschränkt sich auf die Bauteile in der Nähe des Potenzialgebietes und ermöglicht dadurch eine Optimierung mit Hilfe von wenigen Designparametern. Im folgenden Kapitel soll am Beispiel des elektrischen Generators mit Hilfe des Irreversibilitätsverhältnisses die Strömung um einen Kühlkörper analysiert und anschließend die Wärmeübertragung verbessert werden.

Kapitel 7

Anwendung der Indikatoren am elektrischen Generator

7.1	Gitterunabhängigkeitsstudie	160
7.2	Verbesserung der Wärmeübertragung	162
7.3	Turbulenzstudie	176
7.4	Anwendung am Vollmodell	179
7.5	Schlussfolgerung	183

Das aus Kapitel 6 hervorgegangene Irreversibilitätsverhältnis wird im Folgenden für die Analyse und Verbesserung der Wärmeübertragung am Beispiel des elektrischen Generators appliziert. Ausgehend von der Entropieproduktion ist – im Vergleich zu einer Betrachtung des Temperatur- und Geschwindigkeitsfelds – eine zielführendere Verbesserung der Wärmeübertragung am Kühlkörper möglich. Am Beispiel des elektrischen Generators zeigt sich, dass nicht unbedingt eine Designänderung an der Stelle mit der höchsten Bauteiltemperatur sinnvoll ist, sondern dass die Strömung an anderer Stelle positiver beeinflusst werden kann. Damit lassen sich die Ergebnisse aus der allgemeingültigen Konfiguration auf technische Systeme übertragen.¹

¹Dieses Kapitel basiert auf dem Artikel von Eger et al. [Ege+17].

7.1 Gitterunabhängigkeitsstudie

Die erste Anwendung der Entropieproduktion zur Analyse und anschließenden Verbesserung der Wärmeübertragung für den elektrischen Generator erfolgt mit Hilfe des in Abschnitt 3.3.3 eingeführten V-Channel. Wie für die allgemeingültige Konfiguration wird auch für den V-Channel zunächst eine Gitterunabhängigkeitsstudie durchgeführt. Dabei werden die maximal zulässigen Zellgrößen im Strömungsfeld (h_{\max}) und direkt an der Wand (h_{12}) variiert.

Abbildung 7.1 zeigt den Verlauf für die dimensionslose Temperaturdifferenz $\Theta_{\dot{q}}$ des Kühlkörpers und für das im gesamten Strömungsfeld volumengemittelte Irreversibilitätsverhältnis ϕ , das in diesem Kapitel für die Analyse der Wärmeübertragung verwendet wird. Die Temperatur des Kühl-

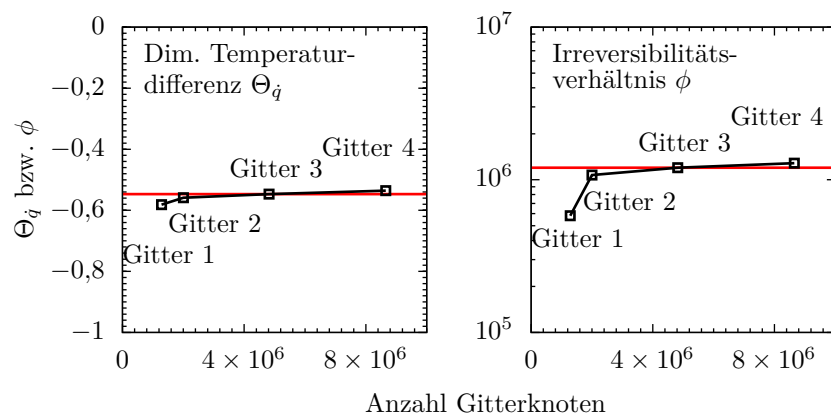


Abbildung 7.1: Verlauf der Absolutwerte für unterschiedlich aufgelöste Gitter. Links: Dimensionslose Temperaturdifferenz. Rechts: Irreversibilitätsverhältnis

körpers wird hingegen als Zielgröße verwendet, um die Verbesserung der Wärmeübertragung bei den nachfolgenden Designänderungen zu quantifizieren. Die Absolutwerte von $\Theta_{\dot{q}}$ sind bei allen vier Gitterauflösungen einander sehr ähnlich. Lediglich Gitter 1 mit ca. $1,3 \times 10^6$ Knoten zeigt leichte Unterschiede gegenüber den Lösungen der feineren Gitter. Beim Irre-

versibilitätsverhältnis ist dieser Unterschied hingegen größer. Jedoch lassen sich unter den drei feineren Gittern sowohl für $\Theta_{\dot{q}}$ als auch für ϕ nur sehr geringe Unterschiede erkennen. Das Gitter 3 mit ca. $4,8 \times 10^6$ Knoten (der entsprechende Absolutwert ist in Abbildung 7.1 als rote Linie dargestellt) basiert auf den Einstellungen aus Abschnitt 4.4.2 für unstrukturierte Gitter. Es hat bereits beim Vergleich verschiedener Gittertypen für die Verweilzeit (s. Abschnitt 5.5) und die Entropieproduktion (s. Abschnitt 6.5) mit Hilfe der allgemeingültigen Konfiguration sehr gute Übereinstimmungen mit dem strukturierten Gitter erkennen lassen. Des Weiteren sind die relativen Änderungen der Absolutwerte von Gitter 3 zum feinsten Gitter 4 mit ca. $8,7 \times 10^6$ Knoten bei $\Theta_{\dot{q}}$ mit 2% bzw. ϕ mit 6% für die nachfolgenden Untersuchungen ausreichend gering.

Abbildung 7.2 zeigt den Verlauf von $N_{S_{\text{Pro},\dot{q}}}'''$ entlang der in Abschnitt 3.3.3 eingeführten Auswertelinie im V-Channel (gelbe Linie in Abbildung 3.5). Auch bei der differentiellen Analyse zeigen sich nur sehr geringe Unterschie-

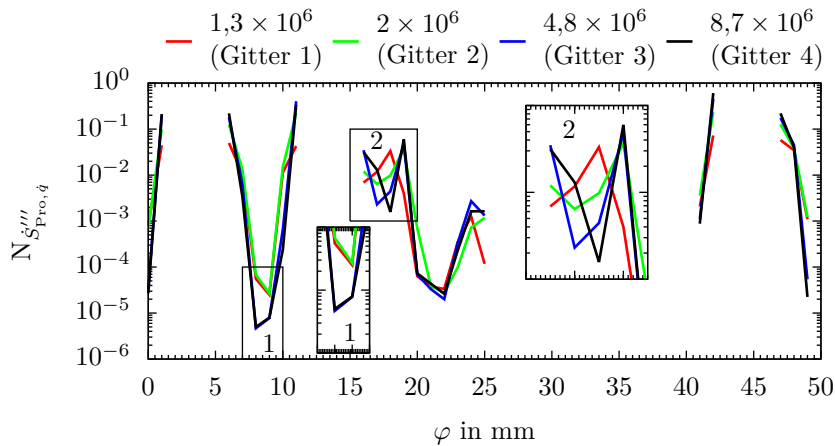


Abbildung 7.2: Verlauf der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion für verschiedene Gitterauflösungen entlang der Auswertelinie im V-Channel. Zoom Box 1: Gute Übereinstimmung zwischen Gitter 3 und 4. Zoom Box 2: Richtige Tendenz von Gitter 2, 3 und 4

de zwischen Gitter 3 und dem feinsten Gitter 4. Die Unterbrechungen im

Verlauf sind auf die umliegenden Bauteile oder Rippen des Kühlkörpers zurückzuführen. Ein Vergleich der Ergebnisse für die unterschiedlich aufgelösten Gitter zeigt, dass insbesondere für Gitter 3 und 4 die Extremstellen gut übereinstimmen. Während Gitter 1 und 2 im Bereich $7,5 \leq \varphi \leq 10$ (Zoom Box 1) unterschiedliche Verläufe und Werte anzeigen, stimmen die Ergebnisse für Gitter 3 und 4 hier sehr gut miteinander überein. Im Bereich $15 \leq \varphi \leq 20$ (Zoom Box 2) zeigt Gitter 1 einen starken Unterschied gegenüber den restlichen Gittern. Der Trend ist bei Gitter 3 und 4 sehr ähnlich, jedoch unterscheidet sich die Lage der Minima.

Aufgrund der vorliegenden Ergebnisse wird für die nachfolgenden Untersuchungen im V-Channel das Gitter 3 mit den Einstellungen aus Abschnitt 4.4.2 gewählt. Die Unterschiede sind hinreichend gering, sodass die Entropieproduktion als Indikator für die Wärmeübertragung auf diesem Gitter verwendet werden kann. Für den dimensionslosen Wandabstand ergibt sich ein Wert von $y^+ \approx 1$.

7.2 Verbesserung der Wärmeübertragung

In diesem Abschnitt wird das Irreversibilitätsverhältnis, das auf den beiden Entropieproduktionstermen \dot{S}_D''' und \dot{S}_{WL}''' basiert, zur Analyse der Wärmeübertragung am Beispiel des elektrischen Generators angewendet. Dabei zeigt sich, dass die Entropieproduktion andere Bereiche für eine Designänderung (Gebiete mit einem großem Verbesserungspotenzial, Potenzialgebiete) vorschlägt als eine „konventionelle Betrachtung“ mit Hilfe der Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufe. Anhand zwei unterschiedlicher Designstudien wird gezeigt, dass Veränderungen im Gebiet hoher Irreversibilitätsverhältnisse eine größere Verbesserung der Wärmeübertragung erreichen als im Gebiet hoher Temperaturen.

7.2.1 Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung

Als Ausgangsdesign der Untersuchungen dient der in Abbildung 7.3 dargestellte Kühlkörper. Auf der Kühlkörperunterseite wird eine Gleichrichterelektro-

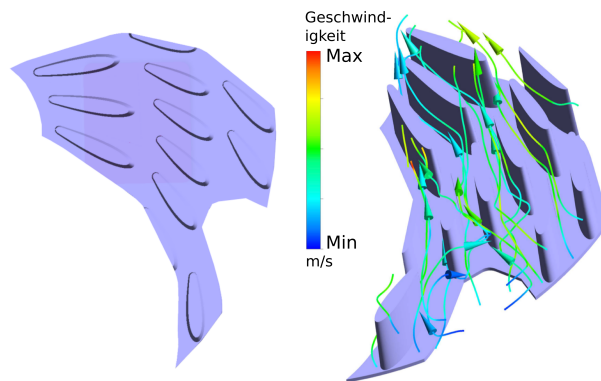


Abbildung 7.3: Ausgangsdesign des im V-Channel untersuchten Kühlkörpers für die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung

nik mit einer konstanten Verlustleistung angebracht (s. auch Abschnitt 3.3.3). Die Oberseite wird mit zusätzlichen *National Advisory Committee for Aeronautics* (NACA)-Profilen erweitert, um die wärmeübertragende Fläche zu vergrößern, dabei jedoch den Druckverlust möglichst gering zu halten. In Abbildung 7.3 sind für ein besseres Verständnis der Strömungsvorgänge die Stromlinien um den Kühlkörper mit Richtungspfeilen dargestellt. Im vorderen Bereich (1. Reihe) wird der Kühlkörper durch die Schutzkappe beeinflusst, sodass hier nur drei Profile angebracht werden. Im hinteren Bereich (3. Reihe) sind andere Formen von NACA-Profilen mit einer größeren Sehnenlänge angebracht.

Ziel der nachfolgenden Untersuchungen ist die Verbesserung der Wärmeübertragung vom Kühlkörper an die Umgebung. Dafür wird zum einen die gemittelte Bauteiltemperatur des Kühlkörpers in Form von $\Delta T = T - T_\infty$ und zum anderen der entsprechende Wärmeübergangskoeffizient α an der Wand als Kriterium gewählt. Im besten Fall führt eine Designänderung zu

einer geringeren Bauteiltemperatur $\min(\Delta T)$ bei einem gleichbleibenden oder zunehmenden Wärmeübergangskoeffizienten $\max(\alpha)$.

Aus Gründen der Vertraulichkeit ist bei allen nachfolgenden Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufen die Skala verdeckt. Für die in diesem Kapitel untersuchten Designvarianten wurde im Vorfeld eine einheitliche, normierte Skala festgelegt. Damit lassen sich die Ergebnisse direkt untereinander vergleichen.

Abbildung 7.4 zeigt das Ausgangsdesign mit dem Verlauf der lokalen Wandtemperatur und der Geschwindigkeit im Strömungsfeld. Hohe Temperaturen

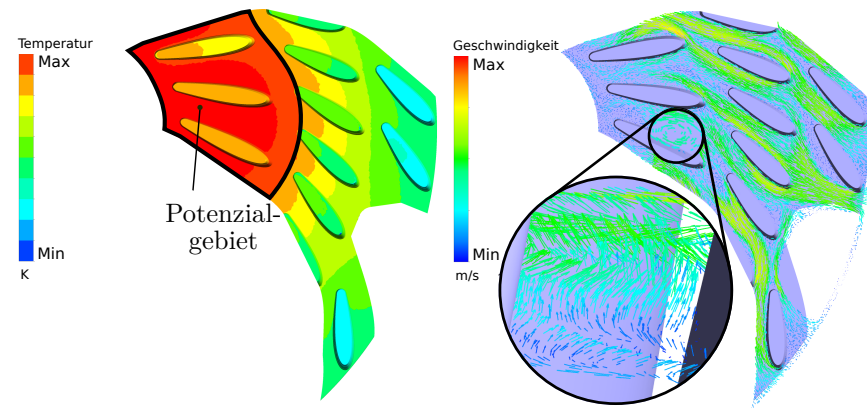


Abbildung 7.4: Temperaturverlauf entlang der Kühlkörperwand und Geschwindigkeitsvektoren auf halber Rippenhöhe für das Ausgangsdesign. Potenzialgebiet für die Wärmeübertragung bei NACA-Profilen in der 3. Reihe

treten insbesondere im hinteren Bereich (3. Reihe) des Kühlkörpers auf. Entsprechend der Zielfunktion $\min(T_0)$ wäre beispielsweise das in Abbildung 7.4 skizzierte Potenzialgebiet für eine Optimierung der Wärmeübertragung geeignet. Da dort die höchsten Temperaturen auftreten, könnte eine Positionsoptimierung der NACA-Profile und/oder das Anbringen zusätzlicher Fläche die Wärmeübertragung verbessern. Das Potenzialgebiet lässt sich auch bei Betrachtung des Geschwindigkeitsfeldes lokalisieren. Anhand der Geschwindigkeitsvektoren auf halber Rippenhöhe lässt sich ein Richtungs-

wechsel im hinteren Bereich des äußeren NACA-Profiles erkennen (Zoom Box in Abbildung 7.4, rechts). Bei näherer Betrachtung zeigt sich, dass sich in diesem Bereich die Fluidpartikel bereits vom Kühlkörper in Richtung V-Channel-Auslass bewegen (vgl. mit Abbildung 3.4).

Abbildung 7.5 zeigt im Vergleich zu den konventionellen Größen das im Strömungsfeld berechnete Irreversibilitätsverhältnis der Entropieproduktionssterme. Hohe Werte von ϕ werden insbesondere im Einlauf, also zu Beginn

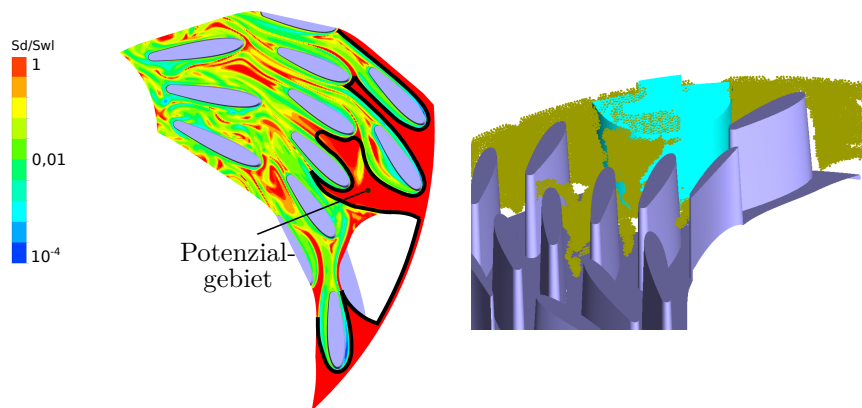


Abbildung 7.5: Irreversibilitätsverhältnis im Strömungsfeld für das Ausgangsdesign. Potenzialgebiet für die Wärmeübertragung bei NACA-Profilen in der 1. Reihe. Links: Verlauf von ϕ entlang der Schnittebene. Rechts: KV mit dem Wert $\phi > 1$

der Umströmung des Kühlkörpers, erreicht. Dies zeigt sich bei der Analyse entlang der Auswertefläche und bei der dreidimensionalen Betrachtung durch die Markierung aller KV, für die $\phi > 1$ gilt. Dadurch kann das Potenzialgebiet direkt im Volumen lokalisiert werden, ohne zuvor eine Vielzahl von Schnittebenen zu betrachten. In Kapitel 6 wurde anhand der allgemeinen Konfiguration gezeigt, dass ein solches Verhältnis ungünstig für die Effizienz der Wärmeübertragung sein kann. Demzufolge zeigt das Irreversibilitätsverhältnis ein ganz anderes Potenzialgebiet als die Geschwindigkeit und Temperatur an. Insbesondere der in Abbildung 7.5 skizzierte Bereich im

Einlauf scheint unter Berücksichtigung der Entropieproduktion für eine Verbesserung der Wärmeübertragung günstig zu sein. Dort treten im gesamten Bereich um den Kühlkörper hohe Irreversibilitätsverhältnisse auf. Während die Analyse des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes tendenziell auf den hinteren Bereich (3. Reihe) als Potenzialgebiet hindeutet, weist die Entropieproduktion sowohl auf der Auswertefläche als auch im kompletten Strömungsfeld auf den vorderen Bereich für eine Designänderung hin.

7.2.2 Verbesserung durch Positionsoptimierung

Um zu untersuchen, in welchem der beiden Potenzialgebiete eine Designänderung einen größeren positiven Effekt auf die Wärmeübertragung hat, wird für die beiden mittleren NACA-Profile aus der 2. Reihe eine Optimierung durchgeführt. Die numerische Vereinfachung mit dem V-Channel und die Reduzierung der Designparameter durch die Lokalisierung des Potenzialgebietes mit Hilfe der Entropieproduktion ermöglichen eine CFD-O für den Kühlkörper. In Abbildung 7.6 sind die entsprechenden Designparameter skizziert. Dabei können für beide NACA-Profile jeweils der Anstellwinkel im Bereich

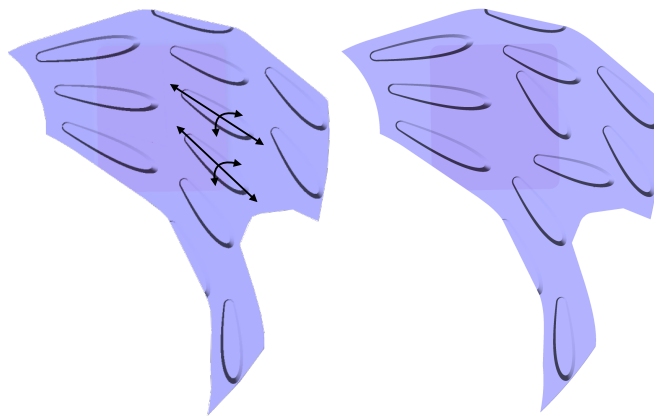


Abbildung 7.6: Optimierung des Kühlkörpers hinsichtlich $\min(T)$. Links: Optimierungsparameter für zwei NACA Profile. Rechts: Ergebnis der Optimierung

von -20° bis 30° und die Position entlang der neu ausgerichteten Profilschne im Bereich von -2 mm bis 6 mm verändert werden. Es wird untersucht, ob das Ergebnis der Optimierung anhand einer „konventionellen Analyse“ (Temperaturverlauf an der Wand und Geschwindigkeitsvektoren auf halber Rippenhöhe) oder im Rahmen der erweiterten Analyse mit Hilfe der Entropieproduktion im Strömungsfeld nachvollziehbar ist. Für die Optimierung wird OPAL++ mit *genetic1* verwendet. Insgesamt werden 1200 Individuen durch 50 Generationen mit den gleichen Einstellungen wie in Abschnitt 6.6 berechnet. Die Rechenzeit ist bei dieser Untersuchung mit ca. 900 h (45 min pro Simulation) höher als bei der allgemeingültigen Konfiguration. Da es sich um eine Ein-Ziel-Optimierung handelt, wird die Minimierung der volumengemittelten Temperatur des Kühlkörpers als Zielfunktion gesetzt.

Abbildung 7.7 zeigt das Irreversibilitätsverhältnis für das Ausgangsdesign und das Ergebnis aus der Positionsoptimierung der beiden NACA-Profile. Das dargestellte optimale Design wird in der 35. Generation gefunden. Es ist

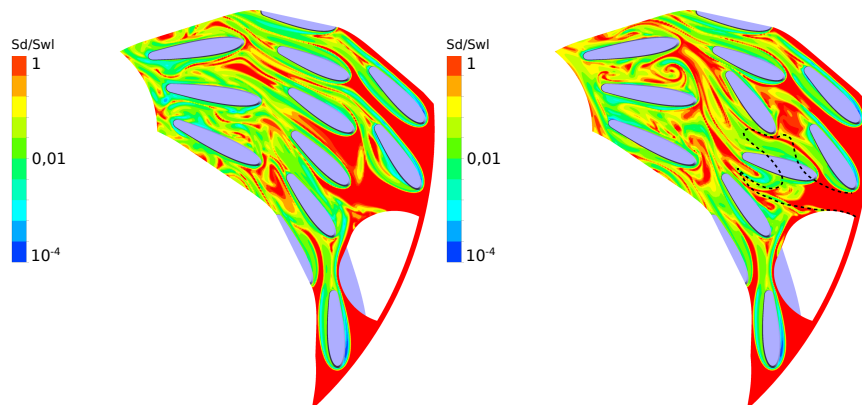


Abbildung 7.7: Irreversibilitätsverhältnis für das Ausgangsdesign (links) und das optimierte Design (rechts). Ausrichtung der NACA-Profile in Richtung des Potenzialgebietes, basierend auf der Analyse der Entropieproduktion

zu erkennen, dass die NACA-Profile sich in Richtung des Potenzialgebietes, das sich aus der Analyse des Irreversibilitätsverhältnisses ergibt, bewegen.

Dies zeigt, dass nicht immer an der Stelle mit der höchsten Bauteiltemperatur eine Designänderung sinnvoll ist, sondern das Strömungsfeld bereits viel früher positiv beeinflusst werden kann.

Abbildung 7.8 zeigt denselben Designvergleich mit dem jeweiligen Temperaturverlauf auf beiden Kühlkörpern. Insbesondere das nach vorne gerück-

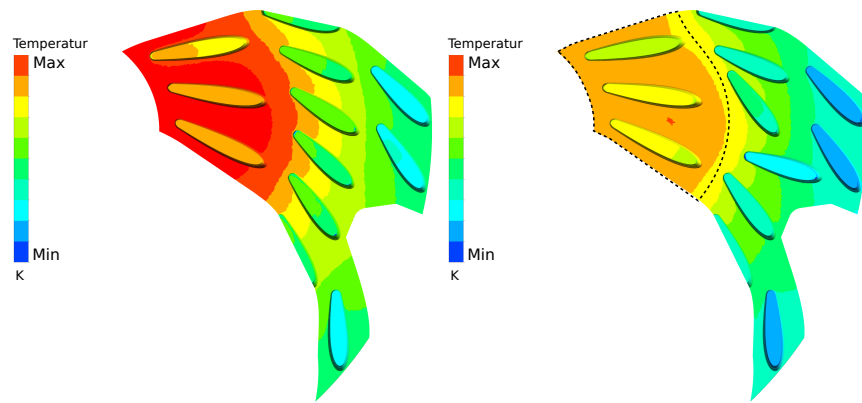


Abbildung 7.8: Temperaturverteilung für das Ausgangsdesign (links) und das optimierte Design (rechts). Das Design liefert von allen untersuchten Varianten den höchsten Wärmeübergangskoeffizienten

te NACA-Profil weist beim optimierten Design einen deutlich niedrigeren Temperaturverlauf auf. Zudem werden die hohen Temperaturen im hinteren Bereich des Kühlkörpers durch die Positionsoptimierung reduziert. Insgesamt wird das treibende Temperaturgefälle vom Kühlkörper an die Umgebung beim optimierten Design um $-1,7\text{ K}$ (4,8%) reduziert. Eine stärkere Verbesserung ist beim Wärmeübergangskoeffizienten zu verzeichnen, der im Vergleich zum Ausgangsdesign um $3,9\text{ W/m}^2\text{ K}$ (6,5%) ansteigt.

Da für beide Kriterien eine Verbesserung eintritt, führt die aus OPAL++ berechnete Designänderung zu einer Verbesserung der Wärmeübertragung vom Kühlkörper an die Umgebung. Bei der Analyse mittels Entropieproduktion lässt sich dieses Gebiet bereits beim Ausgangsdesign als Potenzialgebiet lokalisieren. Dadurch kann vorab die Anzahl an Optimierungsparametern

deutlich reduziert werden, da nicht alle, sondern lediglich die umliegenden NACA-Profile parametrisiert werden müssen. Dies führt zu einer Verringerung des Aufwands beim *pre-processing* sowie bei der Durchführung der Optimierung, da eine geringe Anzahl an Designparameter weniger Individuen erforderlich macht.

7.2.3 Verbesserung durch Flächenvergrößerung

Ein Irreversibilitätsverhältnis von $\phi > 1$ zeigt an, dass die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation höher als die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung ist. Durch das Einbringen zusätzlicher wärmeübertragender Fläche kann dieses Verhältnis wieder umgekehrt werden, da dann ebenfalls hohe Temperaturgradienten in diesem Bereich auftreten. In diesem Abschnitt wird untersucht, ob ein direkter Eingriff im Potenzialgebiet ebenfalls zu einer Verbesserung der Wärmeübertragung führt.

Abbildung 7.9 zeigt die ersten beiden Varianten, die mit jeweils einem zusätzlichen NACA-Profil auf der Kühlkörperoberfläche erweitert werden. Die Profile besitzen einen Skalierungsfaktor von 0,5 im Vergleich zu den bereits vorhandenen aus der zweiten Reihe. Bei Variante 1 befindet sich das NACA-Profil im Bereich hoher Temperaturen. In Variante 2 ist dasselbe Profil in der 1. Reihe angebracht. In diesem Bereich ist das Irreversibilitätsverhältnis sehr hoch, und die Optimierung aus Abschnitt 7.2.2 hat eines der beiden NACA-Profile dorthin verschoben. Beim Vergleich der beiden Temperaturverläufe wird deutlich, dass Variante 2 – trotz gleicher wärmeübertragender Fläche – zu einer besseren Wärmeübertragung als Variante 1 führt. Die Temperaturen an der Kühlkörperwand sind hier deutlich niedriger. Insbesondere im Bereich der 3. Reihe, wo die Gleichrichterelektronik angebracht ist, führt Variante 2 zu einer deutlichen Reduzierung der Temperatur. Für den Kühlkörper erfolgt hier im Mittel eine Verbesserung von $\Delta T = -1,41 \text{ K}$ ($-4,09 \%$) und $\alpha = 1,12 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ ($1,84 \%$). Im Vergleich dazu erzielt Variante 1 eine Reduzierung des treibenden Temperaturgefälles um $\Delta T = -0,91 \text{ K}$ ($-2,65 \%$). Zudem reduziert die zusätzliche Fläche im Bereich hoher Temperaturen den

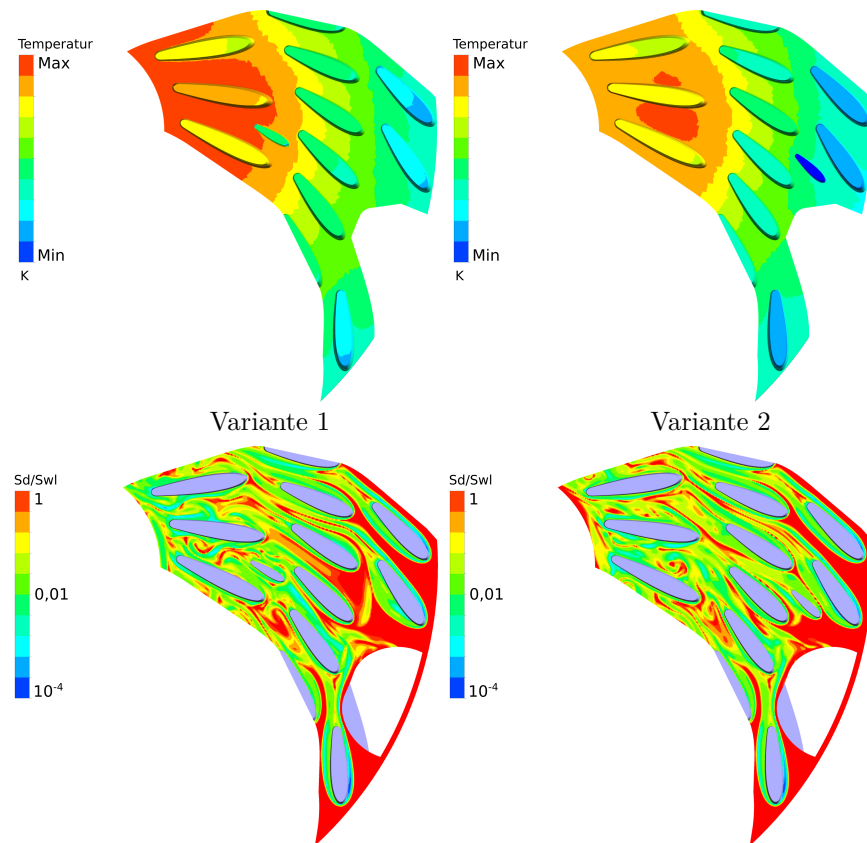


Abbildung 7.9: Temperaturverlauf und Irreversibilitätsverhältnis für Variante 1 und 2. Links: Variante 1 mit zusätzlichem NACA-Profil im Bereich hoher Temperaturen (3. Reihe). Rechts: Variante 2 mit zusätzlichem NACA-Profil im Bereich hoher Irreversibilitätsverhältnisse (1. Reihe).

Wärmeübergangskoeffizienten um $\alpha = -0,15 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ ($-0,25\%$). Damit wird deutlich, dass bei Variante 2 die zusätzliche Fläche die Wärmeübertragung stärker positiv beeinflusst als bei Variante 1. Ebenfalls wird aus der Betrachtung der Entropieproduktion ersichtlich, dass für Variante 2 die Wärmeübertragung intensiver ist. Das Gebiet hoher Irreversibilitätsverhältnisse wird durch das zusätzliche NACA-Profil verkleinert, da dort neben den Geschwindigkeits- nun auch zusätzliche Temperaturgradienten an der Profilwand auftreten. Eine Übersicht über die einzelnen Varianten ist in Abschnitt 7.2.4 aufgeführt.

In Abbildung 7.10 werden jeweils zwei zusätzliche NACA-Profile eingefügt, um die Fläche weiter zu vergrößern und damit die Wärmeübertragung zu intensivieren. Wie bereits bei Variante 1 und 2 mit jeweils einem NACA-Profil lassen sich auch bei den Varianten 3 und 4 mit jeweils zwei NACA-Profilen unterschiedlich starke Einflüsse auf die Wärmeübertragung feststellen. Während das Gebiet hoher Irreversibilitätsverhältnisse durch die beiden NACA-Profile in Variante 4 weiter reduziert wird, lässt sich bei Variante 3 hier kaum eine Verbesserung beobachten. Das Temperaturfeld zeigt, dass bei Variante 4 die Profile in der 1. Reihe sehr gut gekühlt werden. Dementsprechend wird die Differenz zwischen der volumengemittelten Temperatur des Kühlkörpers und der Umgebung bei Variante 4 mit $\Delta T = -2,17 \text{ K}$ ($-6,30\%$) deutlich reduziert. Ebenso wächst der Wärmeübergangskoeffizient mit $\alpha = 1,06 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ ($1,74\%$) an. Platziert man die beiden NACA-Profile im Bereich hoher Temperaturen, also in der Nähe der Elektronik, führt dies lediglich zu einer Verbesserung des treibenden Temperaturgefälles von $\Delta T = -1,42 \text{ K}$ ($-4,12\%$). Eine vergleichbare Verbesserung erzielt Variante 2, jedoch mit einem halb so großen Flächenzuwachs als Variante 3. Durch den Flächenzuwachs nimmt, wie bereits bei Variante 1, der Wärmeübergangskoeffizient des Kühlkörpers bei Variante 3 ab. Dieser Nachteil ist hier jedoch mit $\alpha = -1,40 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ ($-2,29\%$) deutlich größer. Aufgrund der Randbedingung $\dot{Q}_W = \text{konst.}$ und $T_\infty = \text{konst.}$ kann eine Abnahme des α -Wertes mit einer unvorteilhaften Wärmeübertragung assoziiert werden. Für diesen Fall ist der Aufwand (Vergrößerung der wärmeübertragenden Fläche A)

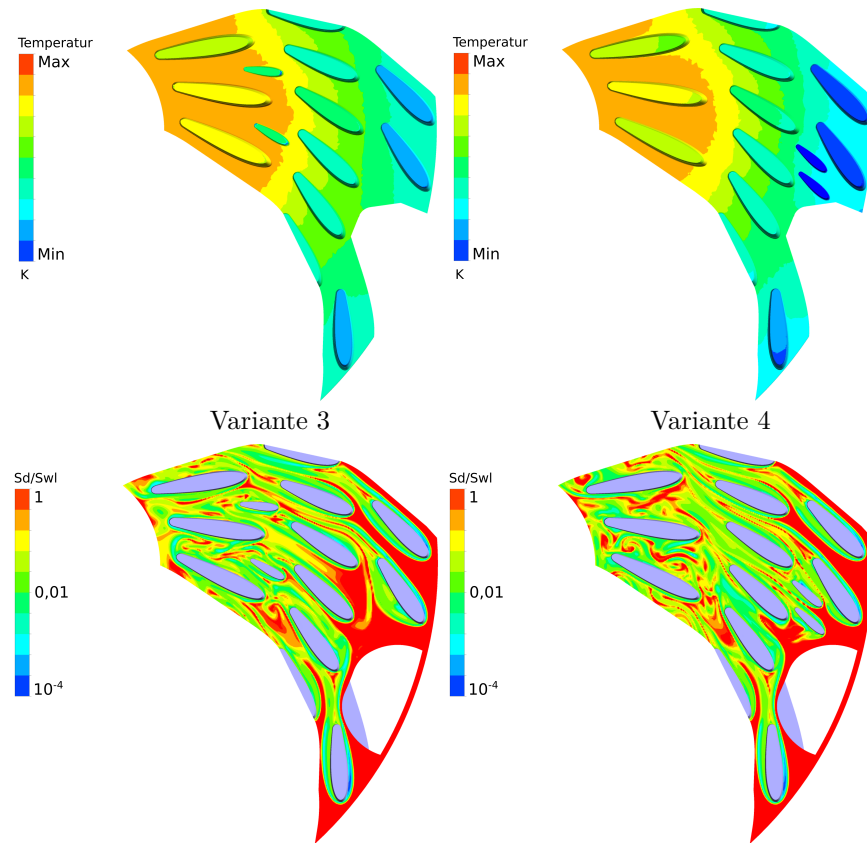


Abbildung 7.10: Einfügen von zwei zusätzlichen NACA-Profilen. Links: Variante 3 im Bereich hoher Temperaturen (3. Reihe). Rechts: Variante 4 im Bereich hoher Irreversibilitätsverhältnisse (1. Reihe).

im Vergleich zum Nutzen (Reduzierung der Bauteilwandtemperatur T_W) größer und damit im Sinne der Wärmeübertragung ungünstig. Aus diesem Grund erzielen die Varianten 1 und 3 schlechtere Ergebnisse für ΔT als die Varianten 2 und 4, bei denen die NACA-Profile gezielt im Gebiet hoher Irreversibilitätsverhältnisse platziert werden.

Die letzte Designänderung zeigt Abbildung 7.11, bei der drei zusätzliche NACA-Profile in die 1. Reihe eingesetzt werden. Verglichen mit Variante 4

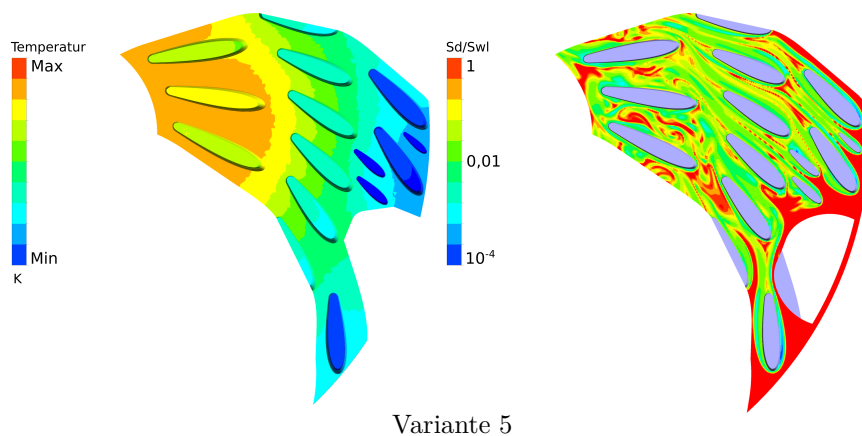


Abbildung 7.11: Einfügen mehrerer NACA-Profile im Bereich hoher Irreversibilitätsverhältnisse (1. Reihe). Das Design liefert von allen untersuchten Varianten die geringste Bauteiltemperatur

weisen nun alle Profile in der 1. Reihe eine sehr geringe Temperatur auf. Dadurch reduziert sich das treibende Temperaturgefälle um den höchsten Wert von $\Delta T = -2,31 \text{ K}$ ($-6,72 \%$). Jedoch erreicht der Wärmeübergangskoeffizient bei Variante 5 mit $\alpha = 0,74 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ ($1,22 \%$) einen etwas geringeren Wert als bei Variante 4 mit zwei NACA-Profilen.

7.2.4 Zusammenfassung der Verbesserungen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus der Positionsoptimierung und der Designänderung durch Flächenzuwachs zusammengefasst. Abbildung 7.12 zeigt die relativen und absoluten Änderungen der Modifikationen im Vergleich zum Ausgangsdesign φ_{Basis} (s. Abbildung 7.3) für das treibende Temperaturgefälle und den Wärmeübergangskoeffizienten. Vergleicht man

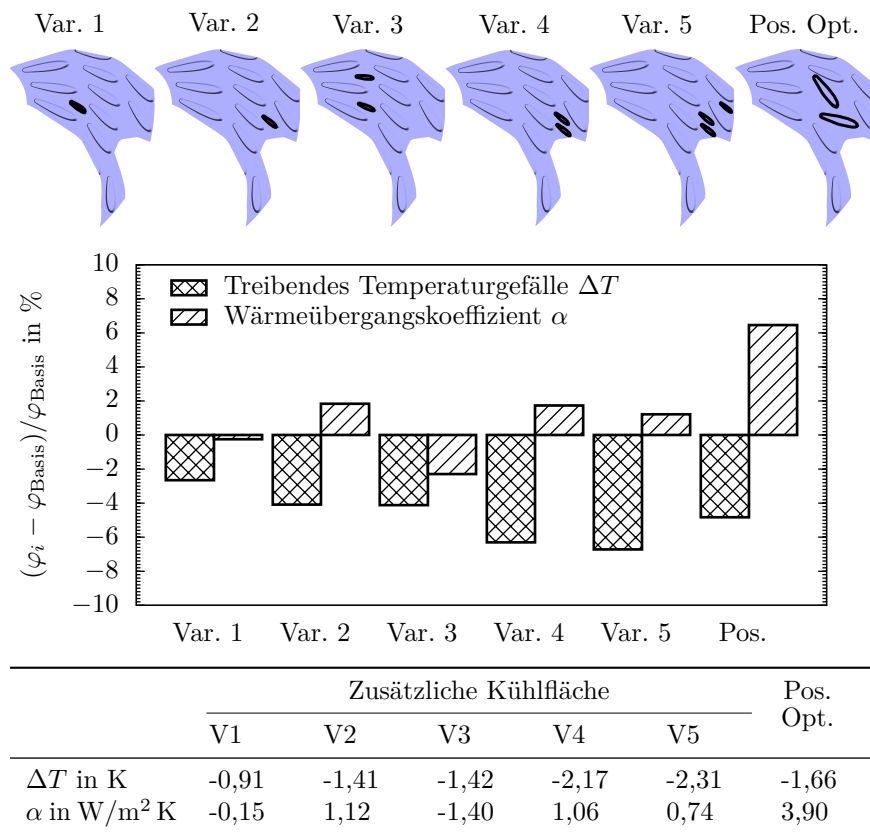


Abbildung 7.12: Ergebnisse aus den Optimierungen. Variante 5 liefert die geringste Bauteiltemperatur, die Positionsoptimierung den höchsten Wärmeübergangskoeffizienten

die Varianten 1 bis 5 miteinander, ist zu erkennen, dass eine Implementierung zusätzlicher NACA-Profile im Bereich hoher Irreversibilitätsverhältnisse (Variante 2, 4 und 5) eine bessere Auswirkung auf die Wärmeübertragung hat als eine Flächenvergrößerung im Bereich hoher Temperaturen (Variante 1 und 3). Zwar reduziert sich bei Variante 1 und 3 ebenfalls die Bauteiltemperatur, diese Verbesserung ist jedoch verglichen mit Variante 2 bzw. 4 geringer und im Wesentlichen auf die zusätzliche Fläche durch die implementierten NACA-Profile zurückzuführen. Bezogen auf das treibende Temperaturgefälle liefert Variante 3 mit doppelt so großem Flächeneinsatz vergleichbare Ergebnisse zu Variante 2. Mit Hilfe des Wärmeübergangskoeffizienten wird die Reduzierung von ΔT mit der Vergrößerung der Fläche A ins Verhältnis gesetzt. Im günstigsten Fall erhöht sich der Wert von α trotz des Flächenzuwachses aufgrund der im Verhältnis dazu stärker abnehmenden Temperaturdifferenz. Bei Variante 1 und 3 ist dies nicht der Fall. Vielmehr ist hier ein im Vergleich zum Ausgangsdesign geringerer Wert bei sonst gleichen Randbedingungen (konstante Umgebungstemperatur und Leistungsverluste) zu erkennen.

Bei der Positionsoptimierung (in Abbildung 7.12 mit Pos. Opt. gekennzeichnet) wurde lediglich die Ausrichtung zweier NACA-Profile variiert, ohne dabei die Fläche zu vergrößern. Aus diesem Grund ist hier der mit Abstand größte Zuwachs des Wärmeübergangskoeffizienten zu sehen.

In den meisten Fällen ist eine Erhöhung der wärmeübertragenden Fläche die erste Wahl, um die Wärmeübertragung zu verbessern. Mit einer Analyse des Irreversibilitätsverhältnisses können dafür günstige Orte gefunden werden. Oft ist eine Flächenvergrößerung aber nur in einem begrenzten Maße möglich, sodass eine Optimierung der vorhandenen Fläche durch Positionsmodifikation eine weitere Alternative darstellt. Dafür ist das Wissen über die Gebiete, innerhalb derer eine Gestaltänderung besonders lohnend ist, von großem Vorteil. Bei den Untersuchungen hat sich gezeigt, dass die Entropieproduktion auch hier als Indikator Hinweise auf solche Potenzialgebiete liefert.

7.3 Turbulenzstudie

Da die Implementierung zusätzlicher NACA-Profile aus Abschnitt 7.2.3 zur geringsten Bauteiltemperatur führt, sollen die Designänderungen in diesem Abschnitt mit verschiedenen Turbulenzmodellen (s. Abschnitt 3.1.2) nachgerechnet und miteinander verglichen werden, und zwar mit

1. dem standardmäßigen SST-Modell (Zwei-Gleichungs-Modell),
2. dem k - ε -Modell (Zwei-Gleichungs-Modell) und
3. dem BSL-RSM-Modell (Reynolds-Spannungs-Modell).

Um die Robustheit der Verbesserung zu überprüfen wird untersucht, ob hier ebenfalls Gebiete mit einem höheren Irreversibilitätsverhältnis zu einer intensiveren Wärmeübertragung führen als Bereiche mit hohen Temperaturen. Abbildung 7.13 zeigt die Ergebnisse der modifizierten Kühlkörpervarianten unter Verwendung verschiedener Turbulenzmodelle mit jeweils drei Intensitäten. Diese sind entsprechend der Standardeinstellung aus CFX mit *Low*

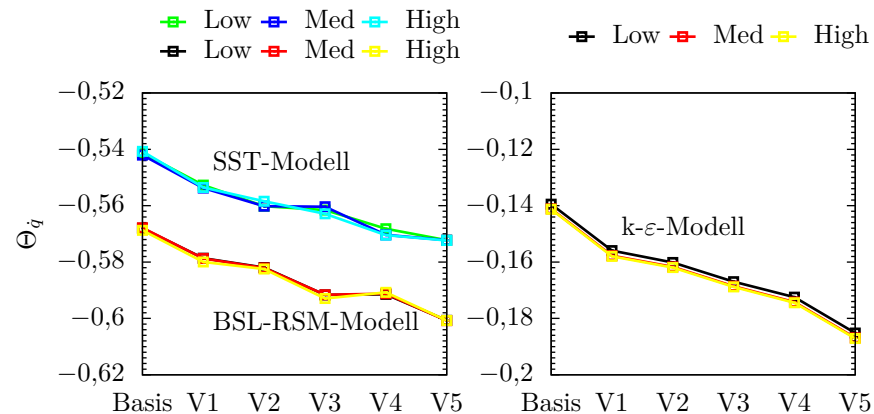


Abbildung 7.13: Verlauf der dimensionslosen Temperaturdifferenz für die modifizierten Kühlkörpervarianten. Vergleich zwischen Turbulenzmodellen mit geringer (Low), mittlerer (Med) und hoher (High) Intensität

Intensity (1%), *Medium Intensity* (5%) und *High Intensity* (10%) definiert. Für die dimensionslose Temperaturdifferenz stimmen die Verläufe aus den unterschiedlichen Turbulenzmodellen qualitativ sehr gut miteinander überein. Somit kann davon ausgegangen werden, dass eine Designänderung wie in Variante 5 tendenziell immer zu einer Verbesserung der Wärmeübertragung führt. Beim k - ε -Modell sind im Vergleich mit den beiden anderen Turbulenzmodellen die Verbesserungen durch die Designänderungen stärker zu erkennen. Ebenso liegt die Bauteiltemperatur in einem höheren Wertebereich ($-0,2 < \Theta_{\dot{q}} < -0,1$) als beim BSL-RSM- bzw. SST-Turbulenzmodell ($-0,62 < \Theta_{\dot{q}} < -0,52$). Beim BSL-RSM-Modell ist beim Übergang von Variante 3 auf 4 ein leichter Anstieg der Bauteiltemperatur zu erkennen. Dies ist beim SST- und k - ε -Turbulenzmodell nicht der Fall. Bei Variante 5 weisen jedoch alle drei Turbulenzmodelle bei jeder Turbulenzintensität einheitlich das Minimum auf, womit auch beim BSL-RSM-Modell dieses Design gegenüber Variante 3 zu bevorzugen ist. Da sich Variante 4 und 5 bei der Formgebung nur sehr gering voneinander unterscheiden, ist nicht direkt ersichtlich, woraus der unterschiedliche Verlauf von Variante 3 auf Variante 4 zwischen dem BSL-RSM- und dem SST- bzw. dem k - ε -Turbulenzmodell resultiert. Die Abweichung zwischen dem k - ε -Turbulenzmodell und den beiden anderen zeigt, dass die Grenzschicht hinreichend genau aufgelöst ist. Aufgrund der geringen y^+ -Werte schaltet das SST- in wandnahen Bereichen auf das k - ω -Modell um.

Abbildung 7.14 zeigt den Verlauf für die dimensionslose Gesamtentropieproduktion. Hier ergibt sich ein ähnliches Verhalten wie bei der dimensionslosen Temperaturdifferenz. Das BSL-RSM-Modell verzeichnet auch hier als einziges Turbulenzmodell beim Übergang von Variante 3 auf 4 einen leichten Anstieg der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion. Bei Variante 5 erreichen die dimensionslose Temperaturdifferenz und die Gesamtentropieproduktion für alle Turbulenzmodelle das jeweilige Minimum. Im Vergleich zur dimensionslosen Temperaturdifferenz ist in Abbildung 7.14 außerdem der Absolutwert der Verbesserung zwischen dem Ausgangsmodell und Variante 5 für alle drei Turbulenzmodelle ähnlich. Ebenso liegen hier im Gegensatz zu $\Theta_{\dot{q}}$ die Werte

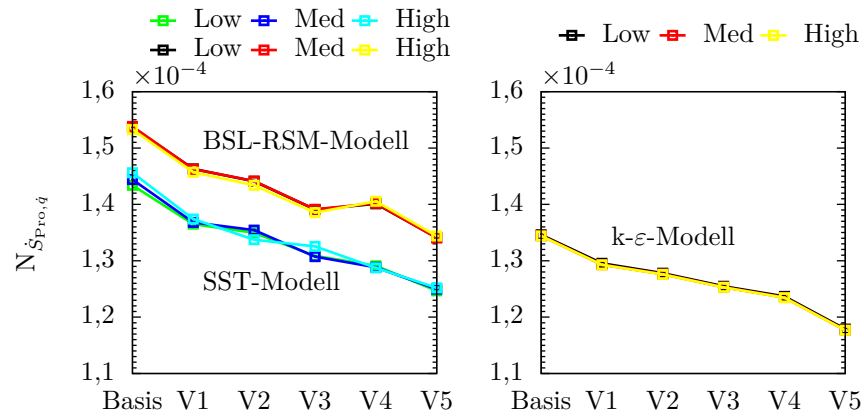


Abbildung 7.14: Verlauf der dimensionslosen Gesamtentropieproduktion im Strömungsfeld für die modifizierten Kühlkörpervarianten. Links: Verlauf von $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ für das SST- und BSL-RSM-Turbulenzmodell. Rechts: Verlauf von $N_{\dot{S}_{Pro,q}}$ für das $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodell

in einem gemeinsamen Wertebereich von $1,1 \times 10^{-4} < N_{\dot{S}_{Pro,q}} < 1,6 \times 10^{-4}$, wobei das $k-\varepsilon$ -Modell näher am SST-Modell liegt. Dies lässt sich damit erklären, dass das SST-Modell im Strömungsfeld auf das $k-\varepsilon$ -Modell umschaltet. Bei den Untersuchungen zeigt Variante 5 das größte Potenzial für eine Verbesserung der Wärmeübertragung. Für alle verwendeten Turbulenzmodelle weist das Design bei allen untersuchten Turbulenzintensitäten die geringste Bauteiltemperatur und die geringste Gesamtentropieproduktion im gesamten Strömungsfeld auf. Der Trend, dass Gebiete hoher Irreversibilitäten einen größeren Einfluss auf die Kühlung haben, lässt sich anhand der Turbulenzstudie bestätigen. Im nächsten Abschnitt soll daher die Analyse des Irreversibilitätsverhältnisses mit dem SST-Modell am Vollmodell des elektrischen Generators (s. Abschnitt 3.3.2) erfolgen.

7.4 Anwendung am Vollmodell

Abbildung 7.15 zeigt das Irreversibilitätsverhältnis auf halber Rippenhöhe des kompletten Kühlkörpers im Generator. Dabei zeigt sich ein Potenzial-

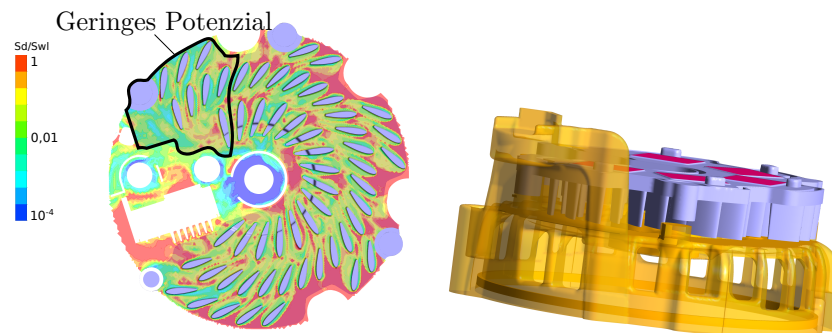


Abbildung 7.15: Links: Analyse der Wärmeübertragung mittels Entropieproduktion. Das Vollmodell zeigt einen Bereich mit geringerem Potenzial für die Wärmeübertragung. Rechts: Haltearm am B-Lagerschild blockiert die Luftzuführung. Dadurch liegt in diesem Bereich ein geringeres Potenzial vor

gebiet im vorderen Einströmbereich des Kühlkörpers mit $\phi > 1$. Jedoch fällt bei genauerer Betrachtung das skizzierte Teilsegment auf, bei dem auch in der 1. Reihe der NACA-Profile ein Irreversibilitätsverhältnis von $\phi < 1$ vorliegt. Basierend auf den vorangegangenen Beobachtungen bietet dieses Gebiet im Vergleich zu den anderen mit $\phi > 1$ ein geringeres Potenzial für eine Verbesserung der Wärmeübertragung. Der Grund hierfür lässt sich finden, wenn das umgebende Bauteil im rechten Bild von Abbildung 7.15 mitbetrachtet wird. Beim Zusammenbau des elektrischen Generators wird der Kühlkörper auf das B-Lagerschild angeschraubt (s. Abschnitt 1.2). Dieses beinhaltet einen sogenannten Haltearm, der die Anbindung des Generators im Motorinnenraum ermöglicht. Wie im rechten Bild von Abbildung 7.15 zu erkennen, erstreckt sich der massive Haltearm in axialer Richtung bis über den Kühlkörper hinaus. Der im linken Bild skizzierte Bereich liegt direkt dahinter, sodass hier die Kühlluftzufuhr im Vergleich mit den restlichen Gebieten deutlich erschwert wird. Im Vergleich zu den restlichen Teilseg-

menten des Kühlkörpers ist hier mit einer geringeren Verbesserung für die Wärmeübertragung zu rechnen.

Abbildung 7.16 zeigt das mit NACA-Profilen erweiterte, neue Design des Kühlkörpers. Anhand des Temperaturverlaufs ist erkennbar, dass die Bau-

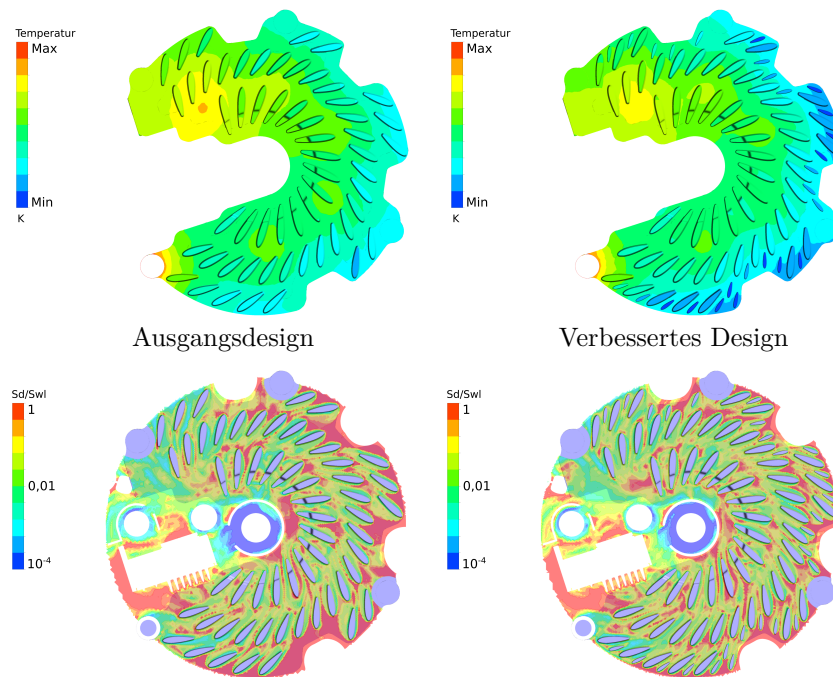


Abbildung 7.16: Anwendung der Indikatoren am Vollmodell des elektrischen Generators. Temperaturverlauf und Irreversibilitätsverhältnis für das Ausgangsdesign (links) und Variante 5 mit der geringsten Bauteiltemperatur (rechts)

teilmitteltemperatur im Mittel gesunken ist. Beim Ausgangsdesign liegt im Bereich hinter dem Haltearm (skizzierter Bereich in Abbildung 7.15) ein lokales Temperaturmaximum vor. Dieses ist beim verbesserten Design nicht mehr zu sehen, da der Kühlkörper insgesamt besser gekühlt wird. Ebenso lässt sich erkennen, dass die zusätzlichen NACA-Profile sehr oft die geringsten Temperaturverläufe zeigen. Lediglich ein paar einzelne, zusätzlich implementierte

Profile weisen Temperaturverläufe oberhalb des skalierten Minimalwertes auf. Das Gebiet hoher Irreversibilitätswerte ist beim verbesserten Design aufgrund der zusätzlichen Fläche deutlich kleiner. An einzelnen Stellen treten teilweise noch Werte von $\phi > 1$ auf, die im Folgenden jedoch nicht weiter bearbeitet werden.

Abbildung 7.17 zeigt denselben Vergleich für die Be-Zahl und die Gesamtentropieproduktion. Anhand der Be-Zahl lässt sich erkennen, dass die

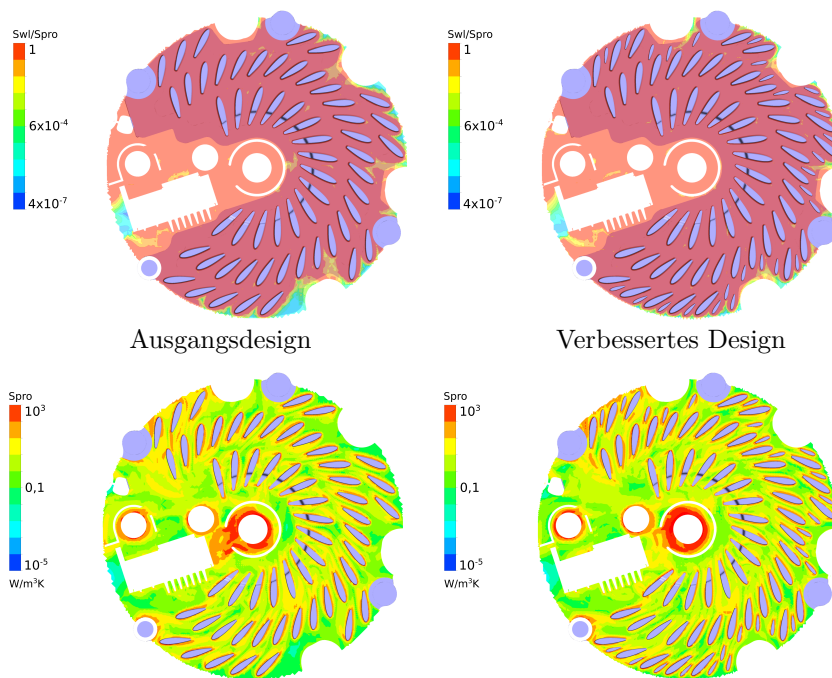


Abbildung 7.17: Be-Zahl und Gesamtentropieproduktion für das Ausgangsdesign (links) und Variante 5 mit der geringsten Bauteiltemperatur (rechts)

Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung der dominierende Vorgang im Strömungsfeld um den Kühlkörper darstellt. Dies ist aufgrund der bekannten Strömungsgeschwindigkeiten in diesem Bereich nachvollziehbar. Bei der Analyse der Gesamtentropieproduktion erkennt man hohe Entropiepro-

duktionsraten in unmittelbarer Wandnähe der NACA-Profile. Dies ist auf die dort auftretenden hohen Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten zurückzuführen. Im Bereich hinter dem Haltearm erhöht sich die Gesamtentropieproduktion aufgrund der zusätzlich implementierten NACA-Profile beim verbesserten Design stärker als beim Ausgangsdesign. Insgesamt liegt jedoch eine gleichmäßig verteilte Gesamtentropieproduktion vor, was für eine Wärmeübertragung von Vorteil ist.

Eine quantitative Aussage über die Verbesserung der Wärmeübertragung im Vollmodell zeigt Tabelle 7.1. Die prognostizierte Verbesserung aus dem

Tabelle 7.1: Vergleich der Ergebnisse aus dem V-Channel und dem Vollmodell für die Verbesserung der Wärmeübertragung durch zusätzliche Flächen

	V-Channel		Vollmodell	
	ΔT	α	ΔT	α
$\varphi_i - \varphi_{\text{Basis}}$	-2,31 K	0,74 W/m ² K	-2,00 K	0,40 W/m ² K
$(\varphi_i - \varphi_{\text{Basis}})/\varphi_{\text{Basis}}$	-6,72 %	1,22 %	-6,43 %	0,64 %

V-Channel kann für das treibende Temperaturgefälle im Vollmodell bestätigt werden. Während der V-Channel eine Absenkung der Bauteiltemperatur von -2,31 K (-6,72 %) verspricht, liegen die Ergebnisse aus dem Vollmodell mit -2,00 K (-6,43 %) leicht darunter. Beim Wärmeübergangskoeffizient unterscheiden sich jedoch die Ergebnisse voneinander. Aus dem V-Channel geht eine Erhöhung von 0,74 W/m² K (1,22 %) hervor, während beim Vollmodell die Werte mit 0,40 W/m² K (0,64 %) nur etwa halb so groß sind. Hier gilt zu beachten, dass die Designänderungen nicht identisch sind. Das Vollmodell enthält an anderer Stelle und in geringerer Menge zusätzliche NACA-Profile, als aus der periodischen Randbedingung des V-Channel hervorgeht. Jedoch gibt das Vollmodell für das aus Abschnitt 7.2.3 adaptierte Verfahren bei beiden Kriterien den gleichen positiven Trend wieder und zeigt bei der Temperatur fast identische Ergebnisse zum V-Channel. Damit kann der V-Channel als kostengünstige Lösung für die Optimierung verschiedener Bauteile des elektrischen Generators sinnvoll eingesetzt werden.

7.5 Schlussfolgerung

Die Anwendung des Entropieprinzips zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung hat am Beispiel des elektrischen Generators die allgemeingültigen Ergebnisse aus Kapitel 6 bestätigt. Mit Hilfe des Irreversibilitätsverhältnisses zwischen \dot{S}_D''' und \dot{S}_{WL}''' lassen sich die für eine Verbesserung der Wärmeübertragung günstigen Gebiete lokalisieren. Die Untersuchung hat gezeigt, dass eine Verbesserung auf zwei Arten erfolgen kann:

1. Optimierung der Position von Profilen innerhalb des Potenzialgebietes
2. Einbringen von zusätzlicher Fläche im Bereich hoher Irreversibilitätsverhältnisse

Im Ergebnis zeigt sich, dass die getrennte Betrachtung des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes nicht zwingend in der Lokalisierung eines für die Wärmeübertragung günstigen Gebiets mündet. Erst die Kopplung der Geschwindigkeit und Temperatur mit Hilfe der Entropieproduktion ermöglicht eine physikalisch basierte und zielgerichtete Betrachtung. Bei den Untersuchungen war ein Eingriff im Bereich hoher Irreversibilitätsverhältnisse stets mit einer stärkeren Verbesserung der Wärmeübertragung verbunden als in Bereichen hoher Temperaturen. Mit einer Betrachtung der Entropieproduktion können diese Potenzialgebiete bereits beim Ausgangsdesign gefunden werden. Damit ergeben sich für die Entwicklungszeit folgende Vorteile:

1. Lokalisierung der Bereiche mit der größten Wirkung für eine Verbesserung der Wärmeübertragung (Potenzialgebiete)
2. Effizientere Bestimmung der Potentialgebiete im dreidimensionalen Strömungsfeld durch die Definition der Entropieproduktion als skalare Größe
3. Reduzierung des numerischen Aufwands durch Verringerung der Designparameter und des berechneten Gebietes (z. B. durch den Einsatz des V-Channel für weitere Bauteile)
4. Verringerung von aufwendigen *Design of Experiments* (DoE) durch gezielten Flächenzuwachs an geeigneter Stelle

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung	186
8.2 Ausblick	189

Das abschließende Kapitel fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen. Dazu zählen neben der Entwicklung einer allgemeingültigen Konfiguration auch die Studien zur Verweilzeitverteilung und Entropieproduktion sowie deren Anwendung zur Verbesserung der Wärmeübertragung von elektrischen Generatoren. Im Ausblick werden weitere Anwendungsmöglichkeiten der Konfiguration und der Indikatoren vorgestellt. Diese beziehen sich hauptsächlich auf das Beispiel des Generators, können aber für weitere Anwendungsbereiche entsprechend übernommen werden.

8.1 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden auf der Basis der allgemeingültigen Konfiguration die Verweilzeitverteilung und Entropieproduktion als mögliche Indikatoren zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung untersucht. Anhand der Ergebnisse wurde am Beispiel des Kühlkörpers eines elektrischen Generators neben einer CFD-basierten Optimierung (CFD-O) zudem eine Verbesserung der Wärmeübertragung durch zusätzlich eingebrachte Flächen vorgenommen.

Allgemeingültige Konfiguration

Als Grundlage für die Entwicklung von Indikatoren wurde eine neue, allgemeingültige Konfiguration eingeführt. Diese ermöglicht die Abbildung verschiedener dominierter Strömungsvorgänge, wie sie in vielen technischen Anwendungen, beispielsweise in elektrischen Generatoren, vorkommen. Damit ermöglicht die Konfiguration zum einen die Unterscheidung der für die Wärmeübertragung wesentlichen Innen- und Umströmungsvorgänge auf der Basis eines einfachen physikalischen Aufbaus. Zum anderen lassen sich die Vorgänge in der Hauptströmung und in der Grenzschicht differenzieren (globale und lokale Vorgänge). Auf dieser Basis können verschiedene Größen hinsichtlich ihrer Fähigkeit zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung untersucht werden. Bei Betrachtung der Geschwindigkeits- und Temperaturfelder wird deutlich, dass diese einen unterschiedlichen örtlichen Informationsgehalt (global und lokal) im Strömungsfeld besitzen, der für die Kühlauslegung gleichermaßen wichtig ist. Ebenso zeigt sich, dass die Vorgänge im dreidimensionalen Strömungsfeld anhand der untersuchten Nußelt-Zahl unzureichend wiedergegeben werden.

Verweilzeitverteilung

Als möglicher Indikator zur Analyse des Strömungsfeldes wurde die Verweilzeitverteilung untersucht. Auf der Basis der integralen und differenziellen Untersuchung zeigt die skalare Größe Vorteile gegenüber einer vektoriellen Größe, wie beispielsweise der Geschwindigkeit, auf. Mit Hilfe der dimensi-

onslosen Verweilzeitverteilung bzw. der ähnlich definierten Luftaustausch-effektivität können Systeme mit unterschiedlichen Volumen und zu- bzw. abgeführten Volumenströmen untereinander verglichen und bewertet werden. Bei der Gitterunabhängigkeitsstudie hat die Verweilzeit zudem nur kleine Unterschiede zwischen den untersuchten Gittern gezeigt. Jedoch ist die Aussagefähigkeit auf die Wärmeübertragung infolge der Vernachlässigung des Temperaturfelds eingeschränkt. Als weiterer Punkt ist der numerische Aufwand für die Neuberechnung bereits durchgeführter Simulationen zu nennen.

Entropieproduktion

Ein großes Potenzial für die Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung zeigte die Untersuchung der Entropieproduktion mit Hilfe der allgemeingültigen Konfiguration.

Bei der Gitterunabhängigkeitsstudie hat sich gezeigt, dass ein feines Gitter, insbesondere in Wandnähe, für die Berechnung der Entropieproduktion benötigt wird. Dennoch waren beim Vergleich der Ergebnisse von strukturierten und unstrukturierten Gittertypen mit Hilfe der allgemeingültigen Konfiguration keine wesentlichen Unterschiede zu erkennen.

Bei der integralen Analyse innerhalb der Konfiguration konnten mit Hilfe der Entropieproduktion die globalen und lokalen Vorgänge voneinander getrennt und der Übergangsbereich bestimmt werden. Zur Plausibilisierung wurden zunächst die Ähnlichkeiten im Verhalten des Volumenstroms und der Entropieproduktion aufgrund von Dissipation sowie der Temperatur und der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung ermittelt. Aufgrund der gleichen physikalischen Einheit können die zugrundeliegenden Vorgänge in einer Größe, der Gesamtentropieproduktion, zusammengefasst werden. Damit liegt ein Großteil der Informationen aus unterschiedlichen Fachgebieten in einer skalaren Größe vor, wie in den Grundlagen (Kapitel 2) gezeigt und mit Hilfe der Konfiguration (Kapitel 4) für eine Interaktion aus Innen- und Umströmungsvorgängen bestätigt werden konnte.

Bei der differentiellen Analyse hat sich gezeigt, dass insbesondere das Irreversibilitätsverhältnis ϕ Hinweise auf ein Potenzialgebiet im Strömungsfeld liefert. Aufgrund des Verhältnisses der beiden Entropieproduktionsterme zueinander lagen in der Konfiguration hohe Werte von ϕ nur im Potenzialgebiet vor. Dies war bei der Gesamtentropieproduktion nicht der Fall, da diese durch die Summe aus beiden Produktionstermen bestimmt ist und es dadurch bei unterschiedlich dominierenden Vorgängen (\dot{S}_D oder \dot{S}_{WL}) zum gleichen Absolutwert kommen kann.

Anwendung am Beispiel des elektrischen Generators

Das aus der allgemeingültigen Konfiguration abgeleitete Verfahren zur Analyse des Irreversibilitätsverhältnisses wurde im Strömungsfeld eines elektrischen Generators erstmalig erfolgreich angewendet. Designänderungen im Bereich hoher Irreversibilitäten zeigten für den V-Channel und das Vollmodell eine höhere Intensität der Wärmeübertragung als im Gebiet hoher Temperaturen und entgegengerichteten Geschwindigkeitsvektoren. Die gekoppelte Betrachtung des Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes mit Hilfe der Entropieproduktion führt somit zu einer verbesserten Wärmeübertragung als eine separate Betrachtung der Geschwindigkeit und Temperatur. Dieser Trend konnte mit Hilfe der Turbulenzstudie bestätigt werden, wo die qualitativen Verläufe für verschiedene Turbulenzmodelle und Intensitäten nahezu identisch waren.

Dadurch kann der Parameter-Raum für die Optimierung auf diese Gebiete reduziert und eine CFD-O für die Kühlauslegung von technischen Anwendungen zugänglich gemacht werden. Dies wurde am Beispiel eines Kühlkörpers für elektrische Generatoren mit Hilfe des V-Channel gezeigt. In einer ersten Untersuchung wurden zwei Optimierungen vorgenommen:

1. Eine Positionsoptimierung der Profile auf dem Kühlkörper nahe dem Potenzialgebiet führte zu $\max(\alpha)$.
2. Das Einbringen zusätzlicher Kühlfläche im Potenzialgebiet führte zu $\min(T)$.

In beiden Fällen ergab sich sowohl eine Verringerung der Bauteiltemperatur als auch eine Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten. Eine Vergrößerung der wärmeübertragenden Fläche ist bei technischen Anwendungen meist nur begrenzt möglich. Die Positionsoptimierung mittels CFD-O ist, wie in dieser Arbeit gezeigt wurde, dazu eine Alternative.

8.2 Ausblick

Mit Hilfe der Konfigurationen können neben der Verweilzeitverteilung und der Entropieproduktion weitaus mehr Indikatoren betrachtet und zum Zwecke einer Analyse von Innen- und Umströmungsvorgängen untersucht werden. Darüber hinaus können die Größen neben der Wärmeübertragung auch im Hinblick auf weitere Transportphänomene, wie die Stoffübertragung, bewertet werden.

Bei der Verweilzeitverteilung konnten die dimensionslose Betrachtung bzw. die Luftaustauscheffektivität als Indikatoren hervorgehoben werden. In einem nächsten Schritt ließe sich beispielsweise die Luftaustauscheffektivität unterschiedlicher Generatorlinien miteinander vergleichen. Ebenso könnte der Verlauf über den gesamten Drehzahlbereich des Generators untersucht werden, um das Verhalten ähnlich wie bei den Untersuchungen in der allgemeinen Konfiguration abzubilden. Erste Studien am Generator haben jedoch gezeigt, dass hierzu vermutlich Anpassungen der Randbedingungen im Simulationsmodell des Vollmodells vorgenommen werden müssen.

Darüber hinaus könnte die Transportgleichung zur Berechnung einer Spezies (Tracer) dazu verwendet werden, an den Bauteilen neben der Wärmequelle eine zusätzliche Tracerquelle zu setzen, um so die Analogie zwischen Wärme- und Stofftransport zu nutzen (s. hierzu [ST88]). Ausgehend von der Verlust- und Speziesdistribution im Bauteil würde sich der Tracer innerhalb des Generators mit der Strömung mitbewegen. Dadurch ließe sich der Abtransport der Energie in Form von Wärme „sichtbar“ und quellenabhängig differenzierbar gestalten.

Bei der Entropieproduktion können die Irreversibilitätsverhältnisse ϕ und die Bejan-Zahl für weitere differenzielle Analysen im fluiden Feld des elektrischen Generators betrachtet werden. Eine erste integrale Analyse der Vorgänge im elektrischen Generator für verschiedene Drehzahlbereiche zeigt Abbildung 8.1. Hier wird deutlich, dass es innerhalb des Betriebsbereichs

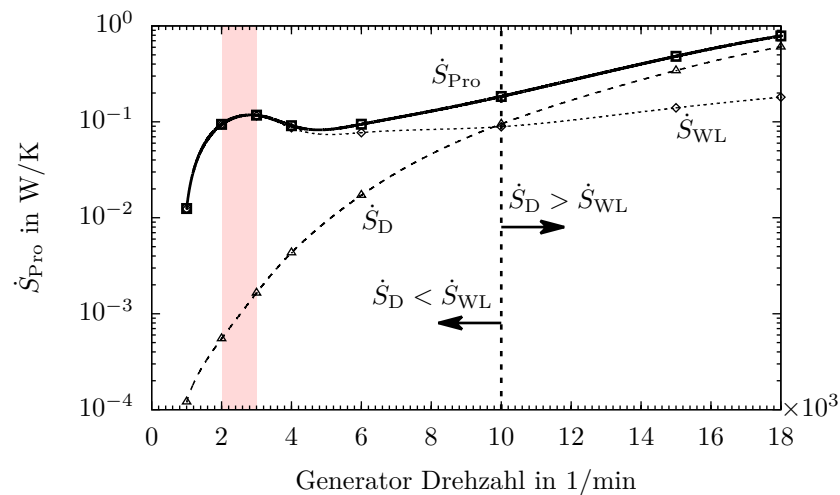


Abbildung 8.1: Verhalten der Entropieproduktionsterme für verschiedene Drehzahlen eines elektrischen Generators [Shi16]. Markierter Heißpunktbereich zwischen 2000 und 3000 $1/\text{min}$.

bei 10 000 $1/\text{min}$ zu einer Transition der beiden Entropieproduktionsterme kommt. So ist die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung für den Drehzahlbereich 1000 – 10 000 $1/\text{min}$ dominierend, während für höhere Drehzahlbereiche die Entropieproduktion aufgrund von Dissipation die Vorgänge zunehmend dominiert. Zudem zeigt sich, dass die Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung das lokale Maximum im Heißpunktbereich der Temperatur hat. Auf der Basis der Entropieproduktion ließen sich, wie auch bei der Verweilzeitverteilung, verschiedene Generatorlinien miteinander vergleichen und hinsichtlich ihrer Gesamtentropieproduktion oder weiteren Kennzahlen bewerten. In Anlehnung an die EPL-Zahl [Wen+13] könnte die

Berücksichtigung der gesamten Verlustleistung in einem erweiterten Vergleich verschiedener Kühlungsstrategien münden.

Neben der Entropieproduktion aufgrund von Wärmeleitung und Dissipation können Irreversibilitäten beispielsweise aufgrund von elektrischen Flüssen entstehen (s. [Blö10]). In der Studie von [NRL15] wird der Effekt der Entropieproduktion aufgrund von magnetischen Feldern auf einen Mikrokanalkühlkörper untersucht. Diese Größe wäre im Hinblick auf eine Multi-Domain-Bewertung interessant und könnte neue Kenntnisse über die Kopplung von Strömungsmechanik, Thermodynamik, Wärmeübertragung und Elektromechanik im elektrischen Generator liefern.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Verfahren zur Analyse und Bewertung der Wärmeübertragung lassen sich für weitere Strömungen entsprechend adaptieren. Aufgrund der Allgemeingültigkeit können diese Größen neben der FV-Methode auch für andere numerische Verfahren, wie beispielsweise das Lattice-Boltzmann-Verfahren, oder für DNS-Simulationen verwendet werden. Die entwickelten Verfahren analysieren die physikalischen Größen im Strömungsfeld unabhängig davon, mit welchem Verfahren diese berechnet wurden.

Literaturverzeichnis

- [AMA14] Adham, A.-M., Mohd-Ghazali, N. und Ahmad, R.: „Optimization of a Rectangular Microchannel Heat Sink Using Entropy Generation Minimization (EGM) and Genetic Algorithm (GA)“. In: *Arabian Journal for Science and Engineering* 39.10 (2014), S. 7211–7222.
- [ADW09] Ali, M., Doolan, C. und Wheatley, V.: „Grid convergence study for a two-dimensional simulation of flow around a square cylinder at a low Reynolds number“. In: *7th International Conference on CFD in the Minerals and Process Industries*. Hrsg. von Doolan, C. und Wheatley, V. Melbourne, Australia, 2009, S. 1–6.
- [ANS15a] ANSYS Inc.: *Academic Research, Release 16.2, CFX-Solver Modeling Guide*. Canonsburg, PA. ANSYS, Inc., 2015.
- [ANS15b] ANSYS Inc.: *Academic Research, Release 16.2, CFX-Solver Theory Guide*. Canonsburg, PA. ANSYS, Inc., 2015.
- [ASH01] ASHRAE Inc.: *Measuring Air-Change Effectiveness*. ANSI/ASHRAE Standard 129-1997, 2001.
- [Awb00] Awbi, H.: *Air Distribution in Rooms: Ventilation for Health and Sustainable Environment*. Elsevier, 2000.
- [Bae02] Baehr, H. D.: *Thermodynamik*. 11. Auflage. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2002.

- [Bar+01] Bartak, M., Cermak, M., Clarke, J. A., Denev, J., Drkal, F., Lain, M., Macdonald, I. A., Majer, M. und Stankov, P.: „Experimental And Numerical Study Of Local Mean Age Of Air“. In: *7th International IBPSA Conference*. Rio de Janeiro, Brazil, 2001, S. 773–779.
- [BJ89] Barth, T. und Jespersen, D.: „The design and application of upwind schemes on unstructured meshes“. In: *27th AIAA Aerospace Science Meeting*. AIAA Paper 89-0366. Reno, NV, 1989.
- [Bej95] Bejan, A.: *Entropy generation minimization: the method of thermodynamic optimization of finite-size systems and finite-time processes*. Mechanical and Aerospace Engineering Series. Taylor & Francis, 1995.
- [Bej82] Bejan, A.: *Entropy generation through heat and fluid flow*. John Wiley & Sons Inc., 1982.
- [Bej96a] Bejan, A.: „Entropy generation minimization: The new thermodynamics of finite size devices and finite time processes“. In: *Journal of Applied Physics* 79.3 (1996), S. 1191–1218.
- [Bej96b] Bejan, A.: „Method of entropy generation minimization, or modeling and optimization based on combined heat transfer and thermodynamics“. In: *Revue Générale de Thermique* 35.418 (1996), S. 637–646.
- [BK03] Bejan, A. und Kraus, A. D.: *Heat transfer handbook*. Bd. 1. John Wiley & Sons Inc., 2003.
- [BL11] Bejan, A. und Lorente, S.: „The constructal law and the evolution of design in nature“. In: *Physics of Life Reviews* 8.3 (2011), S. 209–240.
- [BSL02] Bird, R. B., Stewart, W. E. und Lightfoot, E. N.: *Transport phenomena*. Bd. 2. Auflage. John Wiley & Sons Inc., 2002.
- [Blö10] Blöss, C.: *Entropie: Universelle Aspekte einer physikalischen Mengengröße*. BoD–Books on Demand, 2010.

- [BW15] Böckh, P. von und Wetzel, T.: *Wärmeübertragung*. 6. Auflage. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2015.
- [C+08] Celik, I., Ghia, U., Roache, P. et al.: „Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications“. In: *Journal of Fluids Engineering* 130.7 (2008).
- [CC13] Chen, C.-T. und Chen, H.-I.: „Multi-objective optimization design of plate-fin heat sinks using a direction-based genetic algorithm“. In: *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers* 44.2 (2013), S. 257–265.
- [CM01] Culham, J. und Muzychka, Y.: „Optimization of plate fin heat sinks using entropy generation minimization“. In: *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 24.2 (2001), S. 159–165.
- [Dar16] Daróczy, L.: „Practical issues in the optimization of CFD based engineering problems“. URL: <http://www.lss.ovgu.de/Publikationen.html>. Diss. Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2016.
- [DJT14] Daróczy, L., Janiga, G. und Thévenin, D.: „Systematic analysis of the heat exchanger arrangement problem using multi-objective genetic optimization“. In: *Energy* 65 (2014), S. 364–373.
- [DA95] Deb, K. und Agrawal, R. B.: „Simulated binary crossover for continuous search space“. In: *Complex Systems* 9.2 (1995), S. 115–148.
- [Dem+00] Demokritou, P., Chen, Q., Yang, C. und Spengler, J.: „The impact of ventilation on air quality in indoor ice skating arenas“. In: *6th Healthy Buildings Conference*. 2000, S. 407–412.

- [Dit+06] Ditchfield, C., Tadini, C., Singh, R. und Toledo, R.: „Velocity and temperature profiles, heat transfer coefficients and residence time distribution of a temperature dependent Herschel–Bulkley fluid in a tubular heat exchanger“. In: *Journal of Food Engineering* 76.4 (2006), S. 632–638.
- [Ege+14] Eger, T., Thévenin, D., Janiga, G., Bol, T. und Schroth, R.: „Identification of a Canonical Configuration for a Quantitative Analysis of Transport Phenomena in Electric Machines Based on Entropy Generation“. In: *Energy and Sustainability V*. Hrsg. von Al-Kayiem, H., Brebbia, C. und Zubir, S. Bd. 186. WIT Press, 2014, S. 751–762.
- [Ege+15a] Eger, T., Thévenin, D., Janiga, G., Bol, T. und Schroth, R.: „Numerical Investigations of Residence Time Distribution of Air in Electric Machines Based on a Canonical Configuration“. In: *Conference on Modelling Fluid Flow (the 16th International Conference on Fluid Flow Technologies)*. Hrsg. von Vad, J. Budapest, Ungarn, 2015, S. 034/1–8.
- [Ege13] Eger, T.: „Entwicklung von Verfahren zur Analyse des integralen Enthalpietransports in elektrischen Maschinen“. Masterarbeit. HTW Aalen, 2013.
- [Ege+16] Eger, T., Bol, T., Daróczy, L., Janiga, G., Schroth, R. und Thévenin, D.: „Numerical Investigations of Entropy Generation to Analyze and Improve Heat Transfer Processes in Electric Machines“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 102 (2016), S. 1199–1208.
- [Ege+17] Eger, T., Bol, T., Ramanathan Thanu, A., Daróczy, L., Janiga, G., Schroth, R. und Thévenin, D.: „Application of Entropy Generation to Improve Heat Transfer of Heat Sinks in Electric Machines“. In: *Entropy* 19.6 (2017).

- [Ege+15b] Eger, T., Bol, T., Thévenin, D., Schroth, R. und Janiga, G.: „Preliminary Numerical Investigations of Entropy Generation in Electric Machines Based on a Canonical Configuration“. In: *Entropy* 17.12 (2015), S. 8187–8206.
- [EW13] Erdogan, S. und Wörner, M.: „Influence of channel cross-sectional shape on diffusion-free residence time distribution in fully developed laminar Newtonian flow“. In: *Chemical Engineering Journal* 227 (2013), S. 158–165.
- [FP08] Ferziger, J. H. und Perić, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2008.
- [Fog86] Fogler, H.: *Elements of chemical reaction engineering*. Prentice-Hall, 1986.
- [FB94] Fowler, A. J. und Bejan, A.: „Correlation of optimal sizes of bodies with external forced convection heat transfer“. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 21.1 (1994), S. 17–27.
- [GS11] Giangaspero, G. und Sciubba, E.: „Application of the EGM Method to a LED-Based Spotlight: A Constrained Pseudo-Optimization Design Process Based on the Analysis of the Local Entropy Generation Maps“. In: *Entropy* 13.7 (2011), S. 1212–1228.
- [GS13] Giangaspero, G. und Sciubba, E.: „Application of the entropy generation minimization method to a solar heat exchanger: A pseudo-optimization design process based on the analysis of the local entropy generation maps“. In: *Energy* 58 (2013), S. 52–65.
- [GJ] Guyer J., W. D. und J., W.: *Finite Volume Method*. URL: <http://www.ctcms.nist.gov/fipy/documentation/numerical/discret.html> (besucht am 05.09.2016).

- [HH14] Habchi, C. und Harion, J.-L.: „Residence time distribution and heat transfer in circular pipe fitted with longitudinal rectangular wings“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 74 (2014), S. 13–24.
- [Her13] Herwig, H.: *Wärmeübertragung A-Z: Systematische und ausführliche Erläuterungen wichtiger Größen und Konzepte*. VDI-Buch. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2013.
- [Her00] Herwig, H.: „Was ist Entropie? Eine Frage – Zehn Antworten“. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 66.2 (2000), S. 74–78.
- [HGW10] Herwig, H., Gloss, D. und Wenterodt, T.: „Flow in channels with rough walls? Old and new concepts“. In: *Heat Transfer Engineering* 31.8 (2010), S. 658–665.
- [HK07] Herwig, H. und Kock, F.: „Direct and indirect methods of calculating entropy generation rates in turbulent convective heat transfer problems“. In: *Heat and Mass Transfer* 43.3 (2007), S. 207–215.
- [HK06] Herwig, H. und Kock, F.: „Local entropy production in turbulent shear flows: A tool for evaluating heat transfer performance“. In: *Journal of Thermal Science* 15.2 (2006), S. 159–167.
- [HM09] Herwig, H. und Moschallski, A.: *Wärmeübertragung: Physikalische Grundlagen-Illustrierende Beispiele-Übungsaufgaben mit Musterlösungen*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2009.
- [Her97] Herwig, H.: „Kritische Anmerkungen zu einem weitverbreiteten Konzept: Der Wärmeübergangskoeffizient α “. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 63.1-2 (1997), S. 13–17.
- [Her04] Herwig, H.: *Strömungsmechanik A-Z: Eine systematische Einordnung von Begriffen und Konzepten der Strömungsmechanik*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2004.

- [Her16] Herwig, H.: „What Exactly is the Nusselt Number in Convective Heat Transfer Problems and are There Alternatives?“ In: *Entropy* 18.5 (2016), S. 198.
- [HS13] Herwig, H. und Schmandt, B.: „Drag with external and pressure drop with internal flows: a new and unifying look at losses in the flow field based on the second law of thermodynamics“. In: *Fluid Dynamics Research* 45.5 (2013), S. 055507.
- [HS15] Herwig, H. und Schmandt, B.: *Strömungsmechanik: Physik–Mathematische Modelle–Thermodynamische Aspekte*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2015.
- [HW12] Herwig, H. und Wenterodt, T.: *Entropie für Ingenieure - Erfolgreich das Entropie-Konzept bei energietechnischen Fragestellungen anwenden*. Vieweg+Teubner Verlag, 2012.
- [Hil+06] Hilbert, R., Janiga, G., Baron, R. und Thévenin, D.: „Multi-objective shape optimization of a heat exchanger using parallel genetic algorithms“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49.15–16 (2006), S. 2567–2577.
- [Jan+15] Janiga, G., Daróczy, L., Berg, P., Thévenin, D., Skalej, M. und Beuing, O.: „An automatic CFD-based flow diverter optimization principle for patient-specific intracranial aneurysms“. In: *Journal of Biomechanics* 48.14 (2015), S. 3846–3852.
- [KCY08] Khan, W. A., Culham, J. R. und Yovanovich, M. M.: „Optimization of Pin-Fin Heat Sinks in Bypass Flow Using Entropy Generation Minimization Method“. In: *Journal of Electronic Packaging* 130 (3 2008), S. 0310101–0310107.
- [KYC06] Khan, W., Yovanovich, M. und Culham, J.: „Optimization of microchannel heat sinks using entropy generation minimization method“. In: *Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, 2006 IEEE Twenty-Second Annual IEEE*. 2006, S. 78–86.

- [Ko06] Ko, T.-H.: „A numerical study on entropy generation and optimization for laminar forced convection in a rectangular curved duct with longitudinal ribs“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 45.11 (2006), S. 1113–1125.
- [KT06] Ko, T. und Ting, K.: „Entropy generation and optimal analysis for laminar forced convection in curved rectangular ducts: A numerical study“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 45.2 (2006), S. 138–150.
- [Koc03] Kock, F.: „Bestimmung der lokalen Entropieproduktion in turbulenten Strömungen und deren Nutzung zur Bewertung konvektiver Transportprozesse“. Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg, 2003.
- [KH05] Kock, F. und Herwig, H.: „Entropy production calculation for turbulent shear flows and their implementation in CFD codes“. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26.4 (2005), S. 672–680.
- [KH04] Kock, F. und Herwig, H.: „Local entropy production in turbulent shear flows: a high-Reynolds number model with wall functions“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47.10 (2004), S. 2205–2215.
- [LK97] Lane, G. und Koh, P.: „CFD Simulation of a Rushton Turbine in a Baffled Tank“. In: *International Conference on CFD in Mineral & Metal Processing and Power Generation*. 1997, S. 377–385.
- [Leh] Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik: *Numerische Strömungssimulation - Ausgewählte Forschungsprojekte*. URL: <http://www.lss.ovgu.de/-p-1536> (besucht am 20.09.2016).

- [LZL14] Li, A., Zhu, Y. und Li, Y.: *Proceedings of the 8th International Symposium on Heating, Ventilation and Air Conditioning*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2014.
- [LJ96] Li, X. und Jian, Y.: „Calculation of age-of-air with velocity field“. In: *Post-IAQ 96 Seminar, Beijing* (1996).
- [Li+03] Li, X., Li, D., Yang, X. und Yang, J.: „Total air age: an extension of the air age concept“. In: *Building and Environment* 38 (2003), S. 1263–1269.
- [Lin80] Lin, S.: „The residence time distribution for laminar non-newtonian flow in an annulus with negligible diffusion“. In: *Chemical Engineering Science* 35 (1980), S. 1477–1480.
- [Lin+05] Lin, Z., Chow, T., Tsang, C., Fong, K. und Chan, L.: „CFD study on effect of the air supply location on the performance of the displacement ventilation system“. In: *Building and Environment* 40 (2005), S. 1051–1067.
- [Liu12] Liu, M.: „Age distribution and degree of mixing in continuous flow stirred tank reactors“. In: *Chemical Engineering Science* 69 (2012), S. 382–393.
- [MMH12] Mahian, O., Mahmud, S. und Heris, S. Z.: „Analysis of entropy generation between co-rotating cylinders using nanofluids“. In: *Energy* 44.1 (2012), S. 438–446.
- [MMP12] Mahian, O., Mahmud, S. und Pop, I.: „Analysis of first and second laws of thermodynamics between two isothermal cylinders with relative rotation in the presence of MHD flow“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55.17 (2012), S. 4808–4816.
- [MF03] Mahmud, S. und Fraser, R. A.: „Analysis of entropy generation inside concentric cylindrical annuli with relative rotation“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 42.5 (2003), S. 513–521.

- [MDP] MDPI AG. URL: <http://www.mdpi.com/journal/entropy>.
- [Men08] Menter, F.: *Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows*. Techn. Ber. NASA Tech. Memorand, 2008.
- [MDT17] Meyer, J., Daróczy, L. und Thévenin, D.: „Shape Optimization of the Pick-Up Tube in a Pitot-Tube Jet-Pump“. In: *Journal of Fluids Engineering* 139.2 (2017), S. 021103/1–11.
- [MSR08] Mirzazadeh, M., Shafaei, A. und Rashidi, F.: „Entropy analysis for non-linear viscoelastic fluid in concentric rotating cylinders“. In: *International Journal of Thermal Sciences* 47.12 (2008), S. 1701–1711.
- [NRL15] Nasiri, M., Rashidi, M. M. und Lorenzini, G.: „Effect of Magnetic Field on Entropy Generation in a Microchannel Heat Sink with Offset Fan Shaped“. In: *Entropy* 18.1 (2015), S. 10.
- [Nau08] Nauman, E. B.: *Chemical reactor design, optimization, and scaleup*. John Wiley & Sons Inc., 2008.
- [NS03] Novoselac, A. und Srebric, J.: „Comparison of air exchange efficiency and contaminant removal effectiveness as IAQ indices“. In: *Transaction-American Society of Heating Refrigerating and Air Conditioning Engineers* 109.2 (2003), S. 339–349.
- [OSC98] Oberkampf, W., Sindir, M. und Conlisk, A.: *Guide for the verification and validation of computational fluid dynamics simulations*. American Institute of Aeronautics und Astronautics. 1998.
- [OT02] Oberkampf, W. und Trucano, T.: „Verification and validation in computational fluid dynamics“. In: *Progress in Aerospace Sciences* 38.3 (2002), S. 209–272.

- [Pea01] Pearson, K.: „On lines and planes of closest fit to systems of points in space“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 2.11 (1901), S. 559–572.
- [Pec82] Pechoc, V.: „The residence time distribution for laminar flow in an annulus with negligible diffusion“. In: *Chemical Engineering Science* 38 (1982), S. 1341–1342.
- [PK09] Polifke, W. und Kopitz, J.: *Wärmeübertragung: Grundlagen, analytische und numerische Methoden*. Pearson Deutschland GmbH, 2009.
- [PB82] Poulikakos, A. und Bejan, A.: „Fin Geometry for Minimum Entropy Generation in Forced Convection“. In: *Journal of Heat Transfer* 104.4 (1982), S. 616–623.
- [Pud+92] Pudjiono, P., Tavaré, N., Garside, J. und Nigam, K.: „Residence time distribution from a continuous Couette flow device“. In: *Chemical Engineering Journal* 48 (1992), S. 101–110.
- [RKM14] Rajavathsavai, D., Khapre, A. und Munshi, B.: „Study of Mixing Behavior of CSTR using CFD“. In: *Brazilian Journal of Chemical Engineering* 31 (2014), S. 119–129.
- [RH12] Redecker, C. und Herwig, H.: „Assessing heat transfer processes: a critical view at criteria based on the second law of thermodynamics“. In: *Forschung im Ingenieurwesen* 76.3-4 (2012), S. 77–85.
- [RD11] Reif, K. und Dietsche, K.-H.: *Kraftfahrtechnisches Taschenbuch*. 27. Auflage. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2011.
- [RC83] Rhie, C. und Chow, W.: „Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation“. In: *AIAA journal* 21.11 (1983), S. 1525–1532.

- [Ric11] Richardson, L. F.: „The approximate arithmetical solution by finite differences of physical problems involving differential equations, with an application to the stresses in a masonry dam“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 210 (1911), S. 307–357.
- [RG27] Richardson, L. und Gaunt, J.: „The deferred approach to the limit. Part I. Single lattice. Part II. Interpenetrating lattices“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, containing papers of a mathematical or physical character* 226 (1927), S. 299–361.
- [RN10] Rim, D. und Novoselac, A.: „Ventilation effectiveness as an indicator of occupant exposure to particles from indoor sources“. In: *Building and Environment* 45.5 (2010), S. 1214–1224.
- [Roa97] Roache, P.: „Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics“. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 29.1 (1997), S. 123–160.
- [Roa98] Roache, P.: *Verification and validation in computational science and engineering*. Hermosa, 1998.
- [Roy05] Roy, C.: „Review of code and solution verification procedures for computational simulation“. In: *Journal of Computational Physics* 205.1 (2005), S. 131–156.
- [Şah98] Şahin, A. Z.: „Irreversibilities in various duct geometries with constant wall heat flux and laminar flow“. In: *Energy* 23.6 (1998), S. 465–473.
- [Şah02] Şahin, A.: „Entropy generation and pumping power in a turbulent fluid flow through a smooth pipe subjected to constant heat flux“. In: *Exergy - An International Journal an International Journal* 2.4 (2002), S. 314–321.

- [Sch06] Schäfer, M.: *Computational engineering: introduction to numerical methods*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2006.
- [SG00] Schlichting, H. und Gersten, K.: *Boundary-Layer Theory*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2000.
- [ST88] Schlünder, E.-U. und Tsotsas, E.: *Wärmeübertragung in Festbetten, durchmischten Schüttgütern und Wirbelschichten*. Thieme (Lehrbuchreihe Chemieingenieurwesen/Verfahrenstechnik), 1988.
- [Sch13] Schönung, B.: *Numerische Strömungsmechanik - Inkompressible Strömungen mit komplexen Berandungen*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2013.
- [Sch12] Schwarze, R.: *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2012.
- [SVS15] Sciacovelli, A., Verda, V. und Sciubba, E.: „Entropy generation analysis as a design tool - A review“. In: *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 43 (2015), S. 1167–1181.
- [Sco] Scopus. URL: <http://www.scopus.com>.
- [Shi16] Shi, K.: „Integrale Analyse der Wärmeübertragung in elektrischen Generatoren“. Masterarbeit. KIT - Karlsruher Institut für Technologie, 2016.
- [SL04] Shih, C. und Liu, G.: „Optimal design methodology of plate-fin heat sinks for electronic cooling using entropy generation strategy“. In: *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 27.3 (2004), S. 551–559.
- [The07] Thess, A.: *Das Entropieprinzip: Thermodynamik für Unzufriedene*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2007.

- [TJ08] Thévenin, D. und Janiga, G.: *Optimization and Computational Fluid Dynamics*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2008.
- [VDI05] VDI Gesellschaft: *VDI-Wärmeatlas*. 10. Auflage. Wiesbaden: Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- [Vil+13] Villafruela, J. M., Castro, F., San José, J. F. und Saint-Martin, J.: „Comparison of air change efficiency, contaminant removal effectiveness and infection risk as IAQ indices in isolation rooms“. In: *Energy and Buildings* 57 (2013), S. 210–219.
- [Wen+13] Wenterodt, T. et al.: „Die Bewertung und numerische Optimierung von Wärmeübertragern anhand einer Energieentwertungszahl“. Diss. Technische Universität Hamburg-Harburg, 2013.
- [WH14] Wenterodt, T. und Herwig, H.: „The Entropic Potential Concept: a New Way to Look at Energy Transfer Operations“. In: *Entropy* 16.4 (2014), S. 2071–2084.
- [Wil88] Wilcox, D. C.: „Multiscale model for turbulent flows“. In: *AIAA Journal* 26.11 (1988), S. 1311–1320.
- [Wör15] Wörner, M.: „General pure convection residence time distribution theory of fully developed laminar flows in straight planar and axisymmetric channels“. In: *Chemical Engineering Science* 122 (2015), S. 555–564.
- [Xiu+11] Xiujie, Z., Jiming, C., Weishan, K., Jihong, W. und Tao, Y.: „Heat transfer coefficient calculation for analysis of ITER shield block using CFX and ANSYS“. In: *Fusion Engineering and Design* 86.4–5 (2011), S. 312–317.
- [YFT08] Yang, W.-J., Furukawa, T. und Torii, S.: „Optimal package design of stacks of convection-cooled printed circuit boards using entropy generation minimization method“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.16 (2008), S. 4038–4046.

- [ZB15] Zierep, J. und Bühler, K.: *Grundzüge der Strömungslehre - Grundlagen, Statik und Dynamik der Fluide*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2015.

Eigene Publikationen

Journalartikel

- **Eger, T.**, Bol, T., Ayothi R. T., Daróczy, L., Janiga, G., Schroth, R. und Thévenin, D.: „Application of Entropy Generation to Improve Heat Transfer of Heat Sinks in Electric Machines“. In: *Entropy* 19.6 (2017).
- **Eger, T.**, Bol, T., Daróczy, L., Janiga, G., Schroth, R. und Thévenin, D.: „Numerical Investigations of Entropy Generation to Analyze and Improve Heat Transfer Processes in Electric Machines“. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 102 (2016), S. 1199-1208.
- **Eger, T.**, Bol, T., Thévenin, D., Schroth, R. und Janiga, G.: „Preliminary Numerical Investigations of Entropy Generation in Electric Machines Based on a Canonical Configuration“. In: *Entropy* 17.12 (2015), S. 8187-8206.

Konferenzbeiträge

- **Eger, T.**, Thévenin, D., Janiga, G., Bol, T. und Schroth, R.: „Numerical Investigations of Residence Time Distribution of Air in Electric Machines Based on a Canonical Configuration“. In: *Conference on Modelling Fluid Flow (the 16th International Conference on Fluid Flow Technologies)*. Hrsg. von Vad, J. Budapest, Ungarn, 2015, S. 034/1-8.
- Bol, T., **Eger, T.**, Janiga, G., Schroth, R. und Thévenin, D.: Preliminary numerical investigations of entropy generation in electric machines based on a canonical configuration. In: *7th International Exergy, Energy and Environment Symposium*. Valenciennes, Frankreich, 2015, S. 018/1-9.
- **Eger, T.**, Thévenin, D., Janiga, G., Bol, T. und Schroth, R.: „Identification of a Canonical Configuration for a Quantitative Analysis of Transport Phenomena in Electric Machines Based on Entropy Generation“. In: *Energy and Sustainability V*. Hrsg. von Al-Kayiem, H., Brebbia, C. und Zubir S. Bd. 186. WIT Press, 2014, S. 751-762.

(Mit-)Betreute Master- und Diplomarbeiten

- Shi, K.: „Integrale Analyse der Wärmeübertragung in elektrischen Generatoren“. Masterarbeit. KIT - Karlsruher Institut für Technologie, 2016.
- Li, F.: „Analyse der Transportvorgänge und Berechnung der Entropieproduktion in den fluiden Feldern in elektrischen Maschinen“. Diplomarbeit. Universität Stuttgart, 2013.

