

**Jan Langebach**

**Beiträge zur thermischen Auslegung von  
Automobilscheinwerfern**



# Beiträge zur thermischen Auslegung von Automobilscheinwerfern

Von Jan Langebach



Universitätsverlag Ilmenau  
2008

# Impressum

## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Angaben sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Diese Arbeit hat der Fakultät Maschinenbau als Dissertation vorgelegen	
Tag der Einreichung:	10. Juli 2007
1. Gutachter:	Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. A. Thess, Technische Universität Ilmenau
2. Gutachter:	Jun.-Prof. Dr. rer. nat. habil. J. Schumacher, Technische Universität Ilmenau
3. Gutachter:	Dr.-Ing. P. Fischer, Automotive Lighting Reutlingen GmbH
Tag der Verteidigung:	3. Dezember 2007

Technische Universität Ilmenau/Universitätsbibliothek

### **Universitätsverlag Ilmenau**

Postfach 10 05 65

98684 Ilmenau

[www.tu-ilmenau.de/universitaetsverlag](http://www.tu-ilmenau.de/universitaetsverlag)

### **Herstellung und Auslieferung**

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG

Am Hawerkamp 31

48155 Münster

[www.mv-verlag.de](http://www.mv-verlag.de)

ISBN 978-3-939473-27-5

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2007000355

Meinem lieben Vater gewidmet.



Diese Arbeit entstand während einer Kooperation zwischen der Technischen Universität Ilmenau und der Firma Automotive Lighting Reutlingen GmbH. Die Arbeitsgruppe Angewandte Thermo- und Fluidodynamik des Fachgebietes Thermo- und Magnetofluidynamik beschäftigt sich seit mehreren Jahren mit dem Wärmetransport in Automobilscheinwerfern und arbeitet dabei mit Automobilherstellern und Zulieferern zusammen.



## Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Wärmetransport in Automobilscheinwerfern numerisch und experimentell untersucht. Die Scheinwerfer unterteilen sich dabei in Bezug auf die Lichtquelle in zwei Klassen: Scheinwerfer mit Halbleiter-Lichtquellen (Light-Emitting-Diodes) und Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern (Halogen-Glühlampen). Das Auslegungskonzept beider Klassen unterscheidet sich grundlegend. Deshalb entstehen für die Arbeit zwei Schwerpunkte: Die optimale Kühlung von Halbleiter-Lichtquellen im Scheinwerfer und die Verminderung von lokalen Überhitzungen an der Abdeckscheibe von Scheinwerfern mit Temperaturstrahlern, sogenannten Hot-Spots.

Halbleiter-Lichtquellen werden zum verbesserten Wärmetransport mit Kühlkörpern versehen. Sind diese im geschlossenen Gehäuse des Scheinwerfers platziert, muss die Wärme vom Kühlkörper an die Innenluft des Scheinwerfers und von dort an die Gehäusewand abgegeben werden. Der erste Teil der Arbeit untersucht den Einfluss der erzwungenen und gemischten Konvektion auf den Wärmetransport von Kühlkörper zu Gehäuse und vergleicht ihn mit dem Einfluss der natürlichen Konvektion im geschlossenen Scheinwerfergehäuse. Im Gegensatz zu bestehenden Studien wird die erzwungene Konvektion zur Erhöhung des Wärmeüberganges am Kühlkörper und dem Gehäuse genutzt und nicht zum Abtransport von erwärmtem Fluid. Der Einsatz der gemischten Konvektion erhöht den Wärmetransport im untersuchten Modell um mehr als 50% gegenüber natürlicher Konvektion. Der Wärmetransport kann durch Positionierung der Wärmequelle in der Hauptströmung, durch Vergrößerung der Gehäusefläche und durch den Einsatz eines Abdeckrahmens maximiert werden. Wird der Kühlkörper anstelle einer ebenen Platte durch eine Oberfläche mit Rippen ersetzt, erhöht sich der Wärmetransport maximal um den Faktor 2,2. Behindern benachbarte Bauteile das kühlende Fluid am Zu- und Abströmen vom Kühlkörper, so wird der Wärmetransport stark reduziert. Der Abstand und die Größe der Begrenzungen vermindern den Wärmetransport im untersuchten Parameterbereich für natürliche Konvektion um bis zu 65%. Die Untersuchungen werden numerisch durchgeführt und mit Modellexperimenten validiert.

Die Entstehung des Hot-Spots an der Abdeckscheibe von Scheinwerfern wird im zweiten Teil der Arbeit studiert. Anhand eines experimentellen Aufbaus kann der Druck innerhalb eines Scheinwerfermodells reduziert werden und somit erlauben die Experimente die Variation der Rayleigh-Zahl über sechs Größenordnungen. Dies mindert den Einfluss des konvektiven Wärmetransportes stark und die Kopplung von Konvektion und Strahlung wird direkt beeinflusst. Die gefundenen Ergebnisse erweitern die wenigen, in diesem Parameterbereich verfügbaren Literaturdaten erheblich. In den Experimenten werden die Rayleigh-Zahl, Abstand von Reflektor und Abdeckscheibe und Emissionskoeffizient des Reflektors als Kennzahlen des Modells ermittelt. Begleitende numerische Simulationen bilden die Strömungsverhältnisse innerhalb der Geometrie nach und erklären die auftretenden Effekte. Eine zweite numerische Studie untersucht ein Modell der Abdeckscheibe, die alle vorher variierten Parameter in sich vereint. Weitere Parameter der Abdeckscheibe, wie die Scheibendicke, werden so in die Untersuchungen aufgenommen. Das Modell ist mit dem einer ebenen Platte, mit diskreter Wärmequelle und gekoppeltem Wärmetransport auf zwei Seiten vergleichbar und stellt eine neuartige Kombination zum Studium des Wärmetransportes dar. Es kommt außerdem ohne die Benutzung eines Strahlungsmodells für gerichtete Strahlung aus.

## Abstract

The present work investigates the heat transfer in automotive headlights numerically and experimentally. The headlights can be divided into two main groups: Headlights with semiconductor light sources (Light Emitting Diodes) and headlights with thermal radiating light sources (halogen bulbs). Since the thermal design of both groups is fundamentally different, this work focuses on two main points: First the optimal cooling of semiconductor light sources operating inside the headlight housing is investigated. Secondly the prevention of high temperature spots at the lens of an automotive headlight, so called hot-spots, is studied while using thermal radiating light sources.

For improved cooling, semiconductor light sources are equipped with heat sinks which are enclosed by the headlight housing. The heat is transferred from the heat sink to the enclosed air of the headlight and further to the headlight walls. Therefore, to improve the heat transfer the investigation focuses on the effect of forced and mixed convection as compared to natural convection heat transfer. Unlike previous studies, the mixed convection flow is used to improve the heat transfer at the wall and not to remove hot fluid. If mixed convection is applied, the heat transfer is improved as much as 50% compared to natural convection. Positioning the heat source in the main stream, enlarging the housing area, and using bezels serve to enhance the heat transfer. Compared to the flat plate, using fins for surface enhancement increases the heat transfer by the factor 2.2. If the fluid flow to and from the heat sink is retarded by adjacent parts, the heat transfer is strongly reduced. Within the parameter range of the present investigation, the heat transfer by natural convection is reduced up to 65%. The numerical investigations are validated by experiments.

The development, particularly of the temperature and position of the hot-spot, is the main focus of the second part of the present work. A headlight model has been developed allowing for the reduction of the inside pressure. The Rayleigh number varies over six orders of magnitude within the experiments limiting convection and influencing the coupling of convection and radiation heat transfer. The results provide new experimental data which is rarely found in literature. The Rayleigh number, the distance between the reflector and the lens, and the emission coefficient of the reflector have been found to be the important parameters for the model. The flow field inside the headlight is numerically reproduced and important effects are revealed and discussed. A second numerical study investigates a simplified model of the lens which combines all previously discussed parameters. Therefore, supplementary parameters such as the thickness of the lens have been included in the investigation. The model is similar to the vertical flat plate with a discrete heat source and conjugated heat transfer on both walls. This is a novel geometry for the investigation of heat transfer and provides new results in the field of heat transfer. The approach of the numerical study does not need a numerical model for specular reflected radiation.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Problemstellung	1
1.1.1	Scheinwerfer mit Halbleiter-Strahlungsquellen	3
1.1.2	Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern	6
1.2	Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	7
1.3	Einordnung in die Literatur - Stand des Wissens	8
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Thermofluiddynamik</b>	<b>13</b>
2.1	Grundgleichungen	13
2.1.1	Wärmeleitung und Konvektion	14
2.1.2	Wärmestrahlung	19
2.2	Numerische Methoden	22
2.2.1	Strömungs- und Wärmetransportmodellierung	22
2.2.2	Turbulenzmodellierung	23
2.2.3	Strahlungsmodellierung	25
2.2.4	Gittergenerierung	26
2.3	Experimentelle Methoden	27
2.3.1	Temperaturmessung	27
2.3.2	Strömungsmessung	28
<b>3</b>	<b>Wärmetransport in Scheinwerfern mit Halbleiter-Lichtquellen</b>	<b>31</b>
3.1	Wirkung der erzwungenen Konvektion	32
3.1.1	Experimentdefinition	32
3.1.2	Numerische Ergebnisse	34
3.1.3	Experimentelle Ergebnisse	38
3.1.4	Vergleich und Zusammenfassung von Simulation und Messung	39
3.2	Wirkung der gemischten Konvektion	41
3.2.1	Experimentdefinition	41
3.2.2	Numerische Ergebnisse	47
3.2.3	Experimentelle Ergebnisse	59
3.2.4	Vergleich und Zusammenfassung von Simulation und Messung	66
3.3	Wirkung der natürlichen Konvektion	69
3.3.1	Experimentdefinition	69
3.3.2	Numerische Ergebnisse	71
3.3.3	Experimentelle Ergebnisse	79
3.3.4	Vergleich und Zusammenfassung von Simulation und Messung	82
3.4	Wirkung geometrischer Begrenzung	83
3.4.1	Experimentdefinition	84
3.4.2	Numerische Ergebnisse	85

3.5	Anwendung . . . . .	91
3.5.1	Modellaufbau . . . . .	92
3.5.2	Ergebnisse und Diskussion . . . . .	93
3.6	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	95
<b>4</b>	<b>Wärmetransport in Scheinwerfern mit Temperaturstrahlern</b>	<b>97</b>
4.1	Beeinflussung der Konvektion durch Druckvariation . . . . .	97
4.1.1	Experimentdefinition . . . . .	97
4.1.2	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	101
4.1.3	Numerische Ergebnisse . . . . .	106
4.1.4	Vergleich und Zusammenfassung von Messung und Simulation . . . . .	111
4.2	Entstehung des Hot-Spots an der Abdeckscheibe - Parameterstudie . . . . .	111
4.2.1	Experimentdefinition . . . . .	112
4.2.2	Numerische Ergebnisse . . . . .	114
4.3	Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	127
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Zusätzliche Abbildungen und Informationen</b>	<b>135</b>
A.1	Scheinwerfer mit Halbleiter-Lichtquellen . . . . .	135
A.1.1	Wahl der turbulenten Parameter . . . . .	135
A.1.2	Modellaufbau zur Wirkung der gemischten Konvektion . . . . .	136
A.1.3	Abbildungen: Wirkung der gemischten Konvektion . . . . .	137
A.1.4	Abbildungen: Wirkung geometrischer Begrenzung . . . . .	138
A.2	Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern . . . . .	145
A.2.1	Abbildungen: Beeinflussung der Konvektion durch Druckvariation . . . . .	145
A.2.2	Abbildungen: Entstehung des Hot-Spot an der Abdeckscheibe . . . . .	145
<b>B</b>	<b>Berechnungsgitter und Gitterstudien</b>	<b>147</b>
B.1	Hilfsgeometrie - beheizte vertikale Platte . . . . .	147
B.2	Wirkung der gemischten Konvektion . . . . .	149
B.3	Wirkung geometrischer Begrenzung . . . . .	150
B.4	Beeinflussung der Konvektion durch Druckminderung . . . . .	152
B.5	Parameterstudie an der Abdeckscheibe . . . . .	153
<b>C</b>	<b>User Defined Functions (UDF)</b>	<b>155</b>

# Nomenklatur

## Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$A$	$\text{m}^2$	Fläche
$A_D$	$\text{m}^2$	Querschnittsfläche des Gehäuses
$a$		beliebige Konstante
$B$	$\text{m}$	Tiefe des Kanals
$Bi$		Biot-Zahl
$b$		beliebige Konstante
$C$		beliebige Konstante
$C_f$		Reibungskoeffizient
$c_p$	$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$D$	$\text{m}$	vertikaler Abstand von Kanal zu Begrenzung
$ds$	$\text{m}$	infinitesimales Wegstück
$E$	$\text{m}$	Länge der Einströmöffnung
$E_b$	$\text{W}/\text{m}^2$	Strahlungsdichte des schwarzen Körpers
$E_{\bar{\lambda}}$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$	spektrale Strahlungsdichte
$E_{\bar{\lambda},b}$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$	spektrale Strahlungsdichte des schwarzen Körpers
$F_{ij}$		Sichtfaktor der Oberflächen $i$ und $j$
$G_{\bar{\lambda}}$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$	spektrale Bestrahlungsstärke
$Gr$		Grashof-Zahl
$g$	$\text{m}/\text{s}^2$	Erdbeschleunigung
$\vec{g}$	$\text{m}/\text{s}^2$	Vektor der Erdbeschleunigung
$H$	$\text{m}$	Höhe der Geometrie bzw. des Kanals
$h$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$	konvektiver Wärmeübergangskoeffizient
$I$	$\text{W}/\text{m}^2$	Strahlungsintensität
$J_{\bar{\lambda}}$	$\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \mu\text{m})$	spektrale Ausstrahlung
$k$	$\text{m}^2/\text{s}^2$	turbulente kinetische Energie
$k$	$\text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$	Wärmeleitfähigkeit
$L$	$\text{m}$	charakteristische Länge, horizontale Länge der Kanalbegrenzung, Gehäuselänge
$L_D$	$\text{m}$	Abdeckscheibendurchmesser

$L_Q$	m	Quelldurchmesser
$L_S$	m	Abdeckscheibendicke
$M$	mol	Molare Masse
$Nu$		Nußelt-Zahl
$N_{RC}$		Strahlungs-Wärmeleitungs-Interaktionsparameter
$n$		Brechungsindex
$\vec{n}$	m	Richtung normal zur Oberfläche
$\vec{n}$	m	Einheitsvektor normal zur Oberfläche
$Pr$		Prandtl-Zahl
$Pr_t$		turbulente Prandtl-Zahl
$p$	Pa	Druck
$\dot{Q}$	W	Wärmestrom
$\dot{Q}_\lambda$	W/ $\mu\text{m}$	spektraler Wärmestrom
$\dot{q}$	W/ $\text{m}^2$	Wärmestromdichte
$\dot{q}'''$	W/ $\text{m}^3$	Quelldichte
$R$	m	Breite des Kanals
$R_S$	J/(kg · K)	spezifische Gaskonstante
$R_{th}$	K/W	thermischer Widerstand
$Ra$		Rayleigh-Zahl
$Re$		Reynolds-Zahl
$Ri$		Richardson-Zahl
$St$		Stanton-Zahl
$\vec{s}$	m	Richtung
$T$	K	Temperatur
$t$	s	Zeit
$\vec{t}$	m	Richtung tangential zur Oberfläche
$\vec{t}$	m	Einheitsvektor tangential an der Oberfläche
$\vec{V} = (U, V, W)$		dimensionslose Geschwindigkeit
$V_S$	m	Verschiebung
$\vec{v} = (u, v, w)$	m/ $\text{s}^2$	Geschwindigkeit
$\vec{X} = (X, Y, Z)$		dimensionsloser Ort
$\vec{x} = (x, y, z)$	m	Ort
$y^+$		dimensionsloser Wandabstand der Turbulenz

## Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
$\alpha$		Absorptionskoeffizient
$\tilde{\alpha}$	1/m	Absorptionsgrad
$\beta$	1/K	thermischer Ausdehnungskoeffizient
$\Gamma$		Aspektverhältnis
$\gamma$	°	Winkel
$\Delta T$	K	Temperaturdifferenz
$\Delta x$	m	Differenz zweier Längen/Ortsangaben
$\epsilon$	$\text{m}^2/\text{s}^3$	tubulente Dissipation
$\varepsilon$		Emissionskoeffizient
$\varepsilon_{\lambda}$		spektraler Emissionskoeffizient
$\eta$		Rippeneffizienz
$\Theta$	rad	Winkel
$\theta$		dimensionslose Temperatur
$\kappa$	$\text{m}^2/\text{s}$	Temperaturleitfähigkeit
$\lambda$	m	Wellenlänge
$\mu$	$\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$	dynamische Viskosität
$\mu_t$	$\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^2$	turbulente Viskosität, Wirbelviskosität
$\nu$	$\text{m}^2/\text{s}$	kinematische Viskosität
$\rho$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Massendichte
$\varrho$		Reflexionskoeffizient
$\varrho_g$		Anteil der gerichtet reflektierter Strahlung
$\varrho_d$		Anteil an diffus reflektierter Strahlung
$\sigma$	$\text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\tau$		Transmissionskoeffizient
$\tau_W$	$\text{N}/\text{m}^2$	Wandschubspannung
$\varphi$	rad	Winkel

## Indizes

$A$	Außenseite der Wand/Geometrie
$B$	Wert der Grundplatte
$BE$	Blende zu Einströmöffnung
conv	konvektiver Anteil
$E$	an der Einströmöffnung
$F$	Wert der Rippe

$G$	Wert an der Gehäusewand
ges	gesamt
$I$	Innenseite der Wand/Geometrie
$L$	Wert des Fluids/Luft
$LH$	Länge zu Höhe
$LG$	von der Luft/Fluid zur Gehäusewand
leit	Wärmeleitung
max	maximaler Wert
min	minimaler Wert
$Q$	Wert an der Wärmequelle
$QG$	von der Wärmequelle zur Gehäusewand
$QL$	von der Wärmequelle zur Luft/Fluid
$RS$	Reflektor zu Scheibe
rad	Anteil der Strahlung
$S$	Wert der Scheibe
$W$	Wert an der Wand
$\infty$	Wert im Unendlichen/Rand, Referenzgröße

## Modifikationen

Es werden folgende Bezeichnungen für die Modifikation einer beliebigen Größe  $\Phi$  eingeführt:

$\langle \Phi \rangle$	zeitliche Mittelung
$\Phi'$	zeitliche Schwankung
$\overline{\Phi}$	örtliche Mittelung
$ \vec{\Phi} $	Betrag des Vektors
$\Phi^*$	Mittelung über alle Positionen der Wärmequelle

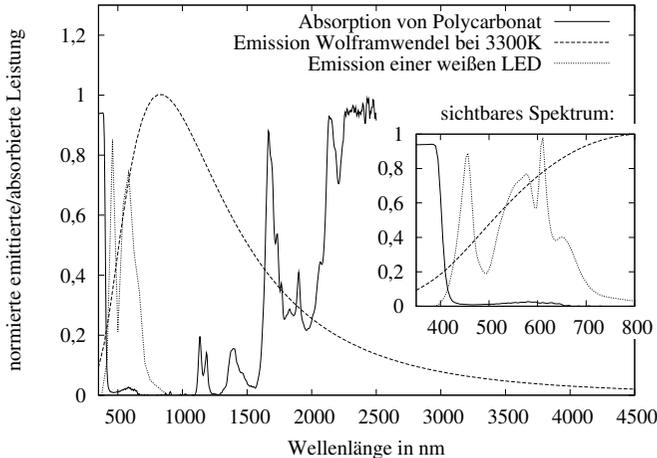
# 1 Einleitung

## 1.1 Problemstellung

Die Kraftfahrzeugentwicklung unterliegt in der heutigen Zeit einem ständig größer werdenden Anspruch an Innovation. Dabei entsteht häufig ein Spannungskreis zwischen funktionalen Aspekten und modernem Design. Der Frontscheinwerfer als wesentlicher Bestandteil der Fahrzeugsilhouette bestimmt dabei durch sein äußeres und inneres Erscheinungsbild das Fahrzeug-Styling und die individuelle Note des Automobilherstellers. Aus Kostengründen und fertigungstechnischen Gründen werden moderne Scheinwerfer aus Kunststoffen hergestellt. Die gegenüber früher verwendeten Materialien wie Blech und Glas erheblich wärmeempfindlicheren Kunststoffe fordern vom Entwickler ein erhöhtes Maß an Sorgfalt. Als Leuchtmittel in den Scheinwerfern werden heutzutage zum Großteil Glühlampen eingesetzt. Eine zur Weißglut erhitzte Wolframwendel emittiert dabei sowohl sichtbares Licht als auch erhebliche Anteile an Wärmestrahlung im infraroten Spektralbereich. Die Wolframwendel wird deshalb auch als Temperaturstrahler bezeichnet. Das Zusammenspiel der Wärmestrahlung mit den Wärmeübertragungsmechanismen Konvektion und Wärmeleitung im Inneren des Scheinwerfers kann zu kritischen Temperaturen an innenliegenden Bauteilen und der Abdeckscheibe führen. Im Extremfall bedingen diese Temperaturen Materialversagen mit sichtbarer Beschädigung des Scheinwerfers. Deshalb wird konsequent am Verständnis und der Voraussage solchen Versagens gearbeitet.

Neben den Temperaturstrahlern (Glühlampen) und Entladungslampen (Xenon-Gasentladungslampen) werden sich in der Zukunft auch Leuchtdioden (Light Emitting Diode – LED) verstärkt im Frontscheinwerferbereich wiederfinden. LEDs gehören zu den Halbleiterbauelementen und werden deshalb als Halbleiterlichtquellen bezeichnet. Durch geeignete Materialwahl und Dotierung kann die Wellenlänge des emittierten Lichtes im sichtbaren Spektralbereich gewählt werden. Im Gegensatz zur verbreiteten Anwendung von LEDs mit Anschlussleistungen im Milliwatt-Bereich werden im Scheinwerfer Hochleistungs-LEDs eingesetzt. Diese setzen ca. 15 - 20% der elektrischen Eingangsleistung in sichtbares Licht um. Die verbleibende Verlustleistung muss als Wärme über einen geeigneten Kühlkörper abgegeben werden.

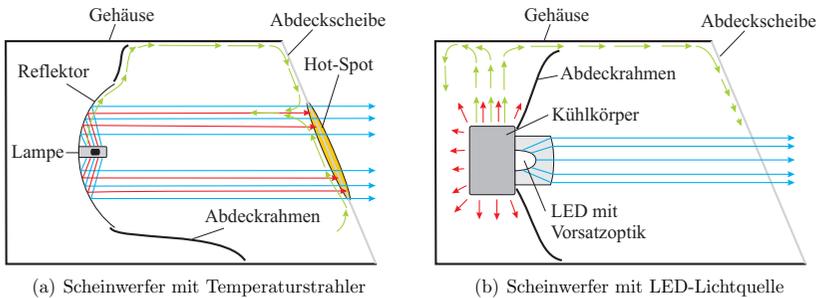
Obwohl die prozentualen Anteile der Strahlungsleistung im sichtbaren Spektralbereich an der gesamten Eingangsleistung beider Lichtquellenarten vergleichbar sind, ergeben sich beim Einsatz von Temperaturstrahlern sowie Halbleiter-Lichtquellen für den Scheinwerfer aus thermischer Sicht zwei grundlegend verschiedene Auslegungskonzepte: Die von Temperaturstrahlern abgegebene Wärme wird zum Großteil durch Strahlung im Scheinwerfer transportiert und umverteilt. Diese Strahlung wird von Komponenten und der Abdeckscheibe je nach Material und Oberfläche absorbiert und in Wärme umgewandelt. Auftretende lokale Überhitzungen werden Temperaturspots oder Hot-Spots genannt. Dabei



**Abbildung 1.1:** Vergleich der spektralen Absorption des Materials Polycarbonat mit der Emission einer Wolframwendel bei 3300 K und einer weißen LED. Der Spektralbereich des sichtbaren Spektrums ist vergrößert dargestellt. Die LED emittiert nahezu ausschließlich im sichtbaren Spektrum, die Wolframwendel enthält maßgebliche Anteile im infraroten Spektrum. Quelle: Lumileds [1], AL [2].

kann die Temperaturfestigkeit des jeweiligen Materials überschritten werden. Die Scheinwerferauslegung hat deshalb die Minimierung von Temperaturen an Gehäusebauteilen zum Ziel. Die Strahlung der Halbleiter-Lichtquellen befindet sich dagegen zum Großteil im sichtbaren Spektralbereich. Diese Strahlung wird von Gehäusebauteilen und besonders von der Abdeckscheibe nur zu einem Bruchteil absorbiert. Der verbleibende Anteil verlässt das Scheinwerfergehäuse. Abbildung 1.1 stellt beispielhaft die spektrale Absorption des Materials Polycarbonat(PC) der spektralen Emission einer Wolframwendel und einer weißen LED gegenüber. Polycarbonat ist ein typisches Abdeckscheiben-Material. Für die von der LED emittierte Strahlung ist die Abdeckscheibe transparent. Es entsteht strahlungsbedingt kein Temperaturspot. Mit einer maximal zulässigen Temperatur von ca. 130 bis 180 °C an der lichterzeugenden Halbleiterschicht wird die LED selbst zu einem temperaturkritischen Bauteil. Ähnlich zu Anwendungen aus dem Computerbereich spielt die korrekte Dimensionierung einer Wärmesenke eine entscheidende Rolle für die Funktion dieser Lichtquellen. Deshalb zielt deren Auslegung auf den Abtransport der Wärme von der LED selbst ab. Gehäusebauteile spielen hier eine untergeordnete Rolle.

Neben der Auslegung unterscheiden sich die Mechanismen des Wärmetransports in beiden Scheinwerfertypen erheblich. Abbildung 1.2 zeigt einen typischen Scheinwerfer mit Glühlampe und LED. In Abb. 1.2(a) birgt die Glühlampe eine wesentliche Quelle für Konvektion. Die erwärmte Luft wird von der Lampe zum Gehäuse transportiert und dort durch Wärmeleitung in der Gehäusewand und Konvektion auf der Außenseite abtransportiert. Eine weitere Quelle für Konvektion entsteht an den Stellen der Hot-Spots in



**Abbildung 1.2:** Vergleich der maßgeblichen Wärmeübertragungsmechanismen in Scheinwerfern (SW) mit Temperaturstrahlern und LED-Lichtquellen: Konvektion (grün), infrarote Wärmestrahlung (rot), Strahlung im sichtbaren Bereich (blau). Für Halogen-SW sind die Maximaltemperaturen der Kunststoffbauteile kritische Grenzwerte (Entstehung eines Hot-Spots), für LED-SW ist die LED das temperaturkritische Bauteil.

der Abdeckscheibe, verursacht durch Absorption von Strahlung. Die entstehende Wärme wird teilweise konvektiv an die Innenluft des Scheinwerfers als auch an die Außenluft abgegeben. Zur Erwärmung der Innenluft trägt die Abdeckscheibe deshalb nur teilweise bei. Ein weiterer Teil der Strahlung verlässt das Gehäuse durch Transmission in der Abdeckscheibe.

Die von der LED in Form von Licht emittierte Leistung verlässt das Gehäuse nahezu ungemindert durch Transmission in der Abdeckscheibe, wie in Abbildung 1.2(b) dargestellt. Die Verlustleistung muss konvektiv oder durch Strahlung am Kühlkörper abgegeben werden. Durch die relativ niedrige Temperatur des Kühlkörpers entsteht Strahlung im langwelligen infraroten Bereich, die von allen Gehäusebauteilen nahezu vollständig absorbiert wird. Je nach Form und Oberflächenbeschaffenheit der Wärmesenke kann die von ihr emittierte Strahlungsleistung jedoch sehr gering sein. Die konvektiv von der Wärmesenke abgegebene Leistung führt zur Erwärmung der Innenluft und wird über Konvektion an der Gehäuseinnenseite, Leitung in der Gehäusewand und Konvektion auf der Gehäuseaußenseite abgeführt.

Die Verlustleistung entsteht deshalb bei LED-Scheinwerfern vollständig im Inneren des Scheinwerfers und wird hauptsächlich konvektiv zur Gehäusewand transportiert. Im Gegensatz dazu wird ein Großteil der Verlustleistung beim Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern durch Strahlung zur Gehäusewand transportiert und kann dort sofort an die Umgebung abgegeben werden.

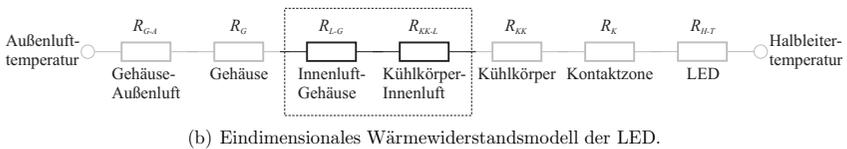
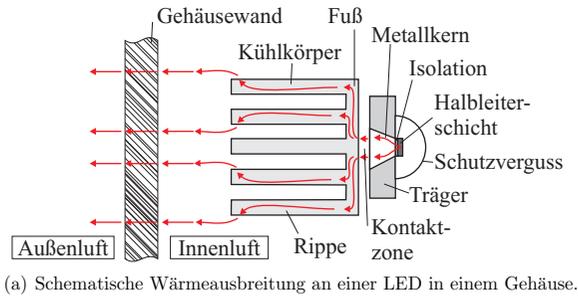
### 1.1.1 Scheinwerfer mit Halbleiter-Strahlungsquellen

Halbleiterbauelemente besitzen eine obere Betriebstemperatur für die zuverlässige Funktion. Aufgrund deren vielfältiger Einsatzbereiche steht der Wärmeabtransport und somit

die Temperaturreduzierung seit einiger Zeit im Mittelpunkt von Untersuchungen. Der dabei betrachtete Wärmetransport ist in Abb. 1.3 schematisch, in Form eines eindimensionalen Wärmewiderstandsmodells am Beispiel einer LED, dargestellt. Zur übersichtlichen Bewertung des Wärmetransportes nutzt man oft den thermischen Widerstand, der sich aus dem Verhältnis von Temperaturdifferenz zum transportierten Wärmestrom definiert. Die in der Halbleiterschicht erzeugte Verlustwärme wird zum größten Teil durch Wärmeleitung innerhalb des Bauteils an die Kontaktzone zwischen Bauteil und Platine transportiert. Im Fall von Hochleistungs-LEDs sorgt ein Metallkern für bestmögliche Wärmeleitung. Nur ein geringer Anteil der Verlustwärme wird konvektiv am Gehäuse der LED abgegeben. Der thermische Widerstand von der Halbleiterschicht bis zum Träger wird mit  $R_{H-T}$  bezeichnet. Er wird grundsätzlich vom Hersteller der LED durch deren konstruktiven Aufbau vorgegeben. Erfolgt die Montage der LED direkt auf eine Wärmesenke mit einer ideal glatten Oberfläche, so fließt der Wärmestrom ohne zusätzliche Widerstände von der LED in den Fußpunkt der Wärmesenke. Die Rauheit von technischen Oberflächen erzeugt durch die verminderte Kontaktfläche und durch Luft einschlüsse einen Kontaktwiderstand  $R_K$ , der durch die Verwendung von gut wärmeleitenden Füllmaterialien minimiert werden kann. Nach dem Übergang verteilt sich der Wärmestrom über den Fuß des Kühlkörpers. Diese zwei- bzw. dreidimensionale Verteilung bedingt einen weiteren Widerstand, den sogenannten Ausbreitungswiderstand. Der verteilte Wärmestrom fließt dann in die jeweiligen Rippen, wo er konvektiv an die Innenluft abgegeben wird. Der Ausbreitungswiderstand und Wärmeleitwiderstand der Rippen wird Wärmewiderstand des Kühlkörpers  $R_{KK}$  genannt. Die konvektive Wärmeabgabe des Kühlkörpers an die Umgebungsluft ist durch den thermischen Widerstand  $R_{KK-L}$  gekennzeichnet. Je nachdem, ob der Kühlkörper in natürlicher oder erzwungener Konvektion betrieben wird, muss sein Material eine genügend gute Wärmeleitung gewährleisten. Den wesentlichen Anteil zum gesamten Wärmewiderstand  $R_{KK} + R_{KK-L}$  bildet in den meisten Fällen der Wärmeübergang des Kühlkörpers zur Luft  $R_{KK-L}$ .

In vielen Anwendungen zur Elektronik Kühlung sind elektronische Bauteile in Gehäusen eingebaut. Diese Gehäuse werden durch natürliche Konvektion oder erzwungene Konvektion nach außen belüftet und somit wird die thermische Energie aus dem Inneren nach außen transportiert. Eine entsprechende Verschmutzung der inneren Bauteile ergibt sich zwangsläufig aus diesem Konzept. Im Spezialfall des Scheinwerfers ist dies untragbar. Deshalb sind die Gehäuse bis auf Druckausgleichsöffnungen luftdicht geschlossen. Der Wärmestrom eines elektronischen Bauteils mit Kühlkörper in einem solchen Gehäuse muss deshalb konvektiv an die Gehäusewand ( $R_{L-G}$ ), dort durch Wärmeleitung in der Wand bis zur Außenseite ( $R_G$ ) und an der Außenseite konvektiv an die Außenluft transportiert werden ( $R_{G-A}$ ). Der Gehäusewiderstand wird sehr stark durch fertigungstechnische Aspekte (Materialwahl, Prozessparameter) beeinflusst. Die Konvektion auf der Gehäuseaußenseite ist für den Scheinwerfer, bedingt durch den Einbau im Fahrzeug, vorgegeben.

Aus den verschiedenen thermischen Widerständen im Wärmepfad einer LED wird in der folgenden Arbeit die Kopplung zwischen konvektivem Übergang vom Kühlkörper an die Innenluft ( $R_{KK-L}$ ) und dem konvektiven Übergang an die Gehäusewand ( $R_{L-G}$ ) genauer betrachtet. Diese beiden Wärmewiderstände in der Kette aus Abb. 1.3(a) bieten in der Auslegung im Scheinwerfer ein großes Optimierungspotenzial und sind vom Scheinwerferhersteller konstruktiv veränderbar. Während der Untersuchungen wird der Einfluss

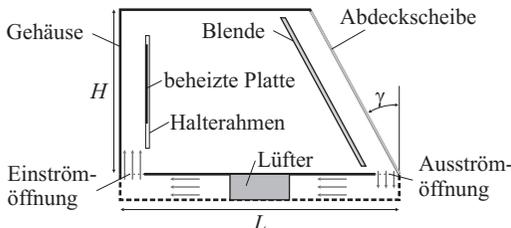


**Abbildung 1.3:** Schematische Wärmeausbreitung einer in einem Gehäuse eingebauten LED und vereinfachte Darstellung als Kette thermischer Widerstände. Optimierte Auslegung kann an den Gliedern  $R_{KK-L}$  und  $R_{L-G}$  durchgeführt werden.

der natürlichen Konvektion, der erzwungenen Konvektion (z.B. Einsatz eines Lüfters) und der Interaktion beider Mechanismen in der gemischten Konvektion erarbeitet.

### Physikalisches Modell und Übersicht der Untersuchungen

In den Untersuchungen wird von der in Abb. 1.4 dargestellten Geometrie ausgegangen. Sie zeigt den Querschnitt durch einen vereinfachten Automobilscheinwerfer. Das Gehäuse, bestehend aus drei Teilwänden und der Abdeckscheibe (ADS), bildet ein geschlossenes Volumen. Der Scheinwerfer hat eine konstante Höhe  $H$ . Um die Untersuchungen auf möglichst viele Scheinwerfervarianten abbilden zu können, werden das Verhältnis von Höhe des Scheinwerfers  $H$  zu dessen Länge  $L$  und der Winkel der Abdeckscheibe  $\gamma$  zur Vertikalen in diskreten Schritten variiert. Die Wärmequelle innerhalb der Geometrie, d.h. der Kühlkörper der LED, bildet eine vertikale Platte innerhalb eines Halterahmens. Im experimentellen Teil der Arbeit wird die vertikale Platte durch verschiedene Kühlkörper



**Abbildung 1.4:** Schematische Darstellung des Scheinwerfermodells. Eine beheizte Platte dient als Wärmequelle. Das Gehäuse (drei Wände und Abdeckscheibe) bildet ein geschlossenes Volumen. Der gestrichelte Teil ist nur im Experiment vorhanden.

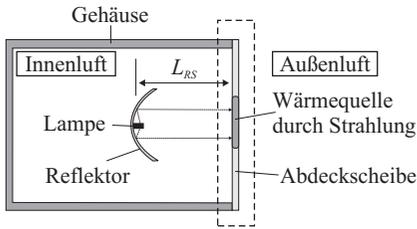
(erweiterte Oberflächen) ersetzt und ihre Auswirkung auf den Wärmetransport studiert. In der unteren Wand wird im hinteren Teil des Modells eine Einströmöffnung definiert, aus der Fluid in die Geometrie eintritt. In der Nähe der Abdeckscheibe wird eine Ausströmöffnung definiert. Dort verlässt das Fluid die Modellgeometrie. Ein- und Ausströmöffnung werden thermisch gekoppelt, wie in Abb. 1.4 gezeigt. Als Abbildung des Abdeckrahmens wurde eine Blende in das Modell eingefügt. Die Blende verändert die Strömung im Gehäuse und beeinflusst den Wärmeübergang. Sie ist parallel zur Abdeckscheibe angeordnet. Ihr Abstand zum Gehäuse wird variiert. Aus dem Zusammenspiel der Komponenten ergeben sich folgende Fragestellungen, deren Klärung Gegenstand der Untersuchungen ist:

- Wie kann der gekoppelte Wärmetransport  $R_{KK-L} + R_{L-G}$  durch natürliche Konvektion innerhalb des Gehäuses durch den Einsatz von gemischter Konvektion verbessert werden?
- Auf welchen der beiden Wärmeübergänge muss bei der Optimierung vorrangig geachtet werden:  $R_{KK-L}$  oder  $R_{L-G}$ ?
- Welche Auswirkungen haben die definierten Parameter auf den Wärmeübergang - können Korrelationen für die Auslegung gefunden werden?

Bei der Platzierung der Kühlkörper kommt es aus Designgründen oft zu einer Versperrung der Rippen durch benachbarte Bauteile. Diese reduziert den Wärmetransport, speziell im Fall der natürlichen Konvektion. Deshalb wird der Einfluss solcher Begrenzungen für natürliche Konvektion gesondert untersucht. Der Einfluss von Begrenzungsort sowie Begrenzungsmaße auf den Wärmetransport wird erarbeitet.

### 1.1.2 Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern

Obwohl der Anteil der Gasentladungslampen als Leuchtmittel im Scheinwerfer stetig zunimmt, sind Halogen-Glühlampen weiterhin das am häufigsten eingesetzte Leuchtmittel. Das glühende Wolfram der Wendel gibt seine thermische Energie über Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung an die Umgebung ab. Durch das Zusammenspiel der Materialparameter spektrale Absorption, spektrale Emission, spektrale Reflexion und Wärmeleitfähigkeit ergibt sich ein komplexer Übertragungsweg. Der dominante Einfluss der Wärmestrahlung in Kombination mit den gerichtet reflektierenden Bauteilen wie Reflektor und Abdeckrahmen erschwert die Modellierung von diesen Scheinwerfern in der Simulation. Von besonderem Interesse für Experiment und Simulation ist die Abdeckscheibe. Auf ihr bilden sich häufig Hot-Spots. Deshalb dient sie zur Validierung von Berechnungsmodellen durch Temperaturmessungen an Innen- und Außenseite. Spiegeln die Temperaturen die Berechnungsergebnisse richtig wider, so können die Modelle auf andere Bauteile des Scheinwerfers angewandt werden. Die Bereitstellung von möglichst einfachen physikalischen Modellen erfordert genaue Kenntnisse über die beteiligten Mechanismen und deren Auswirkungen.



**Abbildung 1.5:** Schematische Darstellung des Scheinwerfermodells. Die absorbierte Strahlung der Lampe erzeugt in Abhängigkeit des Abstandes von Reflektor und Abdeckscheibe  $L_{RS}$  eine Wärmequelle in der Abdeckscheibe. Der gestrichelte Bereich markiert den Bereich der Parameterstudie der Abdeckscheibe mit Wärmequelle.

## Physikalisches Modell und Übersicht der Untersuchungen

Der Scheinwerfer wird für die Untersuchungen auf die Bauteile Gehäuse, Abdeckscheibe, Reflektor und Lampe vereinfacht, wie in Abb. 1.5 dargestellt. Die Oberfläche der Halogenlampe wird mit einem schwarzen Lack überzogen, welcher die Strahlung der Wendel absorbiert. Die emittierte Strahlung des geschwärzten Glaskolbens ist deshalb reine Temperaturstrahlung der Oberfläche. Ein Reflektor sorgt für die Umverteilung der Strahlung. Die Wärmestrahlung des Glaskolbens wird vom Gehäuse und der Abdeckscheibe teilweise absorbiert. So entstehen zusätzliche Wärmequellen. Durch Reduzierung des Luftdrucks innerhalb des Modells kann die Interaktion von Konvektion und Wärmestrahlung direkt beeinflusst werden. Dabei wird die Hot-Spot Temperatur und dessen Lage in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl, des Emissionskoeffizienten des Reflektors und des Abstandes von Reflektor und Abdeckscheibe untersucht. Die Experimente werden mit Simulationen verglichen und auftretende Effekte physikalisch nachgeprüft.

Die Variation des Abstandes von Reflektor und Abdeckscheibe  $L_{RS}$  sowie der jeweilige Reflektortyp bedingen eine Veränderung der Strahlungsintensität auf der Abdeckscheibe und deren Wirkungsort. Die resultierende Größe und Lage der in der Abdeckscheibe entstehenden Wärmequelle hängt von diesen Parametern ab. Um den Temperaturspot ausschließlich anhand der Parameter der Wärmequelle (Lage, Größe, Leistung) zu studieren, wird der gestrichelt umrandete Bereich aus Abb. 1.5 in einer weiterführenden Studie numerisch untersucht. Das so entstehende Modell einer vertikalen beheizten Platte mit diskreter Wärmequelle und konjugiertem Wärmetransport auf beiden Seiten der Wand ist eine neue sinnvolle Ergänzung zu bestehenden Studien in der Literatur.

## 1.2 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Ziel der Arbeit sind grundlegende Untersuchungen zum Wärmetransport in Scheinwerfern mit Halbleiter-Strahlungsquellen und Untersuchungen zum Wärmetransport in Scheinwerfern mit Temperaturstrahlern. In Scheinwerfern mit Halbleiter-Strahlungsquellen wird die Wirkung der erzwungenen, gemischten und natürlichen Konvektion auf den Wärmetransport von der Wärmequelle zur Gehäusewand systematisch für eine typische Scheinwerfergeometrie studiert. Die funktionalen Zusammenhänge werden in Korrelationen zusammengefasst und bieten eine Basis für die Auslegung von Wärmesenken innerhalb geschlossener Gehäuse. Sie sind vorrangig für Scheinwerfer mit Halbleiter-Lichtquellen

anzuwenden, aber leicht auf ähnliche Anwendungen übertragbar. Die Ergebnisse werden mit Messungen in einem Prototypen-Scheinwerfer verglichen. In Scheinwerfern mit Temperaturstrahlern wird eine experimentelle Methode zur direkten Beeinflussung der Konvektion erarbeitet. Darüber hinaus wird ein numerisches Modell vorgestellt, das mit einfachen Strahlungsmodellen die Entstehung von Hot-Spots an der Abdeckscheibe beschreibt. Die Ergebnisse erweitern den Wissensstand zum Wärmetransport in Scheinwerfern insbesondere zur Entstehung von Hot-Spots und erlauben die Diskussion von Thesen anderer Arbeiten zu dieser Thematik.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 vermittelt die theoretischen und experimentellen Grundlagen zum Forschungsgebiet. Die Untersuchungen und Ergebnisse für Scheinwerfer mit Halbleiter-Lichtquellen werden in Kapitel 3 dargestellt und diskutiert. Ergänzende Studien zum Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern werden in Kapitel 4 vorgestellt und ausgewertet.

### 1.3 Einordnung in die Literatur - Stand des Wissens

Natürliche Konvektion in geschlossenen Gehäusen wird in der Literatur intensiv behandelt. Eine zweidimensionale Modellgeometrie mit rechteckigem Querschnitt mit jeweils einer beheizten, einer gekühlten und zwei adiabaten Wänden wird dabei betrachtet. Die Untersuchungen unterscheiden sich in der Orientierung der aktiven (beheizte und gekühlte) Wände. Im Fall der horizontalen Orientierung wird die Geometrie als Rayleigh-Bénard Zelle bezeichnet. Analytische und numerische Korrelationen des Wärmeübergangs können in der Literatur in Abhängigkeit der Temperaturdifferenz und des Aspektverhältnisses, Höhe zu Länge, gefunden werden. Eine sehr gute Zusammenfassung dieses Problems wird von Ostrach [3] und Catton [4] dargestellt. In der numerischen Studie von Sezai und Mohamad [5] wird die untere horizontale Wand zu einer diskreten Wärmequelle reduziert. Der Einfluss der gekühlten Seitenwände auf den Wärmetransport wird von ihnen als sehr klein angegeben. Die maßgebliche Wärmeabfuhr findet an der horizontalen Deckfläche statt. Durch die Ausbildung zweier Konvektionswalzen an den Kanten der Wärmequelle stellt sich ein besonders guter Wärmeübergang ein. Je kleiner die Quelle, desto mehr dominiert dieser Effekt den Wärmetransport. Yucel und Turkoglu [6] sowie Nada [7] erweitern die wärmeübertragende Oberfläche einer aktiven, vertikalen Wand um Rippen verschiedener Länge und Anzahl. Yucel und Turkoglu [6] zeigen numerisch, dass die Oberflächenvergrößerung den Wärmeübergang für natürliche Konvektion verbessert. Dominiert die Konvektion den Wärmetransport, so gibt es in Abhängigkeit der Rippenlänge und des Rippenabstandes ein Optimum des Wärmeübergangs und für weitere Erhöhung der Größen ein asymptotisches Verhalten. Nada [7] untersucht experimentell eine vergleichbare Geometrie und gibt empirische Korrelationen für die Abhängigkeit des Wärmetransportes von der Rayleigh-Zahl und Rippenlänge sowie Rippenanzahl. Der Einfluss von wärmeleitenden Blöcken und Trennwänden innerhalb der Geometrie wird von Merrikh und Lage [8] sowie Das und Reddy [9] studiert. Merrikh und Lage [8] platzieren eine verschiedene Anzahl von rechteckigen Blöcken in einer Geometrie mit vertikalen aktiven Wänden. Das gesamte Volumen aller Blöcke wird dabei konstant gehalten. Sie geben eine Korrelation für die kritische

Anzahl von Blöcken an, bei der die Konvektion des Fluids zwischen den Blöcken zum Erliegen kommt und der Übergang zur Wärmeleitung stattfindet. Die Nußelt-Zahl ist unterhalb dieser kritischen Anzahl bedingt durch Konvektion am größten. Das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten der Blöcke zu Luft erhöht oder verringert den Wärmeübergang in Abhängigkeit der Anzahl der Blöcke. Das und Reddy [9] platzieren einen einzelnen Block und untersuchen die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Rayleigh-Zahl, dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten von Block und Fluid und dem Neigungswinkel der Geometrie gegenüber der Erdbeschleunigung. Ihre Studie startet mit vertikalen aktiven Wänden, die bis zu einem Winkel von  $75^\circ$  gedreht werden. Es wird eine kritische Rayleigh-Zahl gefunden, bei der der Wärmetransport durch Konvektion um den Block herum den Wärmetransport durch Wärmeleitung innerhalb des Blocks dominiert. Ab dieser Rayleigh-Zahl nimmt der Wärmeübergang bei vergrößertem Winkel ab. Beide genannten Untersuchungen wurden numerisch durchgeführt.

Barozzi und Corticelli [10] integrieren die Wärmequelle nicht länger in die Wand. Sie betrachten zwei verschiedene Formen, verschiedene Anzahl der Quellen und Positionen numerisch innerhalb eines Gehäuses mit adiabaten horizontalen und gekühlten vertikalen Wänden. Für jede Anzahl von Quellen wird eine kritische Rayleigh-Zahl herausgestellt, bei der das Strömungs- und Temperaturfeld zeitabhängig wird. Dong und Li [11] benutzen nur eine Quelle im Gehäuse, ordnen aber vor der oberen Wand eine leitende Platte an, die im Zusammenspiel mit der Konvektion die Wärme zu den Seitenwänden transportiert. Wird die Wärmeleitfähigkeit und Dicke der Platte vergrößert, erhöht sich der Wärmetransport sehr stark. Eine Kombination von leitender Trennwand und Wärmequelle studieren Sun und Emery [12]. Sie variieren die Größe der Wand innerhalb der Geometrie, während die Position der Quelle konstant gehalten wird. Zusätzlich sind die vertikalen Wände jeweils gekühlt und beheizt. Die eingebrachte Wand reduziert den Wärmetransport durch den erhöhten Strömungswiderstand, besonders wenn die Wand in die Hauptströmung hineinragt. Teertstra et al. [13] versuchen, durch analytische Kombination der Effekte von Wärmeleitung und natürlicher Konvektion eine allgemeingültige Beschreibung für Wärmequellen in Gehäusen zu finden. Ihre Korrelationen vergleichen sie mit numerischen Simulationen einfacher Geometrien und finden eine gute Übereinstimmung. Yu und Joshi [14] betrachten ein dreidimensionales Gehäuse mit einer Öffnung. Das Gehäuse ist in einem großen Außenraum positioniert. Der Einfluss von Position und Größe der Öffnung, Wärmeleitfähigkeit der Wände sowie Rayleigh-Zahl wird numerisch untersucht. Der maximale Wärmetransport wird erreicht, wenn die Öffnung oberhalb der Quelle oder in einer der Seitenwände eingebracht wird. Ein Vergleich zum Wärmetransport ohne Gehäuse wird nicht gegeben.

Der Übergang von der natürlichen zur erzwungenen bzw. gemischten Konvektion in geschlossenen Gehäusen wird mit der lid-driven cavity vollzogen, bei der eine gezogene Wand eine Bewegung des Fluids hervorruft. Alleborn et al. [15] diskutieren den Wärmeübergang in Abhängigkeit der Grashof- und Reynolds-Zahl für eine Geometrie mit dem Aspektverhältnis (Länge zu Breite) von fünf. Befinden sich die gezogenen Wände in vertikaler Richtung, existiert ein Minimum des Wärmeübergangs in Abhängigkeit der Kennzahlen. In vertikaler Richtung entstehen oszillatorische Strömungen ab einem Bifurkationspunkt. Moallemi und Jang [16] geben Korrelationen für die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Einflussgrößen Grashof-, Prandtl- und Reynolds-Zahl. Beide Untersuchungen werden numerisch durchgeführt. Die Interaktion von natürlicher und erzwun-

gener Konvektion spielt eine entscheidende Rolle. Im Gegensatz zur lid-driven cavity wird in den Studien von Saeidi und Khodadadi [17], Singh und Sharif [18], Hsu et al. [19], Hsu und Wang [20] sowie Papanicolaou und Jaluria [21, 22, 23] in das Gehäuse jeweils eine Einström- und eine Ausströmöffnung eingebracht. Das Zusammenspiel von erzwungener Konvektion durch die Öffnungen und der natürlichen Konvektion von diskreten Wärmequellen innerhalb des Gehäuses ist Gegenstand der Untersuchungen. Saeidi und Khodadadi [17] betrachten zunächst den Einfluss der reinen erzwungenen Strömung bei isothermen Wänden. In ihrer Studie wird die Reynolds-Zahl im laminaren Bereich variiert und die Position der Ausströmöffnung sowie deren Größe geändert. Die Position für den besten Wärmetransport und den kleinsten Druckverlust ist in einer Korrelation angegeben. Singh und Sharif [18] greifen den Fall des Gehäuses mit vertikalen beheizten und gekühlten Seitenwänden auf und bringen in diese zusätzlich Einström- und Ausströmöffnungen ein. Sie vertauschen die Positionen der heißen und kalten Wand während der numerischen Untersuchungen. Ihre Ergebnisse belegen, dass der beste Wärmetransport beim Einströmen durch die kalte Wand entsteht. Die gegenseitige Unterstützung von natürlicher und erzwungener Konvektion wird maximal, wenn die Einströmöffnung möglichst nahe dem Boden positioniert wird. Diese Konfiguration ruft deshalb den maximalen Wärmetransport hervor. Hsu et al. [19] betrachten in ihrer numerischen Studie ebenfalls den laminaren Bereich und positionieren eine diskrete Wärmequelle in einer Seitenwand unter der Einströmöffnung. Eine wärmeleitende Blende variabler Länge wird an verschiedenen Positionen des Gehäuses von der Oberseite oder Unterseite eingebracht. Neben der Erhöhung des Wärmetransportes durch steigende Reynolds- und Grashof-Zahl werden merklige Verbesserungen erreicht, wenn die Ausströmöffnung in der Nähe der unteren Wand und die Blende sehr nahe zur Ausströmöffnung platziert wird. In einer zweiten Studie setzen Hsu und Wang [20] eine oder mehrere diskrete Wärmequellen auf die Blende. Bei Veränderung der Reynolds- und Grashof-Zahl studieren sie den Einfluss der Orientierung, der Position und der Anzahl der Quellen sowie den Einfluss der Wärmeleitfähigkeit der Blende. Im Grenzfall natürlicher Konvektion bietet diese Konfiguration einen verbesserten Wärmeübergang. Für den Grenzfall der erzwungenen Konvektion ist der Wärmeübergang vergleichbar zur vorherigen Studie. Papanicolaou und Jaluria [21, 22, 23] betrachten ebenfalls eine Rechteckgeometrie mit Einström- und Ausströmöffnung. Im Vergleich zu den Studien von Hsu [20] hat die Gehäusewand nun eine von Null verschiedene Dicke und die Wärmeleitung innerhalb der Wand wird berechnet. In ihrer ersten Studie [21] platzieren sie die Wärmequellen eben mit der Wandoberfläche und in der zweiten Studie [22] werden die Wärmequellen auf die Wand aufgesetzt. Die Position der Wärmequelle wird zwischen linker, rechter und unterer Seitenwand variiert. Für beide Geometrien erhalten die Autoren ein kritisches Verhältnis von Grashof- zu Reynolds-Zahl, bei welchem ein Übergang zu oszillatorischem Verhalten auftritt. Sie bewerten diesen Übergang als Vorstufe zu turbulenter Konvektion. Deshalb studieren sie in einer dritten Studie [23] eine ausgewählte Quellenposition mit dem  $k-\epsilon$  Turbulenzmodell. Aus diesen Ergebnissen stellen sie eine Korrelationsformel für die untersuchte Geometrie bereit. Eine erzwungene Strömung innerhalb eines Gehäuses wird in den bekannten Studien entweder durch das Gleiten einer Wand oder durch das Einströmen durch eine Öffnung realisiert. Im ersten Fall wird die Wärme durch die Gehäusewände transportiert und im zweiten Fall wird die Wärme hauptsächlich durch das bewegte Fluid abtransportiert. Eine Kopplung beider Mechanismen wird nicht betrachtet. Neben den genannten numerischen Untersuchungen

präsentieren Dubovsky et al. [24] eine Untersuchung eines belüfteten Gehäuses mit einer beheizten Wand. Sie stellen dazu Temperaturmessungen und Strömungsmessungen vor und vergleichen diese mit numerischen Simulationen. Yerkes und Faghri [25] untersuchen die Deckenbelüftung eines Labors mit Tierkäfigen und stellen dazu ein Modell mit Experimenten vor und vergleichen diese ebenfalls mit Simulationen. Die experimentellen Untersuchungen beschäftigen sich meist mit sehr speziellen Anwendungen. Grundsätzliche Untersuchungen zum Wärmetransport in geschlossenen Gehäusen zur Validierung der numerischen Ergebnisse werden in der Literatur vom Autor nur wenig gefunden.

Die Interaktion von Strahlung und Konvektion in geschlossenen Gehäusen wird u.a. von Yang [26] und Elscherbiny et al. [27] numerisch und experimentell erläutert. Die Ausführungen von Yang [26] bieten eine gute Übersicht mit entsprechenden Anwendungsbeispielen. Elscherbiny et al. [27] stellen in ihren Untersuchungen die Einflussparameter der Strahlungs-Konvektions-Kopplung heraus. Die für den Scheinwerfer wichtige gerichtete Reflexion wird in einer Studie von Spiga und Spiga [28] detailliert untersucht. Die Autoren stellen einen großen Einfluss der diffusen und gerichteten Strahlungskomponenten auf das Strömungsfeld innerhalb der Geometrie heraus. Problematisch ist in den numerischen Untersuchungen die hinreichend gute Abbildung der gerichteten Strahlung in den Modellen. Dieses von der Anwenderzahl kleine Anwendungsgebiet ist noch nicht allzu lang Gegenstand der Untersuchungen. Die Anwender, wie Moore und Powers [29], Chenevier [30] und Fischer [31], nutzen kommerzielle Strahlungs-codes. Nolte [32] und Senin [33] implementieren eigene Varianten der Strahlungsberechnung. Nolte [32] koppelt ein kommerzielles Strömungssimulationsprogramm mit einem lichttechnischen Berechnungsprogramm, Senin [33] entwickelt eine Raytracing Methode zur Kopplung mit kommerziellen Strömungscodes. Senin gibt darüber hinaus eine sehr umfassende Literaturübersicht über das Themengebiet von Strahlung in geschlossenen Gehäusen. Experimentelle Ergebnisse auf diesem Gebiet sind nur sehr wenig vorhanden. Shiozawa et al. [34] präsentieren umfassende Temperaturmessungen und Sousa et al. [35] zeigen Laser-Strömungsmessungen in einem Scheinwerfer hinter der Abdeckscheibe und geben Interpretationen der auftretenden Effekte.

Die Wärmeleitung innerhalb einer vertikalen Platte mit Wärmetransport durch Konvektion an deren Rändern, wie er an der Abdeckscheibe auftritt, wird von Trevino et al. [36], Mosaad [37], Shu und Pop [38] und Rao et al. [39] untersucht. Trevino et al. [36] behandeln die natürliche Konvektion auf beiden Seiten einer Platte mit diskreter Dicke bei unterschiedlichen Fluidtemperaturen. Sie vergleichen die gewonnenen numerischen Ergebnisse mit asymptotischen Lösungen. Für den maximalen Wärmeübergang werden Tabellenwerte und Korrelationen angegeben. Mosaad [37] betrachtet eine unendlich dünne Platte mit natürlicher Konvektion auf der einen und erzwungener Konvektion auf der anderen Seite. Shu und Pop [38] erweitern die Platte um eine finite Dicke. Beide definieren einen Interaktionsparameter zwischen warmen und kaltem Fluid, mit dem sich der Wärmetransport von heißen zum kalten Fluid beschreiben lässt. Shu und Pop [38] erweitern diesen Parameter um einen zweiten, der die Biot-Zahl der Wand enthält. Alle Autoren präsentieren den Wärmetransport vom heißen zum kalten Fluid. Eine zusätzliche Wärmequelle innerhalb der Wand wird, soweit bekannt, nicht betrachtet. Rao et al. [39] untersuchen zwar eine diskrete Wärmequelle innerhalb einer Wand inklusive der Strahlungseffekte, wählen aber eine der beiden Grenzflächen als adiabatisch. Sie stellen Korrelationen für die maximale und gemittelte Temperatur auf. Da die Wärme an dieser Wand nicht auf beiden Seiten

abtransportiert wird, können die Ergebnisse nicht auf die Abdeckscheibe angewendet werden.

Der Wärmetransport an berippten Oberflächen ist durch die zunehmende Verbreitung von Mikroelektronik sehr intensiv untersucht worden. Grenzfälle der vertikalen flachen Platte und der ausgebildeten Kanalströmung werden durch verschiedene Korrelationen verbunden und erweitert. Teertstra et al. [40] bieten einen ausführlichen Überblick über gängige Korrelationen. Incropera [41] behandelt in seiner Übersicht nicht nur grundlegende Probleme, sondern betrachtet auch komplette Kühlkörper und den Einbau in Gehäusen. Die optimalen Parameter für Kühlkörper mit Rechteckrippen oder Zylinderrippen sind heute weitreichend bekannt und können bei Kraus [42] und Incropera [43, 44] nachgelesen werden. Der Einsatz von numerischen Simulationen hat die Anwendung auf komplexe Geometrien erweitert und den Einfluss von benachbarten Geometrien auf die Strömung und den Wärmeübergang in das Zentrum der aktuellen Forschung gerückt. Min et al. [45] und Wirtz et al. [46] untersuchen Kühlkörper bei erzwungener Konvektion. Um die Umströmung der Rippen und die Durchströmung des Kühlkörpers zu verbessern, werden die Rippenenden mit einem Deckel versehen. Beide überprüfen den Einfluss des Abstandes von Rippenenden und Deckel auf den Wärmetransport. Sie zeigen, dass die zusätzliche Fläche der Rippenenden den Wärmetransport verbessert, die reduzierte Luftgeschwindigkeit bei sehr großem Bypass den Wärmetransport aber wieder verringert. Aus beiden konkurrierenden Parametern können Optima je nach Randbedingung gefunden werden. Die Untersuchungen bezüglich solcher Strömungsbegrenzungen werden in der Literatur nur für erzwungene Konvektion gefunden. Studien über den Einfluss von benachbarten Wänden auf den Wärmetransport bei natürlicher Konvektion an Kühlkörpern sind nicht bekannt.

Die Untersuchungen zum Wärmetransport in Scheinwerfern mit Halbleiter-Lichtquellen unter dem Einfluss gemischter und natürlicher Konvektion erweitern die bestehenden Studien um einen interessanten Aspekt. Die gemischte Konvektion wird zwar durch eine Ein- und Ausströmöffnung verursacht, jedoch erfolgt der Wärmetransport ausschließlich über die Gehäusewände. Dazu werden die beiden Öffnungen thermisch gekoppelt. Darüber hinaus wird die Wirkung der Gehäuseform erarbeitet, die so für gemischte und natürliche Konvektion nicht vorliegt. Die Studie zur Wirkung geometrischer Begrenzungen auf den Wärmetransport bei natürlicher Konvektion ergänzt die bestehenden Studien, die sich bisher ausschließlich auf erzwungene Konvektion beschränken. Die Untersuchungen zum Wärmetransport in Scheinwerfern mit Temperaturstrahlern bieten mit den experimentellen Ergebnissen eine sinnvolle Ergänzung zu den wenigen experimentellen Daten der Literatur, besonders durch die systematische Hinzunahme der gerichtet reflektierten Strahlung. Die Parameterstudie an der Abdeckscheibe ist neben der anwendungsbezogenen Untersuchung zur Entstehung des Hot-Spots gleichzeitig eine interessante Kombination des gekoppelten Wärmetransports auf beiden Seiten einer vertikalen Wand mit diskreter Wärmequelle. Dieser Fall wird in der Literatur bisher nicht betrachtet.

# 2 Grundlagen der Thermofluiddynamik

Dieses Kapitel stellt die Grundlagen der Wärmeübertragung auf und definiert die genutzten Kenngrößen. Die zur Lösung der Gleichungen eingesetzten numerischen Verfahren werden im zweiten Abschnitt dieses Kapitels eingeführt. Der letzte Abschnitt beschäftigt sich mit gängigen Messverfahren der Thermofluiddynamik und zeigt die Prinzipien der angewendeten Messmethoden.

## 2.1 Grundgleichungen

Der Wärmetransport in einem Fluid wird durch die drei Transportmechanismen Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung beschrieben. Dabei müssen die Kontinuitätsgleichung (Glg. 2.1), die Navier-Stokes-Gleichung (NSG, Glg. 2.2), die Wärmetransportgleichung (Glg. 2.3) und die Strahlungstransportgleichung (Glg. 2.4) zur Bestimmung des Geschwindigkeits-  $\vec{v}(\vec{x})$ , Druck-  $p(\vec{x})$ , Temperatur-  $T(\vec{x})$  und des Strahlungsintensitätsfeldes  $I(\vec{x})$  gelöst werden. Die hier aufgeführten differentiellen Gleichungen beschreiben ein inkompressibles Fluid mit der Dichte  $\rho(T(\vec{x}))$  in Abhängigkeit der Zeit  $t$ :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla(\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} + (\rho - \rho_\infty) \cdot \vec{g} \quad (2.2)$$

$$c_p \frac{\partial}{\partial t}(\rho T) + c_p \nabla(\vec{v} \cdot \rho T) = k \nabla^2 T + \dot{q}''' \quad (2.3)$$

$$\frac{dI(\vec{x}, \vec{s})}{ds} + \tilde{\alpha} I(\vec{x}, \vec{s}) = \tilde{\alpha} n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi}. \quad (2.4)$$

Die dynamische Viskosität  $\mu$ , die spezifische Wärmekapazität  $c_p$ , die Wärmeleitfähigkeit  $k$ , der Absorptionsgrad  $\tilde{\alpha}$  und die Brechzahl  $n$  sind jeweils unabhängig vom Ort  $\vec{x}$  und der Richtung  $\vec{s}$ . Die Kontinuitätsgleichung beschreibt das Gesetz der Erhaltung der Masse und zeigt für ein quellfreies Gebiet auf der rechten Seite keinen Quellterm. Die Navier-Stokes-Gleichung beschreibt die Impulsbilanz innerhalb eines Fluids mit dem zeitlich veränderlichen Massenstrom und dem konvektiven Term auf der linken Seite und der angreifenden Druckkraft, Scherkraft und Volumenkraft auf der rechten Seite. Die Volumenkraft wird in der Gleichung durch die Auftriebskraft dargestellt. Die Energiegleichung kennzeichnet die Energieerhaltung und enthält auf der linken Seite die zeitliche Änderung der Energie sowie den konvektiven Energietransport, die rechte Seite den Wärmezustrom durch Wärmeleitung und Wärmequellen innerhalb des Fluids. Quellterme durch viskose Dissipation werden vernachlässigt. In der vorliegenden Arbeit werden nur stationäre Prozesse betrachtet. Die Ableitungen nach der Zeit entfallen deshalb bei

der Lösung. Eine Ausnahme bilden die Rechnungen bei turbulenter Strömung, wie sie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben werden. Der Strahlungstransport beschreibt die Änderung der Strahlungsintensität  $I$  auf einem Wegstück  $ds$  durch die Absorption von Strahlung im Stoff mit dem Absorptionsgrad  $\tilde{\alpha}$  und dem Zugewinn an Strahlungsintensität durch die Wärmestrahlung der Teilchen und Körper.

### 2.1.1 Wärmeleitung und Konvektion

Werden die Glg. 2.1 bis 2.4 auf einen Festkörper oder ein ruhendes Fluid ohne äußere Kräfte angewendet, so reduziert sich der Gleichungssatz auf Glg. 2.3 und 2.4 durch die Bedingung ruhender Teilchen  $\vec{v} = 0$ . Der konvektive Term in der Wärmetransportgleichung verschwindet für diesen Fall und bildet die Wärmeleitungsgleichung. Die Strahlungstransportgleichung bleibt unverändert. Existiert in der Wärmeleitungsgleichung kein Quellterm  $\dot{q}''' = 0$ , so ergibt sich durch Integration der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung das Fouriersche Gesetz der Wärmeleitung für die Wärmestromdichte  $\dot{q}$

$$\dot{q} = k \frac{\Delta T}{\Delta x}. \quad (2.5)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta T$  die Temperaturdifferenz zwischen zwei Messstellen mit dem Abstand  $\Delta x$ .

Mit Hilfe eines Druckgradienten  $\Delta p$  oder des Auftriebstermes  $(\rho - \rho_\infty)\vec{g}$  in Glg. 2.2 entsteht eine Bewegung des Fluids. Der dadurch verursachte Wärmetransport wird Konvektion genannt. Wird die Bewegung durch Druckgradienten verursacht, spricht man von erzwungener Konvektion. Wird die Bewegung durch die Auftriebskraft verursacht, spricht man von natürlicher Konvektion. Die konvektive Wärmestromdichte wird durch die Differenz von Wandtemperatur zur Fluidtemperatur und dem konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  berechnet:

$$\dot{q} = h \cdot \Delta T, \quad (2.6)$$

wobei  $h$  alle Informationen zur Konvektion in sich vereint.

Wird die Dichte im Auftriebsterm  $(\rho_\infty - \rho)$  als eine Funktion der Temperatur angenommen, so erfolgt eine Kopplung von Glg. 2.2 und 2.3. Eine sehr gebräuchliche Darstellung der temperaturabhängigen Dichte wird mittels der Boussinesq-Approximation nach Incropera [44] beschrieben:  $(\rho_\infty - \rho) \approx \rho_\infty \beta \Delta T$ . Sie koppelt die beiden Gleichungen linear unter Zuhilfenahme des Volumenausdehnungskoeffizienten  $\beta$  und der Temperaturdifferenz  $\Delta T$ . Da diese Beschreibung nur für kleine Temperaturdifferenzen gültig ist  $\Delta T/T_\infty \ll 1$ , wird häufig auch die Näherung des inkompressiblen idealen Gases genutzt. Die Dichte ist dabei eine Funktion der Temperatur und wird mit Hilfe der spezifischen Gaskonstante  $R_S$  über die Ideale-Gas-Gleichung bestimmt

$$\rho(T) = \frac{p}{R_S \cdot T}. \quad (2.7)$$

Die Gleichungen 2.1–2.3 können unter Zuhilfenahme einer charakteristischen Länge  $L$  und der dimensionslosen Temperatur  $\theta = (T - T_\infty)/(T_W - T_\infty)$ , der charakteristischen Geschwindigkeit  $v_\infty$  sowie der Boussinesq-Approximation in ihre dimensionslose Form

gebracht werden. Aus den Gleichungen ergeben sich dann die Kenngrößen der Strömung und des Wärmeübergangs, die im Folgenden beschrieben werden.

Die Prandtl-Zahl spiegelt die Stoffeigenschaften des Fluids wider. Sie ist definiert als Verhältnis der molekularen Diffusionsparameter für Impuls und Temperatur:

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa} \left( = \frac{\mu \cdot c_p}{k} \right). \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnet  $\nu$  die kinematische Viskosität und  $\kappa$  die Temperaturleitfähigkeit des Fluids.  $\nu = \mu/\rho$  und  $\kappa = k/(\rho c_p)$  werden aus der dynamischen Viskosität  $\mu$ , der spezifischen Wärmekapazität  $c_p$ , der Wärmeleitfähigkeit  $k$  und der Dichte des Fluids  $\rho$  gebildet.

Eine Strömung im Fluid aufgrund natürlicher Konvektion wird durch die Grashof-Zahl charakterisiert. Sie stellt das Quadrat des Verhältnisses von Auftriebskräften zu Reibungskräften dar:

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot (\rho_\infty - \rho) \cdot L^3}{\rho_\infty \cdot \nu^2} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L^3}{\nu^2}. \quad (2.9)$$

Wird die Boussinesq-Approximation zur Berechnung der Dichtedifferenz genutzt, ergibt sich die in der Literatur übliche Schreibweise wie im rechten Teil von Glg. 2.9. In der Gleichung ist  $g$  die Erdbeschleunigung und  $L$  eine charakteristische Länge. Aufgrund ihrer Definition bezeichnen Werte für  $\text{Gr} > 1$  eine entstehende Konvektionsströmung. Ist der Wert von  $\text{Gr} \leq 1$ , so erfolgt der Wärmetransport durch Wärmeleitung. Alternativ kann  $\text{Gr}$  anstelle der Temperaturdifferenz auch mit einer Wärmestromdichte  $\dot{q}$  gebildet werden. Dabei wird  $\Delta T$  gemäß dem Fourierschen Gesetz der Wärmeleitung durch  $\dot{q} \cdot L/k$  ersetzt. Die Grashof-Zahl nimmt dann die Form

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q} \cdot L^4}{k \cdot \nu^2} \text{ an.} \quad (2.10)$$

Diese Definition wird häufig dann benutzt, wenn die Wärmequelle im System die Randbedingung einer konstanten Wärmestromdichte  $\dot{q}$  anstelle einer konstanten Temperatur besitzt.

Das Produkt aus  $\text{Gr}$  und  $\text{Pr}$  wird als Rayleigh-Zahl bezeichnet:

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}. \quad (2.11)$$

Die Rayleigh-Zahl wird bevorzugt zur Charakterisierung der natürlichen Konvektion in geschlossenen Systemen herangezogen, bei denen eine definierte Wärmequelle und Wärmesenke vorliegen. Dagegen wird die Grashof-Zahl verbreitet in offenen Systemen verwendet. Mit Hilfe von  $\text{Gr}$  oder  $\text{Ra}$  kann unterschieden werden, ob eine Strömung laminar oder turbulent ist. Nach Müller [47], VDI [48] und Incropera [44] ist die Außenströmung einer beheizten Platte für  $\text{Ra} < 10^8$  laminar, für  $\text{Ra} > 10^{10}$  voll turbulent. Der Bereich dazwischen wird als Transitionsbereich bezeichnet. Wird Glg. 2.10 mit der Wärmestromdichte zur Bildung der Rayleigh-Zahl benutzt, so verschiebt sich  $\text{Ra}$  des laminar/turbulenten Umschlags in den meisten Fällen zu größeren Werten. Grund dafür ist die Wahl der charakteristischen Länge  $L$ , die nicht der Grenzschichtdicke entspricht.

Um vergleichbare Aussagen zum Strömungsregime zu machen, muss die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Umgebung genutzt werden. Angaben zur Umrechnung der Temperatur von konstanter Wärmestromdichte können bei Incropera [44] nachgelesen werden.

Wird in der Rayleigh-Zahl die Dichte nach dem Idealen-Gas-Gesetz durch den Druck  $p$  und die Lufttemperatur  $T_\infty$  ersetzt, so ergibt sich die Druckabhängigkeit der Rayleigh-Zahl:

$$\text{Ra} = \frac{g \cdot \dot{q}_Q \cdot L^4 \cdot c_p}{k^2 \cdot \mu \cdot R_S^2 \cdot T_\infty^3} p^2. \quad (2.12)$$

Sind alle weiteren Stoffkonstanten unabhängig vom Druck, so kann Ra mit dem Quadrat des Drucks variiert werden.

Soll die Rayleigh Zahl von Kanälen bestimmt werden, so wird gemäß Elenbaas [49] die modifizierte Rayleigh-Zahl eingeführt:

$$\text{Ra} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot R^3}{\kappa \cdot \nu} \left( \frac{R}{H} \right). \quad (2.13)$$

Die Breite des Kanals wird mit der Länge  $R$  bezeichnet. Der zusätzliche Term  $(R/H)$  beschreibt die Ausbildung der Temperatur- und Strömungsgrenzschicht vom Anfang des Kanals bis zur Kanallänge  $H$ .

Eine erzwungen angetriebene Strömung wird über die Reynolds-Zahl beschrieben, die das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Reibungskräften bildet:

$$\text{Re} = \frac{v_\infty \cdot L}{\nu} = \frac{v_\infty \cdot L \cdot \rho}{\mu}. \quad (2.14)$$

Die typische Geschwindigkeit der Strömung wird mit  $v_\infty$  bezeichnet, die charakteristische Länge  $L$  bezeichnet bei Außenströmungen die überströmte Länge, bei Innenströmungen den hydraulischen Durchmesser der Geometrie. Die kritische Reynolds-Zahl für den Umschlag von der laminaren zur turbulenten Strömung beträgt für eine Außenströmung nach VDI [48]  $5 \cdot 10^5$  und für die Rohrströmung nach Prandtl [50] 2320. Aufgrund der Vielzahl der Probleme mit Außen- und Innenströmungen sind diese Werte lediglich als Richtwerte zu verstehen. Wird die Re mit dem lokalen Wandabstand (z.B. Grenzschichtdicke) und der lokalen Geschwindigkeit an einer bestimmten Position der Strömung gebildet, so spricht man von der lokalen Reynolds-Zahl. Sie wird zur Bewertung von komplexen Strömungen oder auch in der Numerik eingesetzt.

Die von einer Auftriebsströmung erzeugte Geschwindigkeit kann durch Gleichsetzen der Grashof-Zahl mit dem Quadrat der Reynolds-Zahl ermittelt werden:

$$\text{Gr} = C \cdot \text{Re}^2. \quad (2.15)$$

Der Parameter  $C$  schwankt gemäß Literaturangaben zwischen dem theoretischen Wert  $C = 1$  und dem empirisch gefundenen Wert  $C = 2,5$ . Die so ermittelte Geschwindigkeit wird als typische Geschwindigkeit der Auftriebsströmung  $v_{\text{conv}}$  bezeichnet. Der Quotient  $\text{Gr}/\text{Re}^2$  wird als Richardson-Zahl  $\text{Ri}$  bezeichnet. Er charakterisiert das Kräfteverhältnis von Auftriebsströmung und erzwungener Strömung. Für  $\text{Ri} > 1$  liegt eine von der natürlichen Konvektion dominierte Strömung vor, für  $\text{Ri} < 1$  ist die Strömung erzwungen.

Im Bereich  $Ri \approx 1$  spricht man von gemischter Konvektion. Durch Unterschiede der Außenströmung und Innenströmung schlägt Yao [51] eine Modifizierung für Innenströmungen vor: Für isotherme Wände gelte  $Gr < Re$  und für Wände konstantem Wärmestromes  $Gr^2 < Re$  zur Vernachlässigung der Auftriebsströmung.

Der Wärmeübergang an einer Oberfläche wird über die Nußelt-Zahl beschrieben. Sie stellt das Verhältnis des gesamten Wärmetransportes und des Wärmetransportes durch reine Wärmeleitung auf:

$$Nu = \frac{\dot{q}_{\text{ges}}}{\dot{q}_{\text{leit}}} = \frac{h \cdot L}{k}. \quad (2.16)$$

Häufig wird die Darstellung auf der rechten Seite von Glg. 2.16 genutzt, wobei die Konvektion über den konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  und die Wärmeleitung über die Wärmeleitfähigkeit des Fluids  $k$  beschrieben wird. Nach ihrer ursprünglichen Definition kann die Nußelt-Zahl den Wert Eins nicht unterschreiten. Dies ist für Außenströmungen der Fall, bei Rohr- oder Kanalströmungen kann die Wahl sehr kleiner charakteristischer Längen  $L$  einen Wert nahe Eins oder darunter bedingen. Die Nußelt-Zahl stellt für ingenieurtechnische Anwendungen eine wichtige Größe dar. Der Wärmeübergang verschiedener Anwendungen kann damit berechnet werden. Die allgemeine Darstellung lautet wie folgt:

$$\text{natürliche Konvektion: } Nu = C \cdot Gr^a \cdot Pr^b, \quad (2.17)$$

$$\text{erzwungene Konvektion: } Nu = C \cdot Re^a \cdot Pr^b. \quad (2.18)$$

Entsprechende Werte für die Variablen  $C$ ,  $a$  und  $b$  sind sowohl aus analytischen Ergebnissen und experimentellen Korrelationen z.B. bei Incropera [44] zusammengestellt. Die Koeffizienten hängen darüber hinaus vom laminaren/turbulenten Strömungsregime ab. Aus Experimenten werden modellangepasste Definitionen erstellt. So wird die Nußelt-Zahl für die laminare natürliche Konvektion in Kanälen in Abhängigkeit von  $Ra$  aus Glg. 2.13 von Elenbaas [49] und Churchill und Usagi [52] gefunden:

$$Nu = \frac{1}{24} Ra (1 - e^{-35/Ra})^{3/4}, \quad (2.19)$$

$$Nu = \left( \frac{576}{Ra^2} + \frac{2,873}{\sqrt{Ra}} \right)^{-1/2}. \quad (2.20)$$

Der Wärmetransport an Kanälen kann durch den sogenannten Kamineffekt erhöht werden, wie er u.a. bei Kitamura [53] beschrieben ist. Dabei erzeugt die Auftriebskraft der warmen Luft im geschlossenen Kamin einen Unterdruck, der den Zustrom von kaltem Fluid und somit die Nußelt-Zahl erhöht. Dieser Effekt findet in der Elektronik Kühlung Anwendung.

In Analogie zur Nußelt-Zahl wird die Biot-Zahl definiert, die den konvektiven Wärmetransport an der Oberfläche eines Festkörpers mit der Wärmeleitung  $k$  in seinem Inneren über den Wegabschnitt  $L$  ins Verhältnis setzt:

$$Bi = \frac{h \cdot L}{k}. \quad (2.21)$$

Die Biot-Zahl legt fest, ob ein Körper gut ( $Bi > 1$ ) oder schlecht ( $Bi < 1$ ) gekühlt wird.

Reynolds erkannte, dass aus der funktionalen Form der Lösungen von Impulstransport und Wärmetransport ein Zusammenhang zwischen erzwungener Strömung und dem daraus resultierenden Wärmetransport besteht. Die von ihm gefundene Reynolds-Analogie stellt über die Stanton-Zahl

$$\text{St} = \frac{h}{\rho c_p u_\infty} \quad (2.22)$$

den Bezug zwischen Wandschubspannung und konvektivem Wärmeübergang her:

$$\text{St} = \frac{C_f}{2} = \frac{\text{Nu}}{\text{Re} \cdot \text{Pr}}. \quad (2.23)$$

Die Wandschubspannung wird über den Reibungskoeffizienten  $C_f = 2\tau_w/(\rho u_\infty^2)$  ausgedrückt und Re hat einen für die Geometrie charakteristischen Wert. Gleichung 2.23 wurde später von Chilton und Colburn in Bezug auf verschiedene Stoffe erweitert. Die von ihnen gefundene Abhängigkeit wird als Chilton-Colburn Analogie bezeichnet und ist in Glg. 2.24 dargestellt. Lienhard [54] gibt zusätzlich Korrelationen für die Anwendung der Chilton-Colburn Analogie bei voll turbulenter Strömung an, wie in Glg 2.25 ausgewiesen.

$$\text{St} \cdot \text{Pr}^{2/3} = \frac{C_f}{2}, \quad (2.24)$$

$$\text{St} \cdot \left(1 + 12,8(\text{Pr}^{0,68} - 1) \sqrt{\frac{C_f}{2}}\right) = \frac{C_f}{2}. \quad (2.25)$$

Die Stanton-Zahl selbst drückt das Verhältnis von konvektivem Wärmestrom zu Enthalpiestrom des Fluids aus. Die Analogien können vorteilhaft zur Bestimmung des Wärmetransports aus dem Strömungsfeld genutzt werden, ohne dass die Energiegleichung explizit gelöst werden muss.

Im Falle der gemischten Konvektion kann die Nußelt-Zahl in Analogie zu Glg 2.18 durch Ergänzung mit der Richardson-Zahl gebildet werden und lautet gemäß Papanicolaou [21]:

$$\text{Nu} = C \cdot \text{Re}^a \cdot \text{Ri}^b. \quad (2.26)$$

Aus dem Fourierschen Gesetz der Wärmeleitung und dem konvektiven Wärmetransport an der Wand kann in Analogie zum Ohmschen Gesetz der Elektrotechnik der thermische Widerstand definiert werden:

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{\dot{Q}} = \frac{1}{hA} = \frac{\Delta x}{kA}. \quad (2.27)$$

Je nachdem, ob der Wärmedurchgang durch eine Wand oder der Wärmetransport durch Konvektion berechnet wird, werden die beiden letzten Terme der Glg. genutzt. Im Gegensatz zur Elektrik stellt die Temperaturdifferenz das treibende Potenzial und der Wärmestrom den resultierenden Strom dar. Rechenregeln für die Parallel- oder Reihenschaltung von Widerständen sind dem Ohmschen Gesetz identisch. Zwischen dem thermischen Widerstand und der Nußelt-Zahl besteht der Zusammenhang  $R_{th} \sim 1/(\text{Nu} \cdot A)$ .

Der thermische Widerstand von Kühlkörpern kann alternativ durch die Angabe seiner Rippeneffizienz erfolgen. Wird ein konstanter Wärmestrom  $\dot{Q}$  in die Grundfläche eines

Kühlkörpers eingespeist, entsteht auf den Rippen eine mittlere Temperaturdifferenz  $\Delta T_F$  zur Umgebung. Wird der Wärmestrom  $\dot{Q}$  in die Grundfläche ohne Rippen eingespeist, entsteht die Temperaturdifferenz  $\Delta T_B$ . Die Rippeneffizienz  $\eta$  definiert sich bei konstanter Grundfläche und konstantem Wärmestrom  $\dot{Q}$ :

$$\eta = \frac{\Delta T_B}{\Delta T_F}. \quad (2.28)$$

Die Rippeneffizienz beinhaltet nicht nur Informationen zur Nußelt-Zahl der Rippen, sondern auch zur Oberflächenvergrößerung gegenüber einer ebenen Platte.

Die Nußelt-Zahl nach Glg. 2.16 ist für den Wärmetransport an einer Wand definiert. Erfolgt der Wärmetransport über zwei Wände hinweg, wie z.B. in einem geschlossenen Gehäuse von einer inneren Wärmequelle zur Außenwand (hier hilfswise mit den Indizes 1 und 2 bezeichnet), so werden zwei Nußelt-Zahlen  $Nu_{1,2}$  zur Bildung einer gesamten Nußelt-Zahl  $Nu$  benutzt. Unter der Bedingung eines gleichgroßen Wärmestromes an beiden Wänden  $\dot{Q}_1 = \dot{Q}_2$ , bei unterschiedlichen Flächen  $A_{1,2}$ , ergibt sich eine Addition der thermischen Widerstände  $R_1$  und  $R_2$ . Daraus folgt für die gesamte Nußelt-Zahl:

$$Nu = \frac{Nu_1 \cdot Nu_2}{Nu_1 \cdot \Gamma + Nu_2}. \quad (2.29)$$

Das Aspektverhältnis  $\Gamma$  bezeichnet das Verhältnis der Flächen  $\Gamma = A_1/A_2$ , wobei  $A_1$  die Referenzfläche für die Wärmestromdichte  $\dot{q}$  ist. Im Grenzfall  $\Gamma \rightarrow 0$  gilt  $Nu = Nu_1$  und es wirkt nur noch die Nußelt-Zahl an Fläche Eins. Bei dem in der Literatur oft betrachteten Grenzfall  $\Gamma = 1$  taucht  $\Gamma$  in der Berechnungsvorschrift nicht explizit auf.

### 2.1.2 Wärmestrahlung

Jeder Körper mit einer Temperatur  $T$  sendet in Abhängigkeit dieser Temperatur Strahlung aus. Gemäß seiner Abstrahlung unterscheidet man den schwarzen, grauen und bunten Strahler.

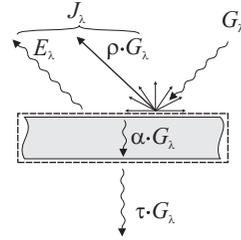
**Der schwarze Strahler** Er stellt den idealen Strahler dar, der alle auftreffende Strahlung vollständig absorbiert und gemäß seiner Oberflächentemperatur die maximal mögliche Strahlungsleistung abgibt. Die spektrale Strahlungsdichte  $E_{\lambda,b}$  eines schwarzen Körpers in einem Medium mit der Brechzahl  $n$  wird anhand des Planckschen Strahlungsgesetzes

$$E_{\lambda,b}(\lambda, T) = \frac{nC_1}{\lambda_0^5 [\exp(C_2/\lambda_0 T) - 1]} \quad (2.30)$$

beschrieben, wobei  $C_1 = 3,742 \cdot 10^8 \text{ (W} \cdot \mu\text{m}^4)/\text{m}^2$  die erste und  $C_2 = 1,439 \cdot 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$  die zweite Strahlungskonstante und  $\lambda_0$  die Wellenlänge der Strahlung im Vakuum darstellt. Da die Brechzahl im Vakuum  $n = 1$  beträgt, verschwindet  $n$  in den meisten Anwendungsfällen aus der Gleichung. Das Maximum dieser Verteilung wird anhand des Wienschen Verschiebungsgesetzes mit der dritten Strahlungskonstante  $C_3 = 2897,8 \mu\text{m} \cdot \text{K}$  beschrieben:

$$\lambda_{\max} \cdot T = \frac{C_3}{n}. \quad (2.31)$$

**Abbildung 2.1:** Strahlungsverteilung an einem halbtransparenten Medium. Die einfallende Strahlung  $G_\lambda$  wird mit dem Anteil  $\varrho G_\lambda$  reflektiert, mit dem Anteil  $\alpha G_\lambda$  absorbiert und mit dem Anteil  $\tau G_\lambda$  transmittiert.  $J_\lambda$  bezeichnet die gesamte, von der Oberfläche ausgehende Strahlung.



Nach der Gleichung verschiebt sich die Wellenlänge des Strahlungsmaximums zu kürzeren Wellenlängen bei erhöhter Temperatur. Ein typisches Beispiel ist die Sonnenstrahlung mit einer maximalen Strahlungstemperatur von  $\approx 5800$  K und einem maßgeblichen Strahlungsanteil im sichtbaren Spektralbereich. Das Integral über den gesamten Wellenlängenbereich liefert nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz die maximale Strahlung, die ein Körper bei dieser Temperatur abgeben kann:

$$E_b = \int_0^\infty E_{\lambda,b} d\lambda = n^2 \sigma T^4. \quad (2.32)$$

Die Stefan-Boltzmann-Konstante hat den Wert  $\sigma = 5,670 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ .

**Der graue/bunte Strahler** Die in der Realität auftretenden Oberflächen werden als bunte Strahler bezeichnet. Ihre gesamte emittierte Strahlungsleistung liegt unterhalb des schwarzen Körpers und ihre Emission hängt von der jeweiligen Wellenlänge  $\lambda$  ab. Zur Charakterisierung wird der Emissionskoeffizient  $\varepsilon_\lambda$  eingeführt, der gemäß

$$\varepsilon_\lambda(\lambda, \Theta, \varphi, T) = \frac{E_\lambda(\lambda, \Theta, \varphi, T)}{E_{\lambda,b}(\lambda, T)} \quad (2.33)$$

das Verhältnis der spektralen Strahlungsdichte der realen Oberfläche zur spektralen Strahlungsdichte des schwarzen Körpers ist. Die Emission ist zusätzlich von den Richtungen  $\Theta$  und  $\varphi$  abhängig, welche in der Praxis oft durch einen richtungsgemittelten Wert dargestellt wird. Ein Spezialfall der bunten Strahler ist der graue Strahler. Er emittiert über den gesamten Spektralbereich mit einem konstanten Emissionskoeffizienten.

**Oberflächeneffekte der Strahlung** Die Strahlungsanteile an der Oberfläche und im Inneren eines halbtransparenten Körpers sind in Abb. 2.1 dargestellt. Trifft eine Bestrahlungsstärke  $G_\lambda$  auf eine Oberfläche, so wird diese an der Oberfläche mit dem Anteil  $\varrho G_\lambda$  reflektiert, mit dem Anteil  $\alpha G_\lambda$  absorbiert und mit dem Anteil  $\tau G_\lambda$  transmittiert. Diese Darstellung entspricht einer teildurchlässigen Oberfläche und es folgt aus der Energieerhaltung:

$$1 = \varrho + \alpha + \tau. \quad (2.34)$$

$\varrho$  ist der Reflexionskoeffizient,  $\alpha$  der Absorptionskoeffizient und  $\tau$  der Transmissionskoeffizient der Oberfläche. Streng genommen gelten diese Gesetzmäßigkeiten spektral, d.h. alle Größen müssten um den Indize  $\lambda$  erweitert werden. Im Folgenden wird von einem Bereich ausgegangen, über dem diese Eigenschaften konstant sind. Die gesamte

Strahlung, die von der Oberfläche ausgesendet wird, wird mit der Ausstrahlung  $J_\lambda$  bezeichnet. Sie setzt sich aus den reflektierten Anteilen und der Oberflächenstrahlung des Körpers zusammen. Vereinfacht wird in Abb. 2.1 davon ausgegangen, dass keine Strahlung von der Rückseite der halbtransparenten Wand zur Ausstrahlung hinzukommt. Durch die Hinzunahme kann die Darstellung wesentlich komplexer werden. Der Netto-Strahlungstransport an der Wand kann deshalb aus der Bestrahlungsstärke und der Ausstrahlung gebildet werden:

$$\dot{Q}_\lambda = A \cdot (J_\lambda - G_\lambda). \quad (2.35)$$

Die Reflexion an einer Oberfläche besteht aus gerichtet und diffus reflektierten Anteilen. Der diffuse Anteil ist in Abb. 2.1 durch eine kreisrunde Ausstrahlung in den Halbraum gekennzeichnet. Der gerichtete Anteil wird gemäß dem Reflexionsgesetz reflektiert und ist durch einen Pfeil symbolisiert. Die Anteile werden mit  $\varrho_d$  (diffus) und  $\varrho_g$  (gerichtet) bezeichnet und bestimmen sich nach  $\varrho = \varrho_d + \varrho_g$ . Ihre praktischen Werte sind stark von der Oberflächenbeschaffenheit des jeweiligen Materials abhängig. So besitzen z.B. polierte Metalloberflächen einen hohen gerichteten Anteil, eine Kunststoffoberfläche durch die Rauigkeit einen sehr hohen diffusen Anteil.

Die Transmission von Strahlung in einem halbtransparenten Medium wird gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz

$$\tau = \exp(-\tilde{\alpha} \cdot L) \quad (2.36)$$

beschrieben, wobei der Absorptionsgrad  $\tilde{\alpha}$  die Absorption pro Länge und einer bestimmten Wellenlänge der Strahlung und  $L$  die Dicke des Mediums darstellt. Der in das Medium eingedrungene Anteil der Strahlung  $G_\lambda^* = 1 - \varrho G_\lambda$  wird auf den Anteil der Absorption und Transmission aufgeteilt. Wird die Strahlung innerhalb des Mediums vollständig absorbiert, d.h. gilt  $\tilde{\alpha} \cdot L \gg 1$ , so ist das Medium strahlungsundurchlässig oder opak. Der transmittierte Anteil in Glg. 2.34 wird in diesem Fall  $\tau = 0$ . Nach dem Kirchhoffschen Gesetz gilt für den Strahlungsaustausch zwischen Flächen die Gleichheit  $\varepsilon = \alpha$ . Damit kann eine opake Oberfläche durch ihren Emissionskoeffizienten  $\varepsilon$  und die Verteilung aus gerichteter und diffuser Strahlung vollständig beschrieben werden.

Die in Abb. 2.1 gezeigte Ausstrahlung  $J_\lambda$  einer Oberfläche  $i$  erreicht eine andere Oberfläche  $j$  unter dem Sichtfaktor  $F_{ij}$ . Der Sichtfaktor berechnet sich gemäß

$$F_{ij} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos \Theta_i \cos \Theta_j}{\pi R^2} dA_i dA_j, \quad (2.37)$$

wobei  $\Theta_{i,j}$  dem Sichtwinkel der Oberflächen  $i$  und  $j$  zu deren Flächennormale entspricht und  $R$  den Abstand der beiden Oberflächen kennzeichnet. Der Sichtfaktor erlaubt eine einfache Berechnung des Strahlungsaustausches zwischen Oberflächen und liegt für einfache Konfigurationen wie z.B. bei Modest [55] aus analytischen Berechnungen vor. Komplexere Anordnungen werden numerisch z.B. mit der Monte-Carlo-Methode bestimmt.

Gibt eine Oberfläche ihre Wärme nicht nur konvektiv sondern auch per Wärmestrahlung ab, so kann die gesamte Nußelt-Zahl nach Glg. 2.16 in die beiden Anteile  $Nu_{\text{conv}}$  und

$N_{RC} \cdot Nu_{rad}$  zerlegt werden:

$$Nu_{ges} = Nu_{conv} + N_{RC} \cdot Nu_{rad}, \quad (2.38)$$

$$Nu_{rad} = \frac{\dot{q}_{rad}}{\sigma T_W^4}, \quad (2.39)$$

$$N_{RC} = \frac{\sigma T_W^4 L}{k(T_W - T_\infty)}. \quad (2.40)$$

Diese Definition von Balaji [56] führt den Strahlungs-Wärmeleitungs-Interaktionsparameter  $N_{RC}$  ein, der die theoretisch mögliche Emission der Oberfläche mit dem Wärmestrom durch Wärmeleitung vergleicht. Über die gesamte Nußelt-Zahl  $Nu_{ges}$  kann ein gesamter konvektiver Wärmeübergangskoeffizient definiert werden, der sowohl den Wärmetransport durch Konvektion als auch durch Wärmestrahlung enthält:

$$h_{ges} = h + \varepsilon \sigma (T_W^2 - T_\infty^2) (T_W - T_\infty). \quad (2.41)$$

Die nun eingeführten Kennzahlen der Strömung und des Wärmetransportes werden in den einzelnen Kapiteln dieser Arbeit auf verschiedene Modellgeometrien angewendet. Die entsprechenden Definitionen der Kennzahlen mit Angabe der jeweiligen charakteristischen Größen werden in der Geometriebeschreibung detailliert angegeben.

## 2.2 Numerische Methoden

Im Rahmen dieser Arbeit wird der kommerzielle Strömungslöser FLUENT Version 6.2 verwendet. Mit ihm lassen sich eine Vielzahl verschiedener Strömungsprobleme in zwei oder drei Dimensionen berechnen. Dazu werden die Grundgleichungen Glg. 2.1 und 2.2 in geeigneter Weise numerisch umgesetzt. Neben den Strömungsgleichungen sind auch die Wärmetransportgleichung Glg. 2.3 und die Strahlungstransportgleichung Glg. 2.4 in FLUENT implementiert. Die Berechnungen dieser Arbeit setzen eine stationäre inkompressible Strömung voraus. Veränderungen der Dichte in Abhängigkeit der Temperatur werden gemäß dem idealen Gasgesetz Glg. 2.7 angenähert. Im Gegensatz zu einigen universitären Codes erlaubt Fluent die Berechnung auf unstrukturierten Gittern. Diese können für komplexe Geometrien genutzt werden.

Neben den standardmäßig in FLUENT implementierten Algorithmen besteht die Möglichkeit, über sogenannte User defined functions (UDF) Veränderungen vorzunehmen. Grundzüge der in dieser Arbeit verwendeten UDFs werden in Abschnitt C im Anhang dargestellt.

### 2.2.1 Strömungs- und Wärmetransportmodellierung

Das Programm FLUENT nutzt die sogenannte Finite-Volumen-Methode zur Diskretisierung der integralen Grundgleichungen. Die Flussbilanz über jedes einzelne Kontrollvolumen (KV) wird dabei so ausgeführt, dass die integralen Grundgleichungen mit den

konvektiven und diffusiven Flüssen über den Gaußschen Satz in eine Flussbilanz über die Oberflächen des KV überführt werden. Die jeweiligen Flüsse des KV werden in dessen Zentrum definiert und innerhalb der Zelle als konstant angesehen. Die Approximation der Zentrumswerte auf die jeweilige Oberfläche wird anhand verschiedener Verfahren realisiert.

Die konvektiven Flüsse der vier (2D) bzw. sechs (3D) Flächenmittelpunkte werden in dieser Arbeit mit dem Second-Order-Upwind-Verfahren bestimmt, bei dem sich die Oberflächenwerte durch eine multidimensionale lineare Rekonstruktion [57] errechnen. Diese berechnet den Wert einer Flussgröße  $\phi_O$  auf der Oberfläche aus den Zentrumswerten  $\phi$  im Abstand  $\Delta\vec{s}$  durch eine Taylorreihe:

$$\phi_O = \phi + \nabla\phi\Delta\vec{s}. \quad (2.42)$$

Der Zentrumswert und der Gradient entspricht dem Wert der stromabwärts gelegenen Zelle. Die Werte der Flussgröße auf den Oberflächen  $\phi_O$  entstehen durch Mittelung der Werte von benachbarten Zellen.

Die Berechnung von inkompressiblen Strömungen benötigt eine Kopplung von Geschwindigkeits- und Druckfeld zur Berechnung der Geschwindigkeiten. Zur Kopplung wird der SIMPLE-Algorithmus benutzt. Die Diskretisierung von Kontinuitäts-, NSG- und Wärmetransportgleichung ermöglicht das Lösen der Gleichungen in einem algebraischen Gleichungssystem. Die Diskretisierung aller Gleichungen wird auf zweite Ordnung fest eingestellt, zur Lösung wird der Segregated-Löser verwendet. Weitere Informationen zum Lösungsverfahren und zur Diskretisierung können der FLUENT-Anleitung [58] entnommen werden.

## 2.2.2 Turbulenzmodellierung

**Grundzüge und Modelle** Turbulente Strömungen zeichnen sich durch dreidimensionale, instationäre Wirbelbewegungen aus. Die Größe der Wirbel überspannt ein breites Längenspektrum. Die innerhalb der Strömung entstehenden Wirbel zerfallen in immer kleinere Wirbel und werden schlussendlich dissipativ vernichtet. Um solch komplexe Vorgänge beschreiben zu können, wurde von Reynolds eine zeitliche Mittelung der Kontinuitäts-, NSG und Energiegleichung vorgeschlagen. Jede zeitlich veränderliche Größe  $\Phi$  lässt sich durch ihren zeitlichen Mittelwert  $\langle\Phi\rangle$  und ihre Schwankungsgröße  $\Phi'$  zerlegen. Werden die Geschwindigkeit  $\vec{v}$ , der Druck  $p$  und die Temperatur  $T$  in den Glg. 2.1 bis 2.3 nach dieser Vorschrift ersetzt, ergeben sich die RANS-Gleichungen (Reynolds-Averaged-NSG-Gleichungen). Diese Gleichungen stimmen für die zeitlichen Mittelwerte bis auf einen Zusatzterm  $\rho\langle u'_i u'_j \rangle$  mit den originalen Gleichungen überein. Der Zusatzterm wird als Reynoldsscher Schubspannungstensor bezeichnet. Die Lösung der RANS-Gleichungen fordert die Modellierung dieses Terms zur Schließung des Gleichungssystems. Im Laufe der Jahre haben sich verschiedene Methoden zur Bestimmung des Schubspannungstensors herausgebildet. Sie unterscheiden sich wesentlich in den Vereinfachungen und dem damit verbundenen Berechnungsaufwand. Für industrielle Zwecke haben sich verschiedene, sogenannte Zwei-Gleichungs-Modelle etabliert. Diese Modelle verwenden die

Boussinesq-Hypothese. Sie basiert auf einer Analogie zwischen turbulenten und gaskinetischen Prozessen. Die molekularen Spannungen, die zum Reibungsterm und zur molekularen Reibung  $\mu$  führen, werden mit turbulenten Scheinspannungen verglichen, die eine Wirbelviskosität  $\mu_t$  hervorrufen.

Das in dieser Arbeit verwendete k- $\epsilon$ -Modell nach Launder und Spalding [59] löst zur Schließung des Gleichungssystems zwei semi-empirische Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie  $k = \langle u'_i u'_j \rangle / 2$  und die Dissipation  $\epsilon$ . Die Wirbelviskosität  $\mu_t$  wird aus beiden Größen mit der Konstante  $C_\mu = 0,09$  wie folgt gebildet:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}. \quad (2.43)$$

Zur Berechnung des turbulenten Wärmetransportes wird in der Implementierung des k- $\epsilon$ -Modells in FLUENT die effektive Wärmeleitfähigkeit

$$k_{eff} = k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (2.44)$$

genutzt, die den turbulenten Anteil der Wärmeleitung  $c_p \mu_t / Pr_t$  über die Reynolds-Analogie nach Glg. 2.23 aus dem Geschwindigkeitsfeld berechnet.  $Pr_t$  bezeichnet die turbulente Prandtl-Zahl.

Zur Charakterisierung der turbulenten Strömung wird der Turbulenzgrad  $Tu$  definiert, der die mittleren Schwankungen der Geschwindigkeit um die charakteristische Geschwindigkeit der Strömung  $|\langle \vec{v} \rangle|$  ausdrückt:

$$Tu = \frac{1}{|\langle \vec{v} \rangle|} \sqrt{\frac{\langle u_i'^2 \rangle}{3}}. \quad (2.45)$$

Weitere Informationen zum k- $\epsilon$ -Turbulenzmodell können bei Schlichting [60] nachgelesen werden. Die Einbindung in das Programm FLUENT ist der aktuellen Anleitung [58] zu entnehmen. Aus der vielfältigen Auswahl an Zweigleichungsmodellen wird dieses für die Berechnung in der vorliegenden Arbeit genutzt. Durch die weite Verbreitung dieses Modells sind seine Unzulänglichkeiten sehr gut bekannt und können z.B. bei ERCOFTAC [61] nachgelesen werden. Ziel der Arbeit sind keine Detailstudien zum lokalen Strömungsverhalten in der Grenzschicht, sondern das globale Verhalten der Strömung und des Wärmetransportes. Diese Informationen können dem k- $\epsilon$  Modell zuverlässig entnommen werden. In den folgenden Kapiteln wird ein zeitlich gemitteltetes Strömungs- und Temperaturfeld betrachtet, deshalb wird nicht mehr zwischen zeitgemittelten Größen (z.B.  $\langle u_i \rangle$ ) und stationären Größen (z.B.  $u_i$ ) unterschieden.

**Wandfunktionen** Die Modellierung von turbulenten Strömungen in Wandnähe werden durch sogenannte Wandfunktionen realisiert. Die Wandfunktionen bilden einen übergreifenden Bereich zwischen den Grundlagen turbulenter Strömung und ihrer Modellierung in Simulationsprogrammen. Die Aufteilung des Berechnungsgebietes in Zellen, besonders die Größe dieser Zellen in Wandbereichen, haben Einfluss auf die verwendeten Modelle.

Die Gittererstellung wird in Abschnitt 2.2.4 ausführlich beschrieben, die Anwendung auf die turbulente Strömung jedoch bereits in diesem Abschnitt.

Mit Hilfe des dimensionslosen Wandabstandes  $y^+ = \langle u_\tau \rangle \cdot y/\nu$  mit der Wandreibungsgeschwindigkeit  $u_\tau = \sqrt{\tau_W/\rho}$  kann die Grenzschicht der turbulenten Strömung in drei Schichten unterteilt werden:

- $0 < y^+ < 5$ : Viskose Unterschicht - Es herrscht eine laminare Strömung vor. Die molekulare Viskosität  $\mu$  spielt die dominante Rolle.
- $5 < y^+ < 60$ : Übergangs-/Pufferschicht.
- $60 < y^+$ : Voll turbulente Schicht - Die Strömung ist voll turbulent. Die Wirbelviskosität  $\mu_t$  spielt die dominante Rolle.

Da der Wärmeübergang an den Wänden mit der Reynolds-Analogie berechnet wird, übertragen sich die Gradienten der Geschwindigkeit und ihre Unterteilung in Schichten auch auf die Temperaturgrenzschichten.

Im Gegensatz zum häufig verwendeten logarithmischen Wandgesetz zur Beschreibung der turbulenten Grenzschicht wird in FLUENT das Modell der erweiterten Wandfunktionen genutzt. Bei diesem Modell wird das gesamte Berechnungsgebiet mit Hilfe der turbulenten Reynolds-Zahl  $Re_y = \rho y \sqrt{k}/\mu$  und dem Abstand zur nächsten Wand  $y$  in zwei Bereiche unterteilt: Für  $Re_y < 200$  in einen Zwei-Schicht-Bereich und für  $Re_y \geq 200$  in einen voll turbulenten Bereich. Zwischen beiden Bereichen wird eine Überblendfunktion installiert. Innerhalb des Zwei-Schicht-Bereiches wird  $k$  mittels eines Eingleichungsmodells nach Wolfstein [62] berechnet, aus dem die Wirbelviskosität  $\mu_t$  und die Dissipation  $\epsilon$  algebraisch bestimmt werden, während die Geschwindigkeit durch eine Überblendfunktion zwischen einem erweiterten turbulenten Wandmodell und dem laminaren Wandgesetz ermittelt wird. Detailliertere Informationen können der FLUENT-Anleitung [58] entnommen werden.

Die erweiterten Wandfunktionen bieten somit eine erhöhte Genauigkeit des  $k$ - $\epsilon$  Modells in Geometrien mit variablen lokalen Reynolds-Zahlen, mit voll turbulenten und laminaren/transitionellen Bereichen und unterschiedlicher Gitterauflösung. Insbesondere wird die Nutzung desselben Gitters für laminare und turbulente Berechnungen damit möglich.

### 2.2.3 Strahlungsmodellierung

Zur Berechnung des Strahlungswärmetransportes muss Glg. 2.4 numerisch gelöst und für einzelne Probleme vereinfacht werden. In den numerischen Simulationen dieser Arbeit spielt der diffuse Strahlungstransport an Kühlkörpern, aber auch der gerichtete Strahlungstransport an spiegelnden Oberflächen eine Rolle. Dazu werden aus dem Programmpaket FLUENT das Surface-to-Surface Modell (S2S), das Discrete Transfer Radiation Modell (DTRM) und das Discrete Ordinate Modell (DO) ausgewählt. Die Grundzüge dieser Modelle werden im Folgenden erläutert. Genauere Informationen können aus der FLUENT-Anleitung [58] oder aus deren Herleitungen bei Modest [55] und Siegel [63] erlesen werden.

**Surface-to-Surface Radiation Modell:** Dieses Modell betrachtet nur den Strahlungstransport von Oberflächen, jegliche Interaktion mit dem Medium durch Absorption oder Re-Emission wird nicht berücksichtigt. Die Ausstrahlung am Flächenelement erfolgt ausschließlich diffus, die Oberflächen selbst werden als opak betrachtet. Zum Strahlungsaustausch wird der Sichtfaktor zweier Flächenelemente nach Glg. 2.37 berechnet. Die ein Flächenelement verlassende Ausstrahlung ergibt sich nach Glg. 2.35 und besteht aus der Oberflächenemission und dem nach Glg. 2.34 von anderen Flächenelementen reflektierten Anteil. Zur Aufwandsminimierung können die Oberflächenelemente des Strömungsgitters zur Clustern zusammengefasst und das Strahlungsgitter vergrößert werden.

**Discrete Transfer Radiation Modell:** Die Berechnung des Strahlungstransportes im Medium erfolgt anhand konkreter Strahlen. Die Strahlen breiten sich durch einen Ray-Tracing Algorithmus aus. Entlang des Strahlenverlaufes kann die Strahlungsintensität durch Absorption gemindert oder durch Gasemission erhöht werden. Trifft ein Strahl auf eine Oberfläche, so wird seine Energie nach Glg. 2.34 absorbiert oder reflektiert. Sowohl Absorption als auch Reflexion werden ausschließlich diffus berechnet. Die von einer Oberfläche ausgehende Ausstrahlung wird bei diesem Modell gleichmäßig auf Strahlen in fest vorgegebener Richtungen verteilt. Die Strahlaufösung in die Raumwinkel  $\Theta$  und  $\varphi$  beeinflusst maßgeblich die Ressourcenanforderung. Durch eine Clusterung von Volumen- und Oberflächenelementen kann der Aufwand minimiert werden.

**Discrete Ordinate Radiation Modell:** Im Gegensatz zum DTRM-Modell wird Glg. 2.35 in eine Strahlungstransportgleichung umgewandelt und im gesamten Rechengebiet durch die Verwendung der Lösungsalgorithmen der Strömung bestimmt. Für jede Strahlrichtung  $\vec{s}$  wird eine Strahlungstransportgleichung aufgestellt. Die Strahlrichtung wird ähnlich dem DTRM-Modell fest aus einer Unterteilung der Raumwinkel  $\Theta$  und  $\varphi$  in den Oktanten des Koordinatensystems festgelegt. Im Unterschied zum DTRM-Modell kann nun auch die gerichtete Reflexion und der Strahlungsdurchgang durch halbtransparente Materialien inklusive Brechung an der Oberfläche berechnet werden. Die Strahlungsenergie wird am Oberflächenelement entsprechend seiner ankommenden Richtung  $\vec{s}$  auf die ausgehenden Richtungen aufgeteilt, wie in Abb. 2.1 symbolisch dargestellt. Das Modell erlaubt die Unterteilung der Strahlung und Stoffeigenschaften in verschiedene spektrale Bänder. Innerhalb eines Bandes werden die Eigenschaften von grauen Strahlen angewandt. Die Strahlungsintensität pro Richtung  $\vec{s}$  wird als zusätzliche Variable in der Lösung mitgeführt und kann bei großer Winkeldiskretisierung und vielen spektralen Bändern eine erhebliche zusätzliche Anzahl und Ressourcenanforderung bedeuten.

## 2.2.4 Gittergenerierung

Die Gittergenerierung kann in Form eines strukturierten oder unstrukturierten Gitters erfolgen. Mit den Anfängen der numerischen Simulation wurden Lösungsalgorithmen nur auf strukturierten Gittern implementiert. Später wurden diese auf unstrukturierte Gitter übertragen. Die Vernetzung von wesentlich komplexeren Geometrien war auf diese Art und Weise erheblich einfacher möglich. Dennoch bieten strukturierte Gitter bis heute

erhöhte Genauigkeit bei Rechnungen, da ihre Zellflächen normal zur Strömungsrichtung angeordnet werden können. Aus diesem Grund werden alle in dieser Arbeit erstellten Gitter vorrangig strukturiert erstellt. Nur im Einzelfall der komplexen Scheinwerfergeometrie von Abschnitt 4.1 wird für den Fluid-Raum auf ein unstrukturiertes Gitter zurückgegriffen.

Wichtig für die exakte Berechnung des Wärmetransportes an Wänden ist die Auflösung der wandnächsten Schichten. Diese sollten möglichst fein aufgelöst werden, um die auftretenden Gradienten gut abbilden zu können. Konkurrierend zu dieser Vorgabe steht die erhöhte Anforderung an Ressourcen und eine erhöhte Rechenzeit für besonders feine Gitter. Eine Kompromisslösung muss deshalb für jedes Gitter gefunden werden. Da während dieser Arbeit verschiedene Gitter genutzt werden, wird in Anhang B eine Hilfsgeometrie mit charakteristischen Abmaßen zur Bestimmung der wandnächsten Schicht erstellt und an ihr eine Gitterstudie durchgeführt. Diese ergibt, dass ein Gitterabstand der wandnächsten Schicht von 0,5 mm einen Berechnungsfehler des Wärmetransportes von weniger als 1% erfüllt. Diese Einstellung wird für alle weiteren Gitter als Grundlage verwendet. Die Gitter der einzelnen Modellgeometrien und der Literaturvergleich für ausgewählte Fälle sind im Anhang B aufgelistet. Die Gittergenerierung in der vorliegenden Arbeit wird ausschließlich mit dem Programm GAMBIT durchgeführt.

Der Fehler der Ergebnisse aus den numerischen Simulationen ergibt sich einerseits aus den verwendeten Modellen, andererseits aus der verwendeten Gitterdiskretisierung. Fehlerangaben zu numerischen Modellen können in der Literatur z.B. bei ERCOFTAC [61] nachgelesen werden. Die verwendeten Berechnungsgitter dieser Arbeit erreichen einen Fehler  $<1\%$  in den berechneten Größen. Dieser Fehler ist für alle Rechnungen gleich und wird in der Diskussion und in den Diagrammen nicht explizit angegeben.

## 2.3 Experimentelle Methoden

Die in dieser Arbeit verwendeten Messmethoden beschränken sich auf die Erfassung von Temperaturen und Geschwindigkeiten. Dazu stehen jeweils Punkt- und Feldmessverfahren zur Verfügung, von denen die Temperatur mittels Punkt- und Feldmessverfahren und das Strömungsfeld mittels Feldmessverfahren bestimmt wird.

### 2.3.1 Temperaturmessung

Punktuelle Temperaturmessungen werden in dieser Arbeit mit Hilfe von Widerstands-Temperatur Sensoren und Thermoelementen durchgeführt. Die eingesetzten Widerstands-Temperatur Sensoren sind vom Typ Pt100 und bestimmen die Temperatur über die Veränderung des elektrischen Widerstandes bei Temperaturänderung. Der systematische Messfehler der Sensoren beträgt  $\pm 0,185$  K. Thermoelemente bestehen aus einem geschlossenen Kreis zweier unterschiedlicher Metalldrähte. Herrscht zwischen den beiden Kontaktstellen eine Temperaturdifferenz, so kann eine Potenzialdifferenz entsprechend

dem Seebeck-Effekt gemessen werden. Diese Differenz wird über ein Messgerät ausgewertet und einer Temperatur zugeordnet. Gegenüber dem Widerstands-Temperatursensor besitzen diese Sensoren einen größeren Messfehler, können aber durch ihre kleine Bauform präziser platziert werden und erreichen eine kleinere Zeitkonstante. Sie können z.B. innerhalb einer Wand genutzt werden, um die Temperatur wenig unterhalb der Oberfläche sehr gut zu bestimmen. Die eingesetzten Thermoelemente entsprechen dem Typ K und bestehen aus einer Ni-Cr/Ni Verbindung. Durch eine Vergleichsmessung mit einem Widerstands-Temperatursensor Pt100 wird der systematische Messfehler der Thermoelemente auf kleiner  $\pm 0,8$  K reduziert. Dieser Messfehler versteht sich in Verbindung mit dem Auslesegerät. Ausgewählte Elemente mit einem Fehler von nur  $\pm 0,4$  K werden dort eingesetzt, wo die zu messenden Temperaturdifferenzen besonders gering sind.

Das Temperaturfeld auf der Außenseite von ausgewählten Experimenten wird mit einer Infrarotkamera bestimmt. Die Kamera ist vom Typ Varioscan 1011 der Firma Jenoptik. Die von Körpern ausgesendete Temperaturstrahlung wird im Wellenlängenbereich  $8 - 12 \mu\text{m}$  von einem Infrarotdetektor aufgenommen und in ein Bild von  $320 \times 200$  Pixel umgewandelt. Zur Minimierung des Detektorrauschens wird dieser mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die so erreichte Temperaturgenauigkeit der Kamera beträgt  $\pm 1$  K. Hinzu kommt bei Messungen der Fehler des Emissionskoeffizienten, der sich in der ermittelten Temperatur äußert. Angaben dazu werden in den entsprechenden Kapiteln angeführt. Weitere Informationen zu den Temperaturmessverfahren können u.a. bei Bernhard [64] nachgelesen werden. Ein Feldverfahren zur Temperaturmessung an Innenseiten von Gehäusen wird bei Senin et al. [65, 66, 67, 68] vorgestellt.

### 2.3.2 Strömungsmessung

In den letzten Jahren werden in der Strömungsmesstechnik verstärkt berührungslose optische Messverfahren angewendet. Dazu gehören Punktmessverfahren wie die Laser-Doppler-Anometrie (LDA) und Feldmessverfahren wie die Particle-Image-Velocimetry (PIV). Der Vorteil der berührungslosen Verfahren liegt in der minimalen Beeinflussung des Strömungsfeldes. So können beispielsweise Auftriebsströmungen zuverlässig untersucht werden. Sousa [35] et al. berichten über den erfolgreichen Einsatz der LDA-Messtechnik in Scheinwerfergeometrien, Senin und Karcher [65] wenden die PIV-Messtechnik auf vereinfachte Scheinwerfergeometrien an.

Bei der PIV-Messtechnik wird über das zu messende Fluid ein Lichtschnitt aufgespannt. Durch seine Eigenschaften hat sich die Nutzung von leistungsstarken gepulsten Lasern (z.B. frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser) als Lichtquelle dafür durchgesetzt. In das zu messende Fluid werden Partikel eingebracht, die möglichst verzögerungsfrei der Strömung folgen und keinen eigenen Auf- oder Abtrieb besitzen. Darüber hinaus müssen sie eine hohe Lebensdauer aufweisen und eine genügend gute Reflexion des Lichtes ermöglichen. Durch Erfahrungen aus Vormessungen wurden DEHS-Partikel nach Raffel [69] mit einer Größe von  $2 - 3 \mu\text{m}$  für die Messungen verwendet. Der Lichtschnitt wird senkrecht zur Lichtsmittebene mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Die Bilder werden an einen Rechner übertragen. Dieser berechnet aus zwei aufeinanderfolgenden Bildern durch Kreuzkorrelation ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld innerhalb der Messebene.

Bei Anwendung der PIV-Technik muss ein optischer Zugang zum Fluid bestehen. Die bei Eintritt in das Messobjekt entstehenden Reflexionen des Lichtschnittes können die Messwertaufnahme erheblich stören. Durch Verwendung eines Anstrichs aus Rhodamin können Reflexe wesentlich verringert werden. Rhodamin ist ein fluoreszierender Stoff, der das grüne Laserlicht absorbiert und als orange-rotes Licht emittiert. Mit Hilfe eines schmalbandigen Filters auf der Linse der CCD-Kamera werden Reflexe herausgefiltert. Nachteilig wirkt sich bei Rhodamin aus, dass es die Emission und Absorption der Oberfläche und somit deren Strahlungseigenschaften insbesondere bei metallischen Oberflächen stark verändert. Weiterhin kann es durch Abschattung des Lichtschnittes zu ungenügender Ausleuchtung im Modell kommen. Die Messungen beschränken sich deshalb meist nur auf einen Ausschnitt der Geometrie. Weitere Informationen zu den Grundlagen der Strömungsmesstechnik können bei Nitsche [70] nachgelesen werden.

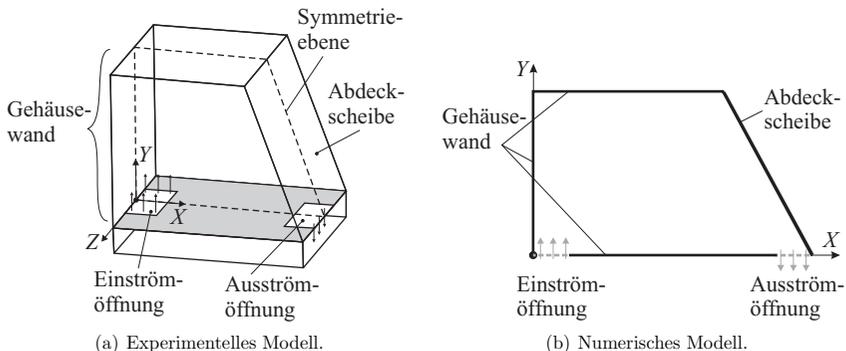
Der resultierende Messfehler der Zielgrößen wird aus den oben angegebenen Messfehlern berechnet und in den Ergebnissen angegeben. Bei der Darstellung in Diagrammen werden wegen der Übersichtlichkeit nur ausgewählte Messreihen mit Fehlerbalken versehen. Sind keine Messfehler angegeben, dann sind diese in der gewählten Achsenskalierung nicht darstellbar.



# 3 Wärmetransport in Scheinwerfern mit Halbleiter-Lichtquellen

Im folgenden Kapitel soll der Einfluss der Wärmequelle und des Scheinwerfergehäuses auf die Strömung und den Wärmetransport durch erzwungene, gemischte und natürliche Konvektion erarbeitet werden. Hauptaugenmerk liegt dabei auf dem gesamten Wärmetransport von der Wärmequelle zur Gehäusewand, der sich aus dem Anteil von der Wärmequelle zur Innenluft und dem Anteil von der Innenluft zur Gehäusewand zusammensetzt. Analog der Modellbildung aus Abschnitt 1.1.1 besteht das vereinfachte Scheinwerfermodell aus der Abdeckscheibe und der Gehäusewand und ist in Abb. 3.1 dargestellt. Zwei Öffnungen in der Gehäusewand ermöglichen das Ein- und Ausströmen von Luft für die Untersuchung der erzwungenen bzw. gemischten Konvektion. Das experimentelle Modell ist symmetrisch aufgebaut. Seine Symmetrieebene wird als zweidimensionales Modell in der numerischen Simulation abgebildet.

Im Abschnitt 3.1 dieses Kapitels wird der Wärmeübergang an der Wand des Scheinwerfergehäuses unter dem Einfluss von erzwungener Konvektion untersucht. Der Aufbau wird in Abschnitt 3.2 um eine Wärmequelle innerhalb des Gehäuses erweitert. Abschnitt 3.3 verzichtet danach ganz auf den Einfluss der erzwungenen Konvektion und betrachtet ausschließlich die natürliche Konvektion innerhalb der Geometrie. Die natürliche Konvektion kann durch angrenzende oder benachbarte Bauteile behindert werden. Die Wirkung verschiedener geometrischer Begrenzungen wird in Abschnitt 3.4 studiert. Die Resultate werden in Abschnitt 3.5 auf einen Prototypenscheinwerfer angewendet.



**Abbildung 3.1:** Vereinfachtes Scheinwerfermodell für Experiment und Simulation. Die Symmetrieebene des Experimentes wird in der Simulation als 2D-Geometrie abgebildet.

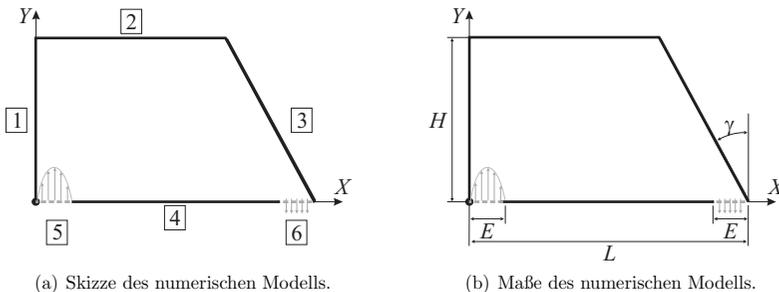
## 3.1 Wirkung der erzwungenen Konvektion

### 3.1.1 Experimentdefinition

#### Modellgeometrie und Randbedingungen

**Numerisches Modell** Die Randabschnitte des numerischen Modells sind in Abb. 3.2(a) dargestellt. Die Abdeckscheibe und Gehäusewände werden als Randabschnitte 1 bis 4 bezeichnet. Sie entsprechen einer Wand mit Haftbedingung. Das Fluid tritt an der Einströmöffnung (Randabschnitt 5) in die Geometrie ein und verlässt diese an der Ausströmöffnung (Randabschnitt 6).

Während der Untersuchungen wird die Reynolds-Zahl an der Einströmöffnung durch die mittlere Geschwindigkeit variiert. Als Einströmprofil dient, soweit nicht explizit angegeben, das parabolische Profil der ausgebildeten laminaren Rohrströmung. Für eine Reynolds-Zahl  $Re < 1700$  werden die Berechnungen laminar durchgeführt, bei allen Reynolds-Zahlen darüber erfolgt die Berechnung mit dem  $k-\epsilon$  Turbulenzmodell mit erweiterten Wandfunktionen. Der Turbulenzgrad und die Wirbelviskosität werden an der Einströmöffnung klein gewählt, um einen guten Übergang von laminarer zu turbulenter Rechnung zu gewährleisten. Detaillierte Angaben zu den turbulenten Randbedingungen können im Anhang A.1.1 nachgelesen werden. Die Stoffwerte von Luft werden während der Simulation fixiert. Sie entsprechen Luft bei 325 K sind bei Incropera [44] aufgelistet. Alle für die Geometrie relevanten Dimensionen sind in Abb. 3.2(b) zusammengestellt. Das Gehäuse ist  $H = 200$  mm hoch. Während der Untersuchungen wird die Länge  $L$  in verschiedenen Stufen variiert. Die Länge der Ein- bzw. Ausströmöffnung wird auf dem Wert  $E = 35$  mm fixiert. Die Öffnungen grenzen direkt an die Randabschnitte 1 und 3 und verändern ihre Lage während der Variation von  $L$  nicht. Zusätzlich wird der für die Abdeckscheibe typische Anstellwinkel  $\gamma$  des Randabschnittes 3 gegenüber der Horizontalen verändert. Die Zuordnung der Randbedingungen zu den einzelnen Randabschnitten fasst Tab. 3.1 zusammen.



**Abbildung 3.2:** Randabschnitte und Maße des numerischen Modells zur Wirkung der erzwungenen Konvektion.

Bezeichnung	Randbedingung
Randabschnitt <u>1</u>	$\vec{v} = 0$
Randabschnitt <u>2</u>	$\vec{v} = 0$
Randabschnitt <u>3</u>	$\vec{v} = 0$
Randabschnitt <u>4</u>	$\vec{v} = 0$
Randabschnitt <u>5</u>	$u = 0, v = v(x)$
Randabschnitt <u>6</u>	$u = 0, \partial v / \partial y = p_\infty = 0$

**Tabelle 3.1:** Randabschnitte und Randbedingungen zur Wirkung der erzwungenen Konvektion.

**Experimenteller Aufbau** Im experimentellen Aufbau werden das Aspektverhältnis auf  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und der Scheibenwinkel auf  $\gamma = 20^\circ$  fixiert. Es entspricht der in Abb. 3.1(a) dargestellten Geometrie. Die Breite der Geometrie in  $Z$ -Richtung beträgt  $B = 200$  mm. Randabschnitt 4 wird durch einen Zwischenboden im Modell realisiert. Die Ein- und Ausströmöffnung erstrecken sich nicht über die gesamte Breite der Geometrie, sondern sind 100 mm breit. Alle Wände sowie der Zwischenboden sind aus transparentem Polycarbonat gefertigt und besitzen eine Dicke von 6 mm. Unterhalb des Zwischenbodens wird ein Radiallüfter installiert, dessen Volumenstrom durch das Anbringen von Blenden variiert werden kann. Luftleiteinrichtungen sorgen für eine höchstmögliche Vergleichmäßigung der Strömung an der Einströmöffnung. Weitere Informationen zum Lüfter, dessen Kenndaten und dem konstruktiven Aufbau können in Abschnitt A.1.2 des Anhangs entnommen werden. Während der Variation des Luftstromes wird mittels PIV-Messtechnik das Strömungsfeld für  $z = \pm 15$  mm in Ebenen parallel zur Symmetrieebene ermittelt. Eine Messung direkt in der Symmetrieebene war aufgrund von Abschattung nicht möglich.

### Kennzahlen

Die in Kapitel 2 aufgeführten Definitionen der Kennzahlen werden entsprechend der vorliegenden Geometrie angepasst. Die Längen und Aspektverhältnisse werden gemäß Tab. 3.2 definiert. Das Aspektverhältnis  $\Gamma_{LH}$  beschreibt das Verhältnis Länge  $L$  zu Höhe

**Tabelle 3.2:** Übersicht über die Kennzahlen der Untersuchung zur Wirkung der erzwungenen Konvektion.

Bezeichnung	Definition	Größen
Längen	$X = x/H$ $Y = y/H$ $Z = z/H$	$H$ ... Höhe der Geometrie
Aspektverhältnis	$\Gamma_{LH} = L/H$	$L$ ... Länge der Geometrie
Reynolds-Zahl	$Re = \frac{v_E \cdot \vec{E} \cdot \rho}{\mu}$	$E$ ... Länge der Einströmöffnung
Nußelt-Zahl	$\overline{Nu}_{LG} = \frac{\bar{h} \cdot E}{k}$	$\bar{h}$ ... Mittelwert über alle Randabschnitte

**Tabelle 3.3:** Übersicht über die Parametervariation zur Wirkung der erzwungenen Konvektion.

Parameter	Variation
Reynolds-Zahl $Re$	190 – 3800
Gehäuselänge $\Gamma_{LH}$	1,0; 1,11; 1,25; 1,43; 1,67; 2,0
Scheibenwinkel $\gamma$	0°; 20°; 45°
Einströmprofil	parabolisch; kubisch; berechnet

$H$  der Geometrie. Die Reynolds-Zahl wird mit Hilfe der mittleren Geschwindigkeit an der Einströmöffnung  $v_E$  und der charakteristischen Länge  $E$  gebildet. Die Nußelt-Zahl wird unter Nutzung der gleichen charakteristischen Länge berechnet. Der konvektive Wärmeübergangskoeffizient  $\bar{h}$  ist eine längengewichtete Mittelung über die Randabschnitte [1] bis [4]. Zur Berechnung der jeweiligen lokalen Übergangskoeffizienten  $h_{ds}$  wird die Reynolds-Colburn-Analogie gemäß Glg. 2.24 genutzt:  $h_{ds} = f(\tau_w, Re)$ . Eine Übersicht über die variierten Parameter wird in Tab. 3.3 gegeben.

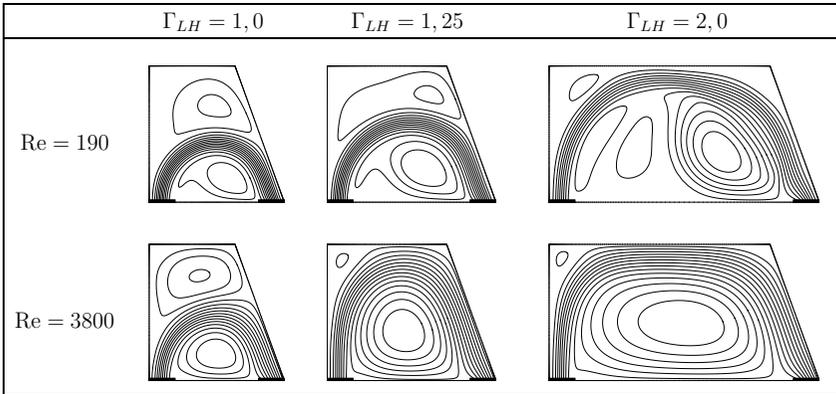
## 3.1.2 Numerische Ergebnisse

### Einfluss der Reynolds-Zahl

Die Reynolds-Zahl hat einen signifikanten Einfluss auf die Ausbildung der Strömung innerhalb des Gehäuses. Bedingt durch die Nachbarschaft von Einströmöffnung und Gehäusewand bildet sich ein Wandstrahl aus, der nach einer bestimmten Lauflänge von der Wand ablöst und eine Hauptströmung von der Ein- zur Ausströmöffnung hervorruft. In der Nähe der Ausströmöffnung legt sich die Hauptströmung gemäß dem Coanda-Effekt (siehe Prandtl [50]) wieder an Randabschnitt [3] an. Je größer  $Re$  wird, desto mehr wandert die Hauptströmung entlang der positiven Y-Richtung bis sie am oberen Randabschnitt [2] anliegt. Abbildung 3.3 verdeutlicht die Veränderungen für  $Re = 190$  und  $Re = 3800$  bei fixierten Gehäuseparametern  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\gamma = 20^\circ$  (Abb. in der Mitte).

Neben der Hauptströmung bilden sich im verbleibenden Fluidraum viskos angetriebene Wirbel aus. Für  $Re = 190$  sind dies zwei Wirbel, die sich oberhalb und unterhalb der Hauptströmung befinden. Liegt die Strömung für  $Re = 3800$  an der oberen Wand an, so existiert nur noch ein großer Wirbel in der Mitte des Gehäuses. Weitere Sekundärströmungen bilden sich in den Ecken der Geometrie aus. Das Zusammenspiel von Haupt- und Sekundärströmung bestimmt das Verhalten an den Randabschnitten [1], [2] und [3]. Für große  $Re$  liegt die Hauptströmung an diesen Randabschnitten mit Ausnahme der Ecken an, für kleine  $Re$  besteht Kontakt zur Sekundärströmung.

Liegt die Hauptströmung an den Randabschnitten an, ist die lokale Wandschubspannung sehr groß, was eine große lokale Nußelt-Zahl bedingt. Liegt dagegen die Sekundärströmung an den Randabschnitten an, vermindert sich die Wandschubspannung und somit die lokale Nußelt-Zahl. Der viskose Antrieb verursacht eine kleinere Geschwindigkeit verglichen zur Hauptströmung. Die Nußelt-Zahl wächst stetig mit der Reynolds-Zahl an.

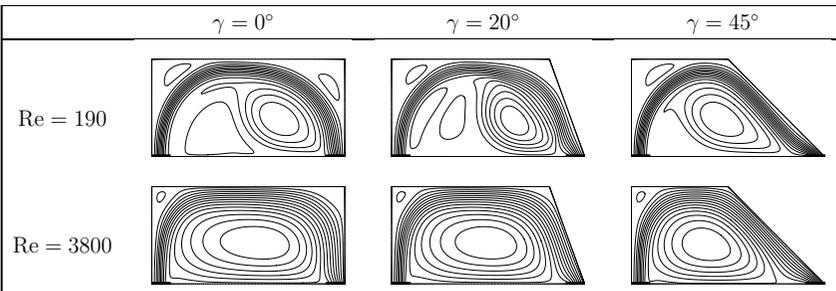


**Abbildung 3.3:** Stromlinien in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  für  $\gamma = 20^\circ$ . Steigt Re oder  $\Gamma_{LH}$ , so wandert die Hauptströmung in Y-Richtung zum oberen Randabschnitt.

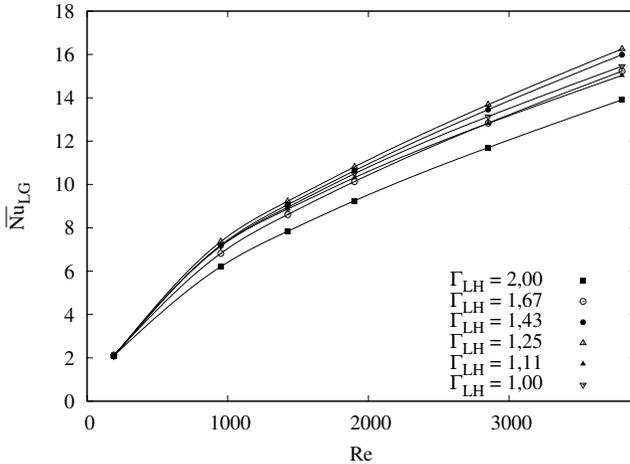
**Einfluss von Aspektverhältnis und Scheibenwinkel**

Bei konstanter Reynolds-Zahl bewirkt die Vergrößerung des Aspektverhältnisses, dass sich die Hauptströmung auf einen größeren Querschnitt aufteilt. Die resultierende Maximalgeschwindigkeit der Hauptströmung sinkt deshalb beim Durchströmen der Geometrie und schwächt den viskosen Antrieb der sekundären Wirbel. Je schwächer der Antrieb, desto öfter zerfallen diese Wirbel in mehrere kleinere Wirbel. Die Auswirkung des Aspektverhältnisses auf die Strömungsbilder sind in Abb. 3.3 für den Winkel  $\gamma = 20^\circ$  dargestellt.

Der Winkel  $\gamma$  von Randabschnitt [3] beeinflusst wesentlich das Anliegen der Hauptströmung an dieser Wand, wie in Abb. 3.4 dargestellt. Eine Vergrößerung des Winkels begünstigt einerseits das Wiederanlegen der Strömung, verursacht aber andererseits eine



**Abbildung 3.4:** Stromlinien in Abhängigkeit von Re und des Winkels  $\gamma$  für  $\Gamma_{LH} = 2,0$ . Je größer  $\gamma$  wird, desto besser liegt die Strömung am geneigten Randabschnitt an.



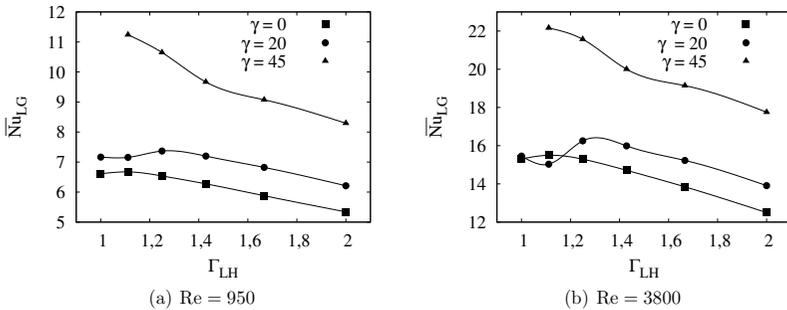
**Abbildung 3.5:**  $\overline{Nu}_{LG}$  an der Gehäusewand in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und dem Aspektverhältnis  $\Gamma_{LH}$  und konstantem Winkel  $\gamma = 20^\circ$ . Nu wächst mit steigendem Re.

geometrische Verkürzung von Randabschnitt [2]. Diese Verkürzung bewirkt besonders bei kleinem  $\Gamma_{LH}$  eine starke Verengung der Geometrie, ähnlich den Gehäuseecken. Resultierend liegt die Hauptströmung für  $\gamma = 20^\circ$  bei  $\Gamma_{LH} < 1,25$  sowie für  $\gamma = 45^\circ$  bei  $\Gamma_{LH} < 1,67$  unabhängig von Re nicht mehr an der oberen Gehäusewand an. Die Entwicklung einer Sekundärströmung aufgrund dieser Verengung veranschaulicht Abb. 3.3.

Die über alle Randabschnitte gemittelte Nusselt-Zahl  $\overline{Nu}_{LG}$  ist für den Winkel  $\gamma = 20^\circ$  in Abhängigkeit von Re in Abb. 3.5 dargestellt. Die Nusselt-Zahl steigt mit Re für alle Geometrien stetig aufgrund der erhöhten Wandschubspannung. Für große Re nimmt der Anstieg der Kurve langsam ab. Dieses Verhalten ist von der erzwungen angeströmten, ebenen Platte bekannt.

Abbildung 3.6 zeigt  $\overline{Nu}_{LG}$  in Abhängigkeit von  $\Gamma_{LH}$  und  $\gamma$  beispielhaft für  $Re = 950$  und  $Re = 3800$ .  $\overline{Nu}_{LG}$  wächst dort mit vergrößertem Winkel  $\gamma$  an. Dies ist einerseits im erhöhten Geschwindigkeitsgradienten von Randabschnitt [3] durch das Wiederanlegen der Strömung begründet, andererseits erhöht sich die Länge dieses Randabschnittes und er gewinnt bei der Bildung von  $\overline{Nu}_{LG}$  mehr an Bedeutung.

Eine Verringerung des Aspektverhältnisses erhöht in allen Fällen die Nusselt-Zahl bis zu einem Wert  $\Gamma_{LH} = 1,25$ . Unterhalb dieses Aspektverhältnisses wird  $\overline{Nu}_{LG}$  bei einem Winkel  $\gamma = 0^\circ$  an der Stelle  $\Gamma_{LH} = 1,11$  maximal. Für  $\Gamma_{LH} < 1,1$  bedingt die Verengung des Gehäuses eine Verlangsamung der Strömung. Eine weitere Verkleinerung des Aspektverhältnisses führt zur Ausbildung einer Sekundärströmung, wie sie für die Winkel  $\gamma = 20^\circ$  und  $\gamma = 45^\circ$  bekannt sind. Löst die Hauptströmung wie im Fall  $\gamma = 20^\circ$  für  $\Gamma_{LH} = 1,1$  von der oberen Wand ab, so verringert sich die Nusselt-Zahl. Wird das



**Abbildung 3.6:**  $\overline{Nu}_{LG}$  an der Gehäusewand für zwei verschiedene Re in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$ .

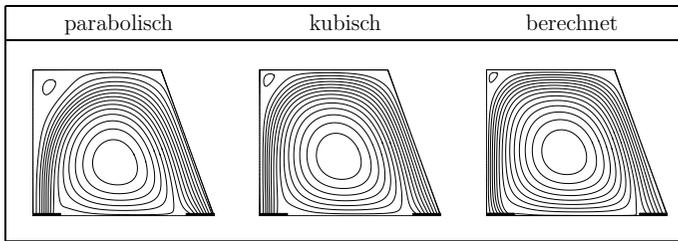
Gehäuse und somit Randabschnitt [2] weiter verkürzt, so verringert sich der Einfluss dieses Randabschnittes auf die Mittelung, was ein erneutes leichtes Ansteigen von  $\overline{Nu}_{LG}$  zur Folge hat. Im Fall  $\gamma = 45^\circ$  löst die Strömung während der Verringerung von  $\Gamma_{LH}$  ebenfalls von der oberen Wand ab. Diese Veränderung der Strömung erkennt man im Verlauf der Nußelt-Zahl in Abb. 3.6. Interessant dabei ist, dass sich  $\overline{Nu}_{LG}$  hier nicht verringert, sondern erhöht. Grund dafür ist der größere Einfluss von Randabschnitt [3] auf die Bildung von  $\overline{Nu}_{LG}$ . Er kompensiert die negative Wirkung der Sekundärströmung.

### Einfluss des Einströmprofils

Das Einströmprofil wird in drei Varianten verändert, um den Einfluss der lokalen Geschwindigkeitsgradienten zu studieren. Neben dem parabolischen Geschwindigkeitsprofil handelt es sich weiterhin um ein kubisches und ein berechnetes Profil deren Reynoldszahlen, d.h. mittlere Geschwindigkeiten der Strömung, konstant bleiben. Geändert wird die Verteilung der Geschwindigkeit auf ihre X- und Y- Komponenten und somit das Maximum der Geschwindigkeit in den Profilen. Es rückt dabei in der genannten Reihenfolge immer weiter zu Randabschnitt [1], um den Geschwindigkeitsgradient dort und an den folgenden Randabschnitten zu erhöhen. Die Lage des Geschwindigkeitsmaximums ( $v_{\max} \cdot E \cdot \rho$ )/( $Re \cdot \mu$ ), das auf die mittlere Geschwindigkeit an der Einströmöffnung normiert wird, ist in Tab. 3.4 dokumentiert. Das berechnete Profil wird durch zusätzliche Simulation des Zwischenbodens, wie er im Experiment verwendet wird, ermittelt.

Die Veränderungen der Stromlinien sind aus Abb. 3.7 ersichtlich. Verschiebt sich das Maximum der Geschwindigkeit zur Wand, so steigen der Geschwindigkeitsgradient und der Wärmeübergang. Speziell in der Nähe der Einströmöffnung, wo große lokale Geschwindigkeiten vorliegen, macht sich dies besonders bemerkbar. Die Nußelt-Zahl steigt stark an. Die resultierenden Nußelt-Zahlen für das gesamte Gehäuse und Randabschnitt [3] sind in Tab. 3.4 zusammen mit der Lage des Geschwindigkeitsmaximums dargestellt.

Im letzten Abschnitt wurde herausgestellt, dass der Wärmeübergang an Randabschnitt [3] einen großen Beitrag zu  $\overline{Nu}_{LG}$  liefert. Deshalb ist sein Wert  $\overline{Nu}_{LG}$  an [3] größer als der



**Abbildung 3.7:** Variation des Stromlinienbildes bei Variation des Einströmprofils für  $Re = 3800$ . Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$

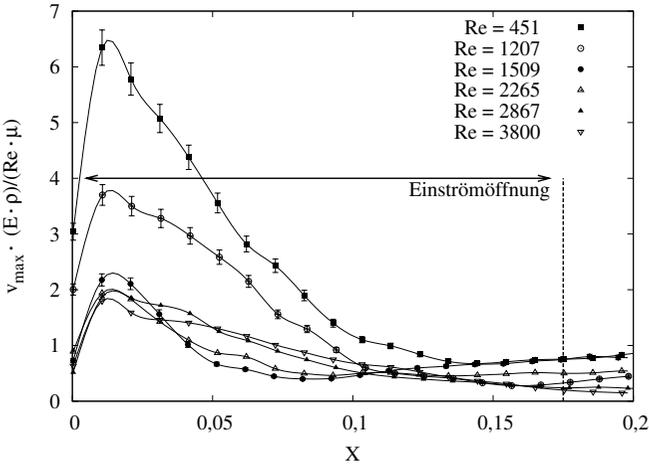
mittlere Wert  $\overline{Nu}_{LG}$ . Dies ist ebenfalls für das kubische Profil zutreffend. Das berechnete Geschwindigkeitsprofil in Tab. 3.4 verändert dieses Bild. Dort ist die  $\overline{Nu}_{LG}$  an **3** kleiner als der mittlere Wert des gesamten Gehäuses, da nun Randabschnitt **1** den größten Wert zur Mittelung liefert. Die gesamte Nußelt-Zahl als auch die Nußelt-Zahlen der einzelnen Randabschnitte können durch das Einströmprofil erhöht werden. Für die Mehrzahl der Untersuchungen wird das parabolische Profil verwendet, um eine gute Übertragbarkeit dieser Studie auf andere Geometrien zu ermöglichen. Die Studie zeigt jedoch, dass im Einzelfall die Wahl des Einströmprofils den Wärmetransport am Gehäuse stark beeinflussen kann.

**Tabelle 3.4:** Veränderung der normierten Maximalgeschwindigkeit, der Lage des Maximums sowie von  $\overline{Nu}_{LG}$  bei Variation des Einströmprofils für  $Re = 3800$ . Die Lage des Geschwindigkeitsmaximums bestimmt maßgeblich die Nußelt-Zahl. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

Profil	Maximalgeschwindigkeit $\frac{v_{\max}}{(Re \cdot \mu)/(E \cdot \rho)}$	Lage des Maximums	$\overline{Nu}_{LG}$	$\overline{Nu}_{LG}$ an <b>3</b>
parabolisch	1,50	$X = 0,0875$	16,25	27,89
kubisch	1,80	$X = 0,0580$	22,14	32,11
berechnet	1,85	$X = 0,0558$	48,14	42,81

### 3.1.3 Experimentelle Ergebnisse

Die experimentellen Ergebnisse dieses Abschnittes sollen vorrangig der Verifikation der numerischen Ergebnisse dienen. Dazu wird das Geschwindigkeitsfeld in der Nähe der Einströmöffnung mittels PIV-Messtechnik aufgenommen. Da das experimentelle Gehäuse mit seinen Parametern  $\Gamma_{LH}$  und  $\gamma$  für alle experimentellen Untersuchungen konstant ist, ergibt sich als Variationsparameter die Reynolds-Zahl.



**Abbildung 3.8:** Mittels PIV-Messung ermittelter Verlauf der normierten Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl an den Koordinaten  $Y = 0, 1; Z = -0,075$ . Der Bereich der Einströmöffnung ist gekennzeichnet. Das Maximum der Geschwindigkeit sinkt mit wachsender Reynolds-Zahl.

**Einfluss der Reynolds-Zahl**

Abbildung 3.8 zeigt experimentell aufgenommene Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit von  $Re$  an den Koordinaten  $Y = 0, 1; Z = -0,075$ . Die Geschwindigkeiten sind auf die jeweilige mittlere Geschwindigkeit normiert. Die Größe und Lage der Einströmöffnung wird anhand der Markierung aufgezeigt. Durch die Luftumlenkung im Unterboden befindet sich das Maximum der Geschwindigkeit sehr nahe an der Wand  $X = 0$ .  $Re$  variiert im Experiment  $451 < Re < 3800$ . Das Maximum der normierten Geschwindigkeit ist für kleine  $Re$  sehr groß, nähert sich für größere  $Re$  dem Wert 1,8 an. Ein teilweise erheblicher Unterschied in der Maximalgeschwindigkeit ist in den beiden Messebenen  $Z = \pm 0,075$  zu verzeichnen. Dies deutet auf eine ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung an der Einströmöffnung hin. Tabelle 3.5 fasst das Verhältnis von gemessener Maximalgeschwindigkeit zu mittlerer Geschwindigkeit für die  $Re$  Variationen zusammen. Die Geschwindigkeitsdifferenz in den Messebenen  $Z = \pm 0,075$  und die Tatsache, dass sich die Einströmöffnung nicht über die gesamte Breite des Gehäuses erstreckt, weist auf eine ausgeprägte, dreidimensionale Charakteristik in der Strömung hin.

**3.1.4 Vergleich und Zusammenfassung von Simulation und Messung**

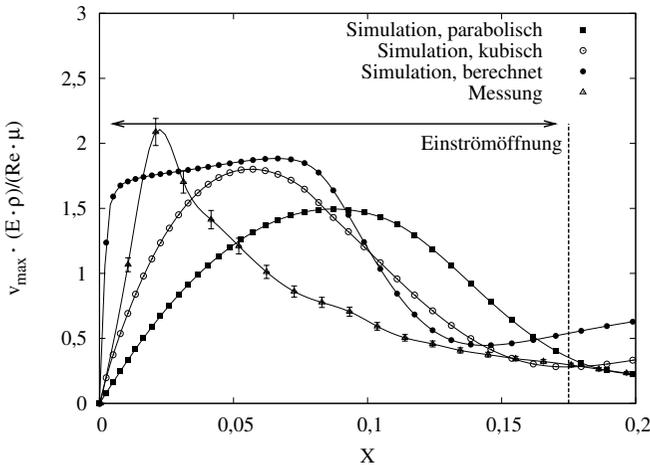
Die PIV-Messungen haben gezeigt, dass das Geschwindigkeitsprofil im Experiment nicht mit dem parabolischen Profil der Simulation an der Einströmöffnung übereinstimmt. Auf-

**Tabelle 3.5:** Mittels PIV-Messung ermitteltes Verhältnis von maximaler Geschwindigkeit zu mittlerer Geschwindigkeit für verschiedene Reynolds-Zahlen bei  $Y = 0, 1$ . Die Werte variieren in unterschiedlichen  $Z$ -Positionen.

Re	$v_{\max}$	
	$(\text{Re} \cdot \mu)/(E \cdot \rho)$ für $Z = -0,075$	$(\text{Re} \cdot \mu)/(E \cdot \rho)$ für $Z = +0,075$
451	$6,34 \pm 0,32$	$8,44 \pm 0,42$
1207	$3,70 \pm 0,19$	$5,32 \pm 0,27$
1509	$2,18 \pm 0,11$	$3,72 \pm 0,19$
2263	$1,91 \pm 0,10$	$3,58 \pm 0,18$
2867	$1,88 \pm 0,10$	-
3800	$1,80 \pm 0,09$	$2,20 \pm 0,11$

grund der Strömungsumlenkung im Zwischenboden befindet sich das strömende Fluid im Experiment näher an der Wand. Zur Überprüfung der Wirkung des Einstromprofils wurden drei verschiedene Profile studiert. Je näher dabei das Geschwindigkeitsmaximum des jeweiligen Profils an der Wand lag, desto höher wurde der Wärmetransport. Abbildung 3.9 vergleicht das gemessene Profil mit den simulierten Profilen an der Einstromöffnung ( $0 < X < 0,175$ ) bei  $Y = 0, 1; Z = 0,075$  und  $\text{Re} = 3800$ . Alle numerischen Profile weichen vom gemessenen Profil ab. Aus der Studie des Einstromprofils ist bekannt, dass sich die daraus resultierenden Abweichungen im Wärmeübergang widerspiegeln.

Die Ergebnisse in diesem Kapitel haben gezeigt, dass eine Verkleinerung des Aspektverhältnisses und eine Vergrößerung des Winkels die gesamte Nußelt-Zahl erhöhen. Dies gilt bis zu einem kritischen Wert, bei dem die Hauptströmung unter Ausbildung se-



**Abbildung 3.9:** Vergleich der Geschwindigkeitsverläufe in Simulation und Messung an der Position  $Y = 0, 1, Z = +0,075$  bei  $\text{Re} = 3800$ . Die Simulation beinhaltet drei verschiedene Profile. Das berechnete Profil kommt der Messung am nächsten.

kundärer Strömungen von den Gehäusewänden ablöst. Darüber hinaus wächst die gesamte Nußelt-Zahl stetig mit der Reynolds-Zahl an.

Die Simulationsergebnisse können mit der Modellfunktion  $\overline{\text{Nu}}_{\text{LG}} = C \cdot \text{Re}^a \cdot \text{Pr}^{1/3}$  nach Glg. 2.18 in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses und des Winkels zusammengefasst werden. Die entsprechenden Parameter aus Datenfits sind in Tab. 3.6 aufgelistet. Die Kurvenfits zeigen, dass der Exponent  $a$  stetig mit steigendem Anstellwinkel fällt. Für das Aspektverhältnis lässt sich kein eindeutiger Trend ausmachen. Der Parameter  $C$  bewegt sich genau gegenläufig und vergrößert sich mit steigendem Anstellwinkel sowie mit sinkendem Aspektverhältnis. In der Literatur werden für die laminare und turbulente Strömung der ebenen Platte Koeffizienten  $C$  und  $n$  angegeben. Diese sind in der Tab. 3.6 nach Incropera [44] dargestellt. Die Ergebnisse der erzwungenen Konvektion im Gehäuse ordnen sich sowohl für  $C$  als auch für  $n$  zwischen den Literaturangaben der laminaren und turbulenten Strömung ein. Sie unterstützen damit die Wahl eines transitionellen Modells für die numerische Berechnung, wie in Abschnitt A.1.1 im Anhang dargestellt.

$\Gamma_{LH}$	$\gamma$	$C$	$a$
2,0	0°	0,078 ± 0,003	0,62 ± 0,01
1,1	0°	0,107 ± 0,004	0,62 ± 0,01
2,0	20°	0,127 ± 0,003	0,58 ± 0,01
1,1	20°	0,160 ± 0,006	0,58 ± 0,01
2,0	45°	0,209 ± 0,006	0,55 ± 0,01
1,1	45°	0,361 ± 0,007	0,51 ± 0,01
<u>ebene Platte:</u>			
laminar		0,664	0,50
turbulent		0,148	0,80

**Tabelle 3.6:** Datenfit der Simulationsergebnisse mit der Modellfunktion  $\overline{\text{Nu}}_{\text{LG}} = C \cdot \text{Re}^a \cdot \text{Pr}^{1/3}$  für ausgewählte Aspektverhältnisse  $\Gamma_{LH}$  und Scheibenwinkel  $\gamma$ . Der Vergleich zu den Literaturangaben der ebenen Platte in laminarer und turbulenter, erzwungener Anströmung nach Incropera [44] befindet sich im unteren Teil der Tabelle. Die Ergebnisse dieser Studie ordnen sich zwischen den Werten der laminaren und turbulenten Strömung ein.

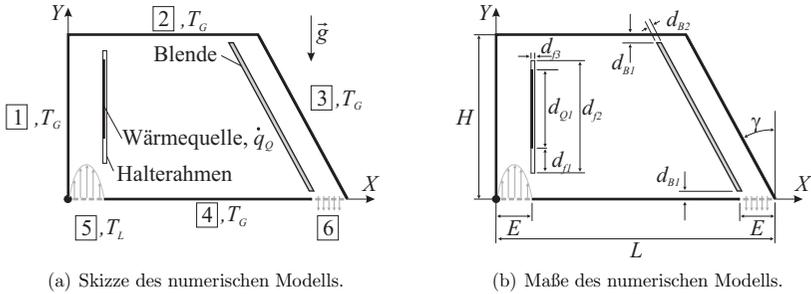
## 3.2 Wirkung der gemischten Konvektion

Im nächsten Teil der Untersuchungen wird innerhalb des Gehäuses eine Wärmequelle installiert. Diese wird später im Experiment durch Rippen erweitert und der Einfluss dieser erweiterten Oberflächen erarbeitet.

### 3.2.1 Experimentdefinition

#### Modellgeometrie und Randbedingung

**Numerisches Modell** Abbildung 3.10(a) skizziert das numerische Modell. Die Randbedingungen aus Abschnitt 3.1.1 werden dabei weitgehend übernommen. Erweitert wird



(a) Skizze des numerischen Modells.

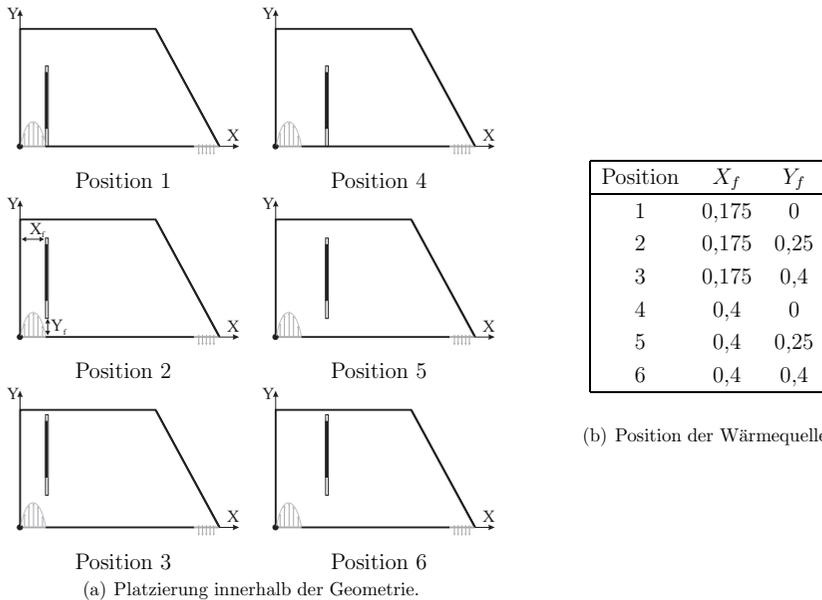
(b) Maße des numerischen Modells.

**Abbildung 3.10:** Randabschnitte und Maße des numerischen Modells zur Wirkung der gemischten Konvektion.

das Modell mit thermischen Randbedingungen zur Lösung der Energiegleichung. Die Randabschnitte **1** - **4** werden isotherm mit der Temperatur  $T_G$  gesetzt. Wie bereits in der Problemstellung in Abschnitt 1.1 erörtert, werden die Randabschnitte **5** und **6** thermisch gekoppelt, so dass der Wärmetransport ausschließlich über die Randabschnitte **1** - **4** stattfindet. Die Kopplung ist ausführlich im Abschnitt C des Anhangs beschrieben. Die resultierende Kopplungstemperatur  $T_L$  wird als Temperatur des einströmenden Fluids an Randabschnitt **5** verwendet. Analog dem vorangegangenen Abschnitt werden die Berechnungen für  $Re < 1700$  laminar und darüber hinaus unter Nutzung des  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodells mit erweiterten Wandfunktionen durchgeführt. Die charakteristischen Längen der Geometrie sind in Abb. 3.10(b) dargestellt. Die Parameter  $L$ ,  $H$ ,  $\gamma$  und  $E$  bleiben analog zu Abschnitt 3.1.1 erhalten. Innerhalb des Gehäuses wird eine Wärmequelle mit der Wärmestromdichte  $\dot{q}_Q$  in einem adiabaten Halterahmen installiert. Der Halterahmen hat eine Höhe  $d_{f2} = 110$  mm und eine Dicke  $d_{f3} = 2$  mm. Die Quelle besitzt eine Höhe von  $d_{Q1} = 60$  mm und ist  $d_{f1} = 40$  mm über der Unterkante des Rahmens angeordnet. Halterahmen und Quelle sind als Wand abgebildet, ihr eingeschlossener Raum wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Eine Zusammenfassung aller Randbedingungen ist in Tab. 3.7 aufgelistet. Die Wärmequelle wird in sechs Positionen variiert. Diese sind in Abb. 3.11 dargestellt. Abb. 3.11(a) zeigt die Position der Wärmequelle innerhalb des Gehäuses und Tab. 3.11(b) zeigt die genauen Maße der Po-

**Tabelle 3.7:** Randabschnitte und Randbedingungen zur Wirkung der gemischten Konvektion.

Bezeichnung	Randbedingung
Randabschnitt <b>1</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>2</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>3</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>4</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>5</b>	$u = 0, v = v(x), T = T_L$
Randabschnitt <b>6</b>	$u = 0, \partial v / \partial y = p_\infty = 0$
Halterahmen	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = 0$
Wärmequelle	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = -\dot{q}_Q / k$



**Abbildung 3.11:** Darstellung der sechs Positionen der Wärmequelle, sowie deren horizontale und vertikale Positionen  $X_f$  und  $Y_f$ .

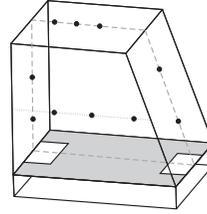
sition. Die Positionen der Quelle werden gemäß Tab. 3.9 in normierten Werten  $X_f$  und  $Y_f$  ausgedrückt.

Ein Teil der Untersuchungen integriert eine Blende in das Modell. Diese wird symmetrisch mit dem Abstand  $d_{B1}$  zwischen die Randabschnitte [2] und [4] eingebracht und ihre Position relativ zu Randabschnitt [3] festgehalten. Die Blende besitzt eine Dicke  $d_{B2} = 6$  mm. Die Wärmeleitung im Inneren wird anhand der Stoffwerte von Barlo PC [71] modelliert.

**Experimenteller Aufbau** Der experimentelle Aufbau entspricht Abschnitt 3.1.1. Zur Temperaturmessung wird das Modell mit verschiedenen Thermoelementen ausgestattet. Diese messen die Temperatur der Luft innerhalb der Geometrie und der Gehäusewand und sind in Abb. 3.12 als Punkte dargestellt. Mit Ausnahme der Seitenwände befinden sich alle Temperatursensoren in der Symmetrieebene des Modells. Zehn Sensoren messen die Temperatur nahe der inneren Oberfläche der Gehäusewände. Die Temperatur der Gehäusewand wird durch Mittelung über diese Sensoren gebildet.

Eine Aluminiumplatte ( $d_{Q2} = 125$  mm,  $d_{Q1} = 60$  mm) repräsentiert die Wärmequelle im experimentellen Aufbau. Sie ist auf einem Halterahmen aus hochtemperaturbeständigem Kunststoff befestigt und in Abb. 3.13(a) schematisch dargestellt. Der Rahmen hat eine Breite  $d_{f4} = 145$  mm. Sowohl Rahmen als auch Quelle erstrecken sich nicht über die

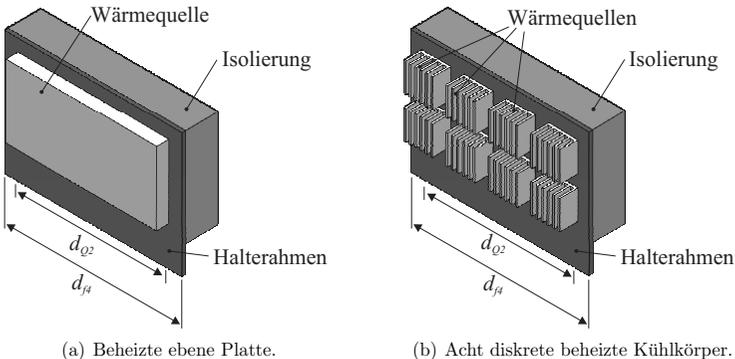
**Abbildung 3.12:** Platzierung der Thermoelemente im experimentellen Aufbau. Die Thermoelemente sind in der Symmetrieebene (gestrichelt) und in einer der beiden Seitenwände (punktiert) angebracht.



gesamte Breite des Modells. Zu den Seitenwänden verbleibt ein Freiraum, in dem Fluid strömen kann. Die Position der Wärmequelle wird analog der numerischen Simulation in den Positionen 1 bis 6 variiert und befindet sich dabei jeweils symmetrisch in der X-Y-Ebene des Gehäuses. Die Wärmequelle bilden acht diskrete Leistungswiderstände, die mit einer elektrischen Leistung gespeist werden. Diese sind mit der Aluminiumplatte formschlüssig verbunden und leiten ihre Wärme direkt in die Platte und zu deren Oberfläche. Um den sekundären Wärmetransport durch Konvektion an der Oberfläche der Widerstände zu minimieren, wird die Rückseite des Halterrahmens thermisch isoliert. Mittels Thermokamera wurde der Wärmeverlust über die Isolierung mit 5% der Eingangsleistung bestimmt. Der an der Oberfläche der Platte abgegebene Wärmestrom wird unter Beachtung dieses Wertes korrigiert.

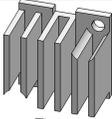
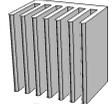
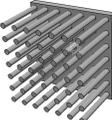
Die vertikale Platte wird zur Untersuchung der erweiterten Oberflächen durch acht diskrete Kühlkörper aus drei verschiedenen Kühlkörpertypen ersetzt. Abbildung 3.13(b) zeigt den Aufbau eines Halterrahmens mit angeordneten Kühlkörpern vom Typ 2. Die Kühlkörper werden äquidistant über die Höhe  $d_{Q1}$  und Breite  $d_{Q2}$  verteilt. Die Außenkontur der gesamten Grundfläche stimmt somit mit der der ebenen Platte überein.

Bei den untersuchten Kühlkörpern unterscheidet sich die Rippenform. Zwei Kühlkörper besitzen Rechteckrippen und ein Kühlkörper Zylinderrippen. Eine detaillierte Übersicht über die Daten der Kühlkörper ist in Tab. 3.8 zu finden. Alle Kühlkörper verfügen



**Abbildung 3.13:** Schematische Darstellung der verschiedenen Wärmequellen im experimentellen Aufbau mit Halterahmen und Isolierung.

**Tabelle 3.8:** Übersicht über die Kühlkörperformen und deren charakteristische Parameter

		Grundfläche in mm <sup>2</sup>	gesamte Fläche in mm <sup>2</sup>	Rippenzahl	Rippenabstand in mm
Typ 1		24 × 24	3861	6	3
Typ 2		23 × 23	4826	7	2,09
Typ 3		25 × 25	4165	49	2,15

über ähnliche Grundflächen. Da es sich um kommerzielle Produkte handelt, konnte keine genaue Übereinstimmung erreicht werden. Beide Kühlkörper mit Rechteckrippen unterscheiden sich in der Rippenanzahl und daraus resultierend im Rippenabstand. Kühlkörper Typ 1 weist dabei die kleinere Rippenanzahl verglichen zu Typ 2 auf. Der in Tab. 3.8 angegebene Rippenabstand des Typs 3 bezeichnet den maximalen Rippenabstand. Die Kühlkörper werden jeweils einzeln von einem Leistungswiderstand am Fußpunkt gespeist und sind auf der Rückseite isoliert.

## Kennzahlen

Die Kennzahlen der Geometrie werden nun um weitere Größen des Wärmetransportes ergänzt. Die bereits in Abschnitt 3.1.1 eingeführten Kennzahlen bleiben dabei erhalten. In Tab. 3.9 wird eine Zusammenstellung der relevanten Kennzahlen gegeben.

Das Aspektverhältnis  $\Gamma_{QG}$  kennzeichnet das Flächenverhältnis von Wärmequelle und wärmetransportierender Fläche des Gehäuses. Die Fläche des Gehäuses ist die Summation über die Randabschnitte [\[1\]](#) bis [\[4\]](#). Im experimentellen Aufbau kommen dazu die Seitenwände. In der Simulation (2D) entsprechen die Flächen der Länge der Randabschnitte, im experimentellen Aufbau (3D) sind es die Flächen der jeweiligen Gehäusewände. Der Zwischenraum  $d_{B1}$  zwischen Blende und Wand wird im Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE}$  ausgedrückt.

Für alle Kennzahlen dient die Länge der Einströmöffnung  $E$  als charakteristische Länge. Die Nußelt-Zahl wird als gesamt Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$ , d.h. als Wärmetransport von der Quelle zur Gehäusewand, und deren Komponenten  $\overline{Nu}_{QL}$  und  $\overline{Nu}_{LG}$  bezeichnet.  $\overline{Nu}_{QL}$  ist der Anteil des Wärmetransportes von der Quelle zur Innenluft und  $\overline{Nu}_{LG}$  der Anteil von der Innenluft zur Gehäusewand. Alle Nußelt-Zahlen sind flächengemittelte Werte über die Randabschnitte [\[1\]](#)-[\[4\]](#) in der Simulation und Randabschnitt [\[1\]](#)-[\[4\]](#) plus Seitenwände

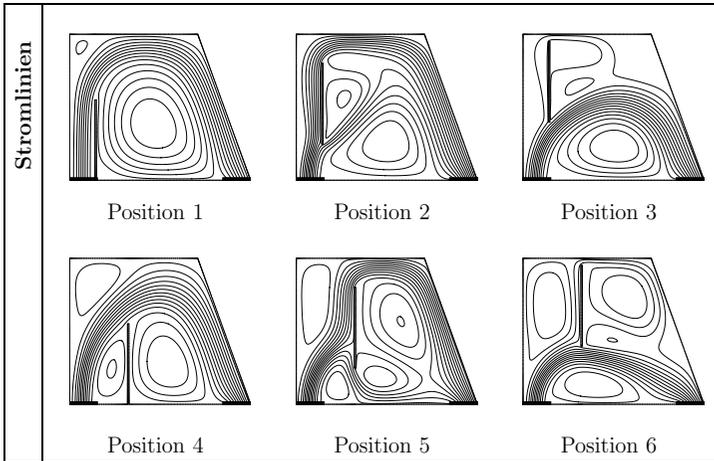
**Tabelle 3.9:** Übersicht über die Kennzahlen der Untersuchung zur Wirkung der gemischten Konvektion.

Bezeichnung	Definition	Größen	
Längen	$X = x/H$ $Y = y/H$ $Z = z/H$	$H$ ...	Höhe der Geometrie
Aspektverhältnisse	$\Gamma_{LH} = L/H$	$L$ ...	Länge der Geometrie
	$\Gamma_{QG} = A_Q/A_G$	$A_Q$ ... $A_G$ ...	Fläche der Quelle Summe der Flächen von Randabschnitt <a href="#">1</a> bis <a href="#">4</a>
	$\Gamma_{BE} = 2 \cdot d_{B1}/E$	$d_{B1}$ ... $E$ ...	Abstand Blende-Gehäuse Größe Randabschnitt <a href="#">5</a>
Grashof-Zahl	$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}_Q \cdot E^4}{k \cdot (\mu/\rho_0)^2}$	$\dot{q}_Q$ ...	Wärmestromdichte der Quelle
Reynolds-Zahl	$Re = \frac{v_0 \cdot E \cdot \rho}{\mu}$	$E$ ...	Länge der Einströmöffnung
Nußelt-Zahl	$\overline{Nu}_{QG} = \frac{\dot{q}_Q \cdot E}{k \cdot (\overline{T}_Q - T_G)}$	$\overline{T}_Q$ ...	mittlere Temperatur der Quelle
	$\overline{Nu}_{QL} = \frac{\dot{q}_Q \cdot E}{k \cdot (\overline{T}_Q - T_L)}$	$T_L$ ...	Temperatur der Einström- öffnung
	$\overline{Nu}_{LG} = \frac{\dot{q}_Q \cdot \Gamma_{QG} \cdot E}{k \cdot (T_L - T_G)}$	$T_G$ ...	Temperatur der Gehäuse- wand

im experimentellen Aufbau. Eine Übersicht der variierten Parameter wird in Tab. 3.10 gegeben.

**Tabelle 3.10:** Übersicht über die Parametervariation zur Wirkung der gemischten Konvektion.

Parameter	Variation
Reynolds-Zahl $Re$	190 – 4100
Grashof-Zahl $Gr$	$1,3 \cdot 10^6$ ; $9,5 \cdot 10^6$
Position der Wärmequelle	1 – 6
Aufbau der Wärmequelle	ebene Platte; 3 Rippentypen
Gehäuselänge $\Gamma_{LH}$	1,0; 1,25; 2,0
Scheibenwinkel $\gamma$	0°; 20°; 45°
Einströmprofil	parabolisch; kubisch; berechnet
Blendenabstand $\Gamma_{BE}$	0,142; 0,257; 1,0

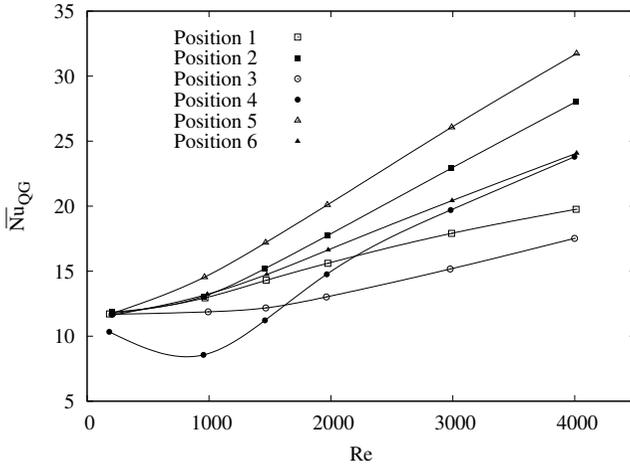


**Abbildung 3.14:** Stromlinien bei Variation der Position der Wärmequelle mit  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

## 3.2.2 Numerische Ergebnisse

### Einfluss der Position der Wärmequelle

Die Untersuchungen in Abschnitt 3.1.2 der erzwungenen Konvektion zeigten, dass der Verlauf der Hauptströmung im Gehäuse nahe der Einströmöffnung wesentlich von  $Re$  und nicht von den Gehäuseparametern abhängt. Durch Positionierung der Wärmequelle an sechs verschiedenen Punkten im Gehäuse kann deshalb verschiedene Interaktion mit der Hauptströmung erreicht werden. Abb. 3.14 zeigt den Stromlinienverlauf für das Gehäuse  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\gamma = 20^\circ$  bei  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$  und  $Re \approx 4050$ . Position 1 liegt sehr nahe der Einströmöffnung und kann durch die Begrenzung des Halterahmens und des Randabschnittes **1** mit der ausgebildeten Rohrströmung verglichen werden. In Position 2 teilt sich die Hauptströmung auf. Ein Teil umströmt die Wärmequelle, ein zweiter Teil strömt unterhalb des Halterahmens vorbei. Position 3 liegt oberhalb der sich ausbildenden Hauptströmung. Nur ein geringer Teil der Strömung passiert die Wärmequelle. Zwischen Wärmequelle und den Randabschnitten **1** und **2** bildet sich ein Wirbel durch die natürliche Konvektion aus. Dieser wird für große  $Re$  unterstützend von der Hauptströmung viskos angetrieben. Position 4 liegt für die bei  $Re \approx 4050$  ausgebildete Hauptströmung zu niedrig. Hier bildet sich entlang der Wärmequelle ein viskos angetriebener Wirbel, der der Auftriebsströmung an der Wärmequelle entgegenwirkt. Position 5 liegt inmitten der Hauptströmung. Der Verlauf der Stromlinien an der Wärmequelle selbst ist vergleichbar mit einer Staupunktströmung. Für kleinere  $Re$  verschiebt sich der Staupunkt der Hauptströmung in negativer  $Y$ -Richtung. Der Halterahmen bewirkt dennoch immer, dass die Strömung nach oben abgelenkt wird und die Wirkung der natürlichen Konvektion unterstützt. In Position 6 teilt der Halterahmen die Hauptströmung, sodass



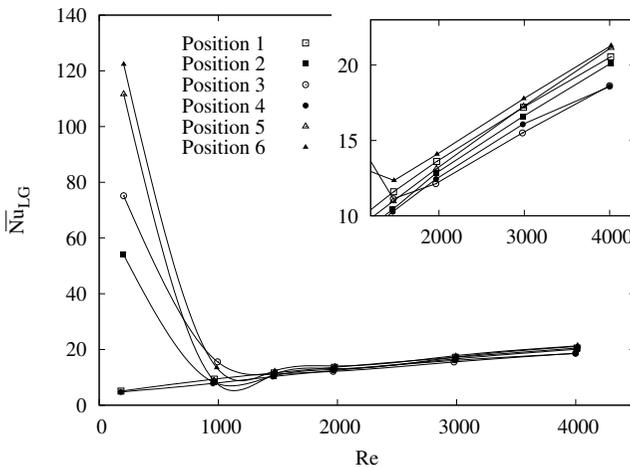
**Abbildung 3.15:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit von  $Re$  bei Variation der Wärmequelle für  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Den maximalen Wärmetransport bietet Position 5, den minimalen Position 3. Direktes Gegenispiel von natürlicher und erzwungener Konvektion zeigt sich für Position 4. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

ein Teil dieser an der Wärmequelle unterstützend zur natürlichen Konvektion nach oben strömt.

Die Interaktion von natürlicher und erzwungener Konvektion spiegelt sich auch im Verlauf der Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  wider, der in Abb. 3.15 dargestellt ist. Im Fall kleiner  $Re$  ist der Wärmetransport mit Ausnahme von Position 4 nur wenig von der Position abhängig. Er ist dominiert von natürlicher Konvektion. Wird  $Re$  erhöht, so erhöht sich  $\overline{Nu}_{QG}$ . Der Anstieg der Nußelt-Zahl hängt von der jeweiligen Position ab. Die höchste  $\overline{Nu}_{QG}$  für den Grenzfall hoher  $Re$  wird von Position 5 erreicht. Eine Ausnahme bildet Position 4. Der viskos angetriebene Wirbel wirkt hemmend auf die natürliche Konvektion, deshalb reduziert sich die Nußelt-Zahl. Das Minimum des Verlaufs kennzeichnet das Kräftegleichgewicht zwischen natürlicher und erzwungener Strömung. Wird  $Re$  weiter erhöht, so dominiert die erzwungene Konvektion den Verlauf und die Nußelt-Zahl steigt stark an. Da die Strömung des Wirbels einen sehr guten Wärmetransport zu Randabschnitt [4](#) ermöglicht, ist der Anstieg der Kurve sehr groß.

Interessant ist, dass Position 1 und 3 zwar für kleine  $Re$  eine größere Nußelt-Zahl als Position 4 erreichen, für große Nußelt-Zahlen aber einen kleineren Wärmetransport als Position 4 aufweisen. Dies ist darin begründet, dass für Position 1 und 3 die erzwungene Strömung zwar gleichgerichtet mit der natürlichen Konvektion verläuft, aber für große  $Re$  keine wesentliche Erhöhung der lokalen Reynolds-Zahl an der Wärmequelle eintritt.

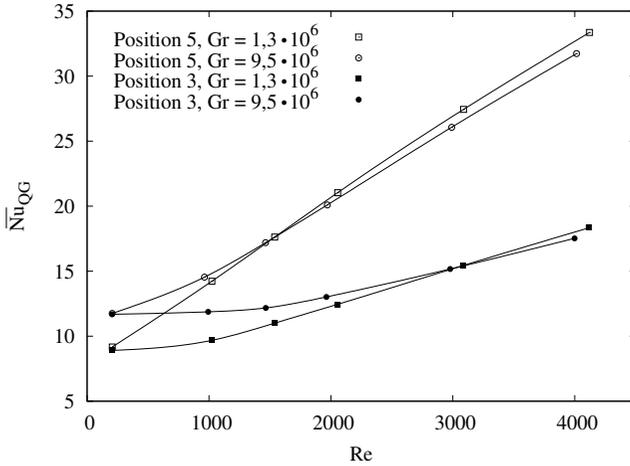
In Abhängigkeit der Strömungsbilder und von  $\overline{Nu}_{QG}$  kann man drei verschiedene Positionen der Quelle unterscheiden:



**Abbildung 3.16:**  $\overline{Nu}_{LG}$  in Abhängigkeit von  $Re$  bei Variation der Wärmequelle für  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Die Positionen 5 und 6 bieten den maximalen Wärmeübergang am Gehäuse. Für kleine  $Re$  bedeuten hohe  $\overline{Nu}_{LG}$  eine schlechte Anströmung der Wärmequelle. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

1. Die Hauptströmung beeinflusst direkt den Transport an der Wärmequelle (Position 1, 2 und 5).
2. Die Hauptströmung trifft die Wärmequelle nicht. Viskos angetriebene Wirbel unterstützen den Wärmetransport durch natürliche Konvektion an der Wärmequelle (Positionen 3 und 6).
3. Die Hauptströmung oder Sekundärströmungen behindern den Wärmetransport an der Wärmequelle (Position 4).

Betrachtet man die Nusselt-Zahl des Gehäuses  $\overline{Nu}_{LG}$  in Abb. 3.16, so erkennt man für große  $Re$  einen Trend, der bereits aus der erzwungenen Konvektion bekannt ist. Zur besseren Anschauung ist der Bereich großer Reynolds-Zahlen gesondert dargestellt. Im Gegensatz zu  $\overline{Nu}_{QG}$  erreichen am Gehäuse Position 5 und 6 die höchste Nusselt-Zahl. Sie leiten die Strömung geometriebedingt nahe zur Wand und erreichen so einen höheren Geschwindigkeitsgradienten, d.h. einen besseren Wärmeübergang. Im Bereich kleiner Reynolds-Zahlen erkennt man sehr hohe Werte von  $\overline{Nu}_{LG}$  für die Positionen 2, 3, 5 und 6. Die erzwungene Hauptströmung und die Strömung der natürlichen Konvektion laufen hier nahezu autark. Der Wärmetransport erfolgt somit durch natürliche Konvektion über die benachbarten Gehäusewände. Die Temperatur der Hauptströmung wird nur wenig erhöht, was sich im genannten hohen Wert von  $\overline{Nu}_{LG}$  äußert. Eine solche hohe Nusselt-Zahl zeigt deshalb eine schlechte Anströmung der Wärmequelle. Die Positionen 1 und 4 werden auch für kleine  $Re$  von der Hauptströmung beeinflusst, deshalb zeigt sich hier keine erhöhte  $\overline{Nu}_{LG}$ .

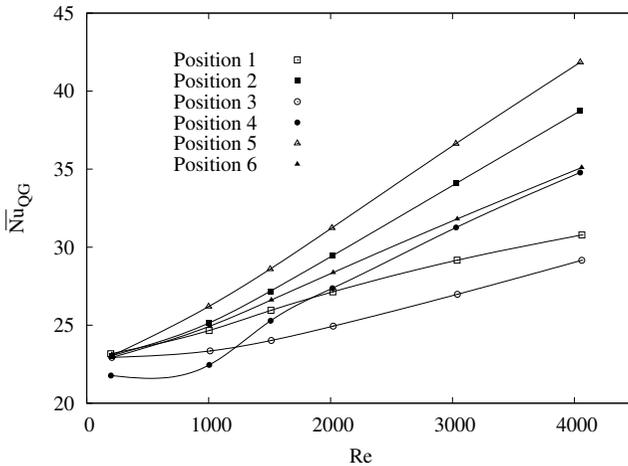


**Abbildung 3.17:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit von  $Re$  bei Variation von  $Gr$ . Nur für kleine  $Re$  hat  $Gr$  einen Einfluss auf  $\overline{Nu}_{QG}$ . Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

### Einfluss der Grashof-Zahl

Abbildung 3.17 zeigt den Verlauf von  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit der Grashof-Zahl für die Positionen 3 und 5 der Wärmequelle. Eine Erhöhung der Grashof-Zahl bewirkt eine Vergrößerung der Auftriebskräfte der Strömung. Der Wärmetransport für natürliche Konvektion steigt, wie in Abb. 3.17 für kleine  $Re$  ersichtlich. Wird  $Gr$  vergrößert, so erhöht sich die Auftriebsgeschwindigkeit der natürlichen Konvektion. Ein vergleichbarer Wert der erzwungenen Konvektion wird erst bei größeren  $Re$  erreicht. Vergleicht man Position 3 und 5 in der Abbildung, so nähern sich die Kurven verschiedener  $Gr$  für Position 5 bei kleineren  $Re$  als für Position 3. In Position 5 ist die lokale Reynolds-Zahl an der Wärmequelle durch die Hauptströmung größer und die Strömungsgeschwindigkeit an der Quelle übersteigt schon für kleine  $Re$  den Wert der Auftriebsströmung. Anders verhält sich Position 3. Hier ist die lokale Reynolds-Zahl an der Wärmequelle geringer, d.h. erst bei großen  $Re$  an der Einströmöffnung wird die Auftriebsströmung durch die erzwungene Strömung dominiert. Das für Abb. 3.15 diskutierte Minimum von  $\overline{Nu}_{QG}$  für Position 4 verschiebt sich für größere  $Gr$  aufgrund des Kräftegleichgewichtes zu größeren  $Re$ .

Für alle Positionen der Wärmequelle gilt, dass  $\overline{Nu}_{QG}$  bei kleinen  $Re$  mit  $Gr$  anwächst. Für große  $Re$  nähern sich die Verläufe unterschiedlicher  $Gr$  dem gleichen Wert an. Auffällig ist in Abb. 3.17, dass es eine Kreuzung der Kurvenverläufe bei konstanter Position für verschiedene  $Gr$  gibt. Die Lage des Kreuzungspunktes ist für jede Position der Wärmequelle verschieden. Für große  $Re$  ergibt sich ein höherer Wärmetransport als für kleine  $Gr$ . Dieses Verhalten ist bedingt durch das ideale Gasmodell. Die lokale Reynolds-Zahl an der Wärmequelle hat einen Einfluss auf den Wärmetransport. Die hier verwendete Reynolds-Zahl mit den Stoffparametern der Einströmöffnung spiegelt nicht in allen Fällen diese



**Abbildung 3.18:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit von  $Re$  für  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$  bei Interaktion von Konvektion und Strahlung. Der Emissionskoeffizient der Wärmequelle beträgt  $\varepsilon = 1$ . Der Kurvenverlauf von Position 4 ändert sich wesentlich. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

lokale  $Re$  wider. Deshalb sinkt  $\overline{Nu}_{QG}$  mit steigender  $Gr$ . Dieses Phänomen tritt besonders dort auf, wo die lokale Reynolds-Zahl an der Wärmequelle groß ist, d.h. wo eine gute Anströmung und guter Wärmetransport herrscht. Dies ist bei Position 5 der Fall. Der Kreuzungspunkt liegt deshalb im Diagramm bei kleineren  $Re$  verglichen zu Position 3. Für den Wärmeübergang am Gehäuse gibt es für große  $Re$  keine Abhängigkeit von  $Gr$ . Dieser Effekt ist nur lokal auf die Wärmequelle beschränkt.

### Einfluss der Strahlung

In der Praxis sind der Wärmetransport durch Konvektion und Strahlung meist inhärent miteinander verbunden. Im Folgenden soll der Einfluss des Strahlungswärmetransportes untersucht werden. Dazu werden alle Randabschnitte mit dem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 1$  versehen und fixiert, eine für das Scheinwerfermaterial Kunststoff praxisnahe Annahme. Der Emissionsfaktor der Wärmequelle wird während der Untersuchungen variiert und der Einfluss auf die gesamte Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  unter Nutzung des S2S-Strahlungsmodells studiert.

Der Einfluss der Strahlung ist besonders in den Positionen sehr dominant, welche von der Hauptströmung nicht angeströmt werden, denn hier ist die Temperatur der Wärmequelle sehr hoch. Abbildung 3.18 stellt die gesamte Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit von  $Re$  bei  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$  dar. Bei der Interpretation ist zu beachten, dass  $Gr$  mit der gesamten Wärmestromdichte gebildet wird, also unabhängig vom Wärmetransport durch Konvektion oder Strahlung ist. Der prinzipielle Kurvenverlauf in Abb. 3.18 ähnelt der

**Tabelle 3.11:** Vergleich des konvektiven  $\overline{Nu}_{conv}$  und des Strahlungsanteils  $N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$  an der Nußelt-Zahl für verschiedene Positionen der Wärmequelle bei  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Der Emissionskoeffizient der Wärmequelle beträgt  $\varepsilon = 1$ . Geometrieparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

Position	Re	$\overline{Nu}_{conv}$	$N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$	Re	$\overline{Nu}_{conv}$	$N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$
1	197	47%	53%	4061	65%	35%
2	206	46%	54%	4048	74%	26%
3	206	45%	55%	4060	61%	39%
4	198	42%	58%	4048	70%	30%
5	206	46%	54%	4048	76%	24%
6	206	45%	55%	4060	70%	30%

Darstellung aus Abb. 3.15 für rein konvektiven Wärmetransport. Dennoch unterscheiden sich die absoluten Werte von  $\overline{Nu}_{QG}$ . Für kleine Re ist  $\overline{Nu}_{QG}$  fast 100% höher, für große Re ist der Wert nur noch um ca. 30% höher, d.h. für erzwungene Konvektion nimmt der Einfluss der Strahlung an der Quelle ab.

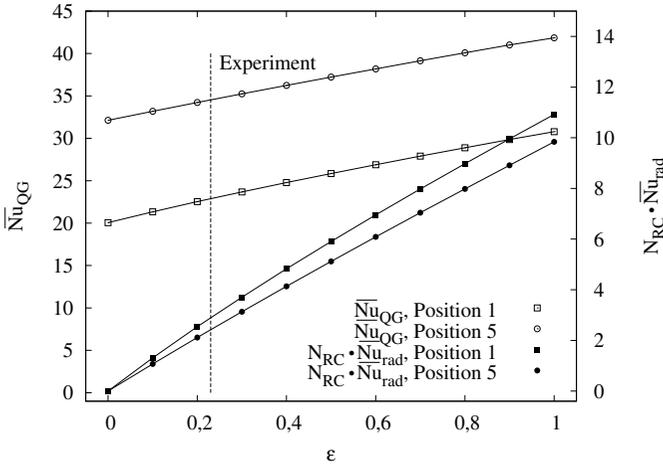
Tabelle 3.11 stellt den Wärmetransport durch Strahlung und Konvektion für verschiedene Positionen bei  $Re \approx 200$  und  $Re \approx 4050$  gegenüber. Für die inmitten der Hauptströmung platzierte Position 5 ergibt sich bei großen Re lediglich ein Strahlungsanteil von 24%. Werden in der Praxis berippte Oberflächen benutzt, so sinkt dieser Anteil wegen des reduzierten Sichtfaktors noch weiter ab. Darüber hinaus muss der Einfluss der Randabschnitte auf den Strahlungstransport (erhöhte Wandtemperaturen) beachtet werden.

In Abbildung 3.18 kann man weiterhin erkennen, dass sich das Minimum von  $\overline{Nu}_{QG}$  für Position 4 gegenüber Abb. 3.16 bei gleicher Grashof-Zahl zur kleineren Re verschiebt. Grund dafür ist die geminderte Auftriebskraft durch den Strahlungswärmetransport.

Abbildung 3.19 zeigt den Verlauf von  $\overline{Nu}_{QG}$  und dem Strahlungsanteil der Nußelt-Zahl  $N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$  in Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten an der Wärmequelle bei maximaler Reynolds-Zahl. Steigt  $\varepsilon$ , nimmt die gesamte Nußelt-Zahl zu. Der Strahlungsanteil ist für die dargestellte Position 1 am größten. Durch die Kopplung von Konvektion und Strahlung mittels konstanter Wärmestromdichte, ergibt sich für die Strahlungs-Nußelt-Zahl kein linearer Verlauf. Für spätere Vergleiche ist in der Abbildung der Emissionskoeffizient aus den experimentellen Untersuchungen durch eine gestrichelten Linie eingezeichnet. Der charakteristische Parameter  $N_{RC}$  für den Strahlungswärmetransport bewegt sich während der Untersuchungen im Bereich  $20 \leq N_{RC} \leq 73$ .

### Einfluss des Einströmprofils

Die variierte Position der Wärmequelle bietet die Möglichkeit, den Einfluss verschiedener Strömungen an der Wärmequelle zu untersuchen. Durch die fixierte Position der Einströmöffnung ergibt sich dabei für den Wärmeübergang an der Gehäusewand keine direkte Veränderung. Aus Abschnitt 3.1.2 ist bekannt, dass das Einströmprofil den

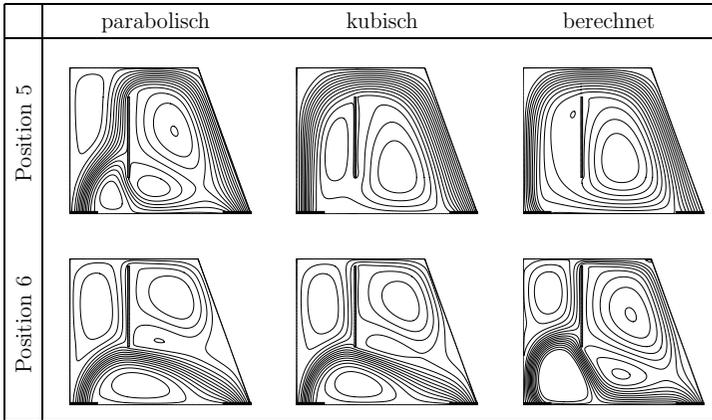


**Abbildung 3.19:**  $\overline{Nu}_{QG}$  (linke y-Achse) und  $N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$  (rechte y-Achse) in Abhängigkeit des Emissionskoeffizienten  $\varepsilon$  an der Wärmequelle für  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Der Anteil an Strahlungswärme ist am größten für Position 1. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

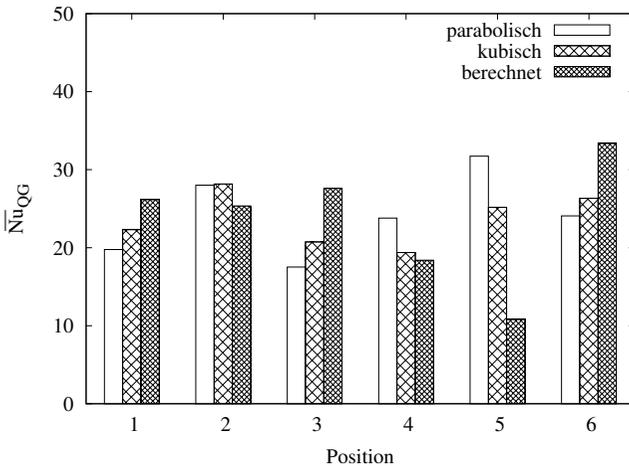
Wärmeübergang an der Wand stark beeinflusst. Dieser Effekt soll nun in Kombination mit einer Wärmequelle untersucht werden. Die Einstromprofile sind analog Abschnitt 3.1.2 gewählt und dort in Abb. 3.9 grafisch dargestellt. Sie unterscheiden sich wesentlich durch die Lage des Geschwindigkeitsmaximums zu Randabschnitt 1.

Die Änderung des Einstromprofils bedingt eine Verlagerung der Hauptströmung innerhalb der Geometrie zu den Wänden, wie in Abb. 3.20 für die Positionen 5 und 6 bei  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$  dargestellt. Die Positionen 3 und 6 werden für das kubische und berechnete Profil nun stärker von der Hauptströmung erreicht, da sie sehr nahe zu Randabschnitt 2 (obere Wand) liegen. Position 5 hingegen befindet sich nun unterhalb der Hauptströmung. Im Falle des kubischen und berechneten Profils kehrt sich die Strömungsrichtung an der Wärmequelle in Position 5 durch eine Sekundärströmung in die entgegengesetzte Richtung, d.h. Auftriebsströmung und Sekundärströmung wirken entgegengesetzt.

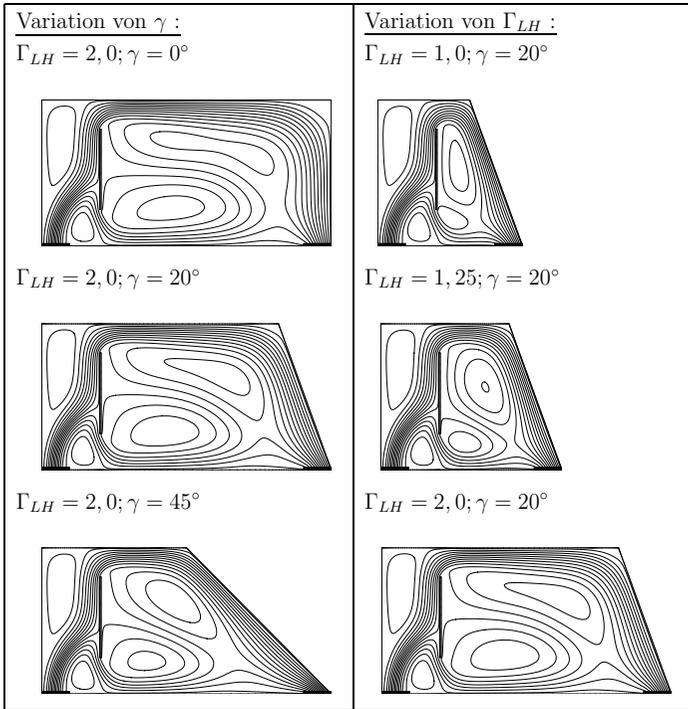
Vergleich man die maximale gesamte Nußelt-Zahl der Profile in Abb. 3.21 für  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ , so erreicht das berechnete Profil an Position 6 den absoluten Maximalwert aller Positionen. Er liegt ca. 6% über dem Maximum des parabolischen Profiles und verschiebt sich von Position 5 zu Position 6. Wie bereits am Strömungsbild diskutiert, wird  $\overline{Nu}_{QG}$  für das berechnete Profil in Position 5 stark reduziert. Es hat nun die niedrigste gesamte Nußelt-Zahl aller Positionen. Die Positionen 1, 3 und 6 profitieren von den geänderten Einstromprofilen, während die Positionen 2, 4 und 5 eine Reduzierung der gesamten Nußelt-Zahl erfahren.



**Abbildung 3.20:** Stromlinienbilder bei Variation des Einströmprofils in zwei Positionen der Wärmequelle für  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Vom parabolischen über das kubische zum berechneten Profil verlagert sich die Hauptströmung zu Position 6 der Wärmequelle. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .



**Abbildung 3.21:**  $\bar{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit des Einströmprofils bei verschiedenen Positionen der Wärmequelle für  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Das Maximum von  $\bar{Nu}_{QG}$  steigt gegenüber dem parabolischen Fall und liegt nun bei Position 6 der Wärmequelle. Gehäuseparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

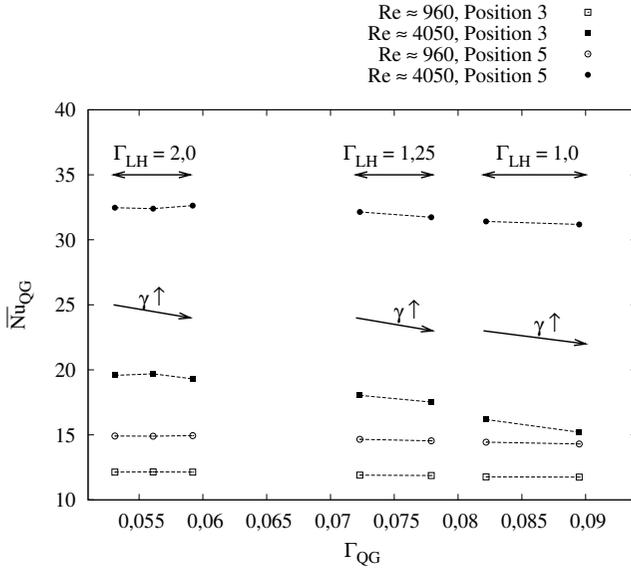


**Abbildung 3.22:** Stromlinienbilder für die Variation des Winkels  $\gamma$  (linke Spalte) und des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  (rechte Spalte). Die Bilder unterscheiden sich im Bereich zwischen Wärmequelle und Ausströmöffnung.  $Re \approx 4050, Gr = 9,5 \cdot 10^6$ .

Wie bereits in Abschnitt 3.1.2 festgestellt, erhöht sich die Nußelt-Zahl des Gehäuses vom parabolischen zum berechneten Profil. Diese Veränderung zeigt sich ebenfalls in Anwesenheit der Wärmequelle und ist nahezu unabhängig von deren Position. Quantitativ ändert sich  $\overline{Nu}_{LG}$  ähnlich dem Gehäuse ohne Wärmequelle und beträgt bis zu 33%. Dieser eindeutige Trend lässt sich in der gesamte Nußelt-Zahl nicht wiedererkennen. Dies impliziert, dass  $\overline{Nu}_{LG}$  nur einen geringen Beitrag zu  $\overline{Nu}_{QG}$  liefert.

### Einfluss von Aspektverhältnis und Scheibenwinkel

Abbildung 3.22 zeigt die Stromlinienbilder bei Variation des Scheibenwinkels (linke Spalte) und die Variation des Aspektverhältnisses (rechte Spalte). Die Bilder zeigen für den Bereich von der Einströmöffnung bis zur Wärmequelle keine erkennbare Veränderung der Stromlinien. Ausnahme bilden solche Parametersätze, bei denen der Bereich um die Wärmequelle sehr stark von den Wänden beengt wird. Dies ist für die Kombination eines

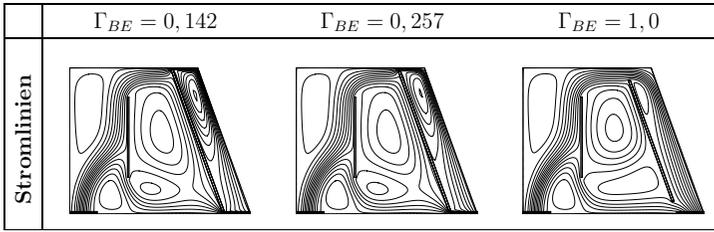


**Abbildung 3.23:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{QG}$  für zwei ausgewählte Quellenpositionen bei  $Re \approx 960$  und  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Die Variationen von  $\Gamma_{LH}$  und  $\gamma$  sind im Diagramm durch Pfeile gekennzeichnet.  $\gamma$  variiert in Schritten von 0 bis  $45^\circ$  für  $\Gamma_{LH} = 2,0$  und von 0 bis  $20^\circ$  für  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\Gamma_{LH} = 1,0$ .  $\overline{Nu}_{QG}$  sinkt für kleine Aspektverhältnisse  $\Gamma_{LH}$  und große Winkel  $\gamma$ .

kleinen Aspektverhältnisses und eines großen Winkels der Fall. Bei diesen zeigt sich auch eine Änderung in den Stromlinien zwischen Einströmöffnung und Wärmequelle.

Wesentliche Veränderungen der Stromlinien ergeben sich im Bereich zwischen Wärmequelle und Ausströmöffnung durch die Gehäuseform, welche bereits in Abschnitt 3.1.2 der erzwungenen Strömung im Gehäuse gefunden und beschrieben sind. Die Ausbildung eines großen sekundären Wirbels im Zentrum des Gehäuses, wie er von Abschnitt 3.1.2 bekannt ist, wird durch die Geometrie der Wärmequelle verhindert. Stattdessen entstehen zwei entgegengesetzt rotierende Wirbel im Zentrum des Gehäuses.

Der Verlauf der gesamten Nußelt-Zahl ist in Abb. 3.23 in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  und des Winkels  $\gamma$  dargestellt. Die Gruppen mit konstantem Aspektverhältnis  $\Gamma_{LH}$  sind durch Doppelpfeile gekennzeichnet sowie die Datenpunkte durch Linien verbunden. Innerhalb einer Gruppe vergrößert sich der Winkel  $\gamma$  von 0 auf  $45^\circ$  jeweils in Pfeilrichtung, d.h. von links nach rechts. Zur vereinfachten Darstellung wurden die Positionen 3 und 5 bei  $Re \approx 960$  und  $Re \approx 4050$  ausgesucht. Der Verlauf der Nußelt-Zahl von Position 5 kann qualitativ für alle weiteren Positionen übernommen werden. Position 3 hat die niedrigste Nußelt-Zahl, wie bereits in Abschnitt 3.2.2 erörtert. Wie die Abbildung zeigt, bleibt  $\overline{Nu}_{QG}$  für große Aspektverhältnisse  $\Gamma_{LH}$  nahezu unverändert und unabhängig vom Scheibenwinkel. Für eine Verkleinerung des Aspektverhältnisses und eine Vergrößerung des Winkels verringert sich  $\overline{Nu}_{QG}$ . Für Position 5 ist dies weniger



**Abbildung 3.24:** Stromlinien bei Variation des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{BE}$  der Blende. Die Strömung wird durch die Blende zum Gehäuse hin gelenkt. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ ,  $Re \approx 4050$ ,  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ , Wärmequelle Position 5.

als 5% unabhängig von  $Re$ . Für Position 3 wirkt diese Änderung drastischer und  $\overline{Nu}_{QG}$  verringert sich bis zu 22%.

Ordnet man der Veränderung des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  und des Winkels  $\gamma$  die daraus resultierende Fläche des Gehäuses  $A_G$  zu und vergleicht diese mit der Fläche der Wärmequelle, so ergibt sich das Aspektverhältnis  $\Gamma_{QG} = A_Q/A_G$ .  $\Gamma_{QG}$  ist auf der Abszisse von Abb. 3.23 abgetragen.  $\overline{Nu}_{QG}$  folgt dabei dem folgenden Trend: Der Wärmeübergang reduziert sich umso mehr, je größer  $\Gamma_{QG}$  d.h. je kleiner die Gehäusefläche wird. Dies ist eine sehr anschauliche Darstellung, denn sie fasst die Veränderung von  $\Gamma_{LH}$  und  $\gamma$  übersichtlich zusammen.

Die Untersuchungen der Nußelt-Zahl des Gehäuses  $\overline{Nu}_{LG}$  aus Abschnitt 3.1.2 zeigten interessanterweise einen genau gegenläufigen Trend: Je kleiner  $\Gamma_{LH}$  und je größer  $\gamma$ , desto höher  $\overline{Nu}_{LG}$ . Es ergeben sich daraus zwei konkurrierende Effekte. Die Nußelt-Zahl des Gehäuses  $\overline{Nu}_{LG}$  vergrößert sich bei Verringerung der Gehäusefläche, die wärmeübertragende Fläche des Gehäuses hingegen erhöht sich bei Vergrößerung der Gehäusefläche. Da sich die Gehäusefläche im untersuchten Parameterbereich nahezu verdoppelt, ist sie der dominierende Effekt und bewirkt den in Abb. 3.23 dargestellten Verlauf.

### Einfluss von Blenden und Trennwänden

Neben der Strömungsbeeinflussung von Wärmequelle und Gehäuseform spielen im Automobilscheinwerfer Abdeckblenden zum Sichtschutz eine große Rolle. Diese werden möglichst nahe an die Gehäusewand geführt, um maximalen Sichtschutz der innenliegenden Bauteile zu erreichen. Der minimale Abstand von Blenden und Gehäusewänden wird durch Fertigungstoleranzen festgelegt. Um den Einfluss dieser Blenden abzubilden, wird mit dem Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE}$  der Abstand von Gehäusewand und Blende variiert und der Einfluss auf das Strömungsbild und den Wärmeübergang studiert.

Abbildung 3.24 zeigt die Stromlinien für die Gehäuseparameter  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$  bei verschiedenem Aspektverhältnis der Blende für  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Die Wärmequelle befindet sich dabei in Position 5. Für das Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE} = 1,0$  entspricht die verbleibende Fläche zwischen Blende und Gehäuse genau der Fläche der Einströmöffnung, d.h. die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Spalt entspricht der an

**Tabelle 3.12:** Veränderung von  $\overline{Nu}_{QG}$  und  $\overline{Nu}_{LG}$  in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{BE}$  für die Quellenpositionen 3 und 5 bei  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$ . Eine Verringerung des Aspektverhältnisses führt zur Erhöhung beider Nußelt-Zahlen.

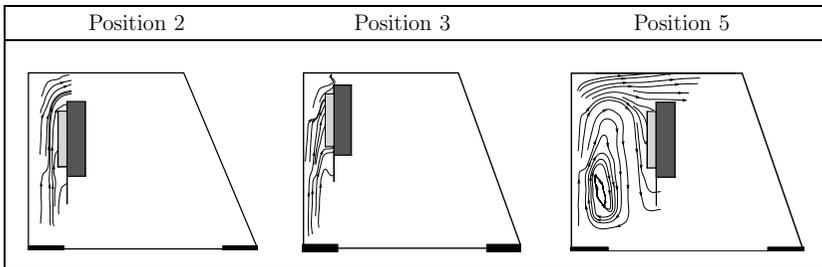
$\Gamma_{BE}$	gesamte Nußelt-Zahl $\overline{Nu}_{QG}$		Gehäuse-Nußelt-Zahl $\overline{Nu}_{LG}$	
1,0	31,34	19,07	23,08	26,61
0,257	33,04	19,43	33,56	41,84
0,142	33,45	19,56	39,17	50,59
	Position 3	Position 5	Position 3	Position 5

der Einströmöffnung. Alle weiteren  $\Gamma_{BE}$  sind geringer, was sich in einer höheren mittleren Geschwindigkeit im Spalt äußert.

Die Geometrie der Blende leitet die Strömung zur Gehäusewand hin. Zwischen der Blende und dem Randabschnitt [3] bildet sich bei kleinem  $\Gamma_{BE}$  ein viskos angetriebener Wirbel aus. Durch Wärmeleitung wird Wärme innerhalb der Blende transportiert und erzeugt auf der zu Randabschnitt [3] gerichteten Seite eine Auftriebsströmung, die den Antrieb des Wirbels verstärkt. Wie bereits bei anderen Parametervariationen ermittelt, wird durch die Blende die Strömung von der Einströmöffnung hin zur Wärmequelle nicht erkennbar beeinflusst.

Das Verhalten der gesamten Nußelt-Zahl in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{BE}$  und der Position der Wärmequelle für  $Re \approx 4050$  und  $Gr = 9,5 \cdot 10^6$  ist in Tab. 3.12 dargestellt. In beiden Positionen der Wärmequelle wächst die gesamte Nußelt-Zahl bei Verringerung des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{BE}$  an. Die Erhöhung beträgt für Position 5 ca. 6,5%, für Position 3 nur 2,5%. Alle weiteren Quellenpositionen verhalten sich ähnlich Position 5. Je besser die Wärmequelle von der Hauptströmung erfasst wird, desto mehr wirkt die Blende auf den gesamten Wärmeübergang. Die Auswirkung der Blende auf die Nußelt-Zahl des Gehäuses ist ebenfalls in Tab. 3.12 dargestellt. Für beide Quellenpositionen erfährt  $\overline{Nu}_{LG}$  einen markanten Anstieg, der für Position 5 eine Erhöhung von ca. 92% ausmacht. Durch die Blende erhöht sich an den Randabschnitten [2] und [4] der Geschwindigkeitsgradient und somit  $\overline{Nu}_{LG}$ .

Auch wenn die Veränderung von  $\overline{Nu}_{LG}$  fast eine Verdopplung bedeutet, so wirkt sich diese Veränderung nur im einstelligen Prozentbereich auf den gesamten Wärmeübergang  $\overline{Nu}_{QG}$  aus. Dieser Zusammenhang entsteht aus Glg. 2.29. Die gesamte Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  wird aus  $\overline{Nu}_{QL}$  und  $\overline{Nu}_{LG}$  gebildet. Da das Aspektverhältnis  $\Gamma_{QG} \ll 1$  ist, wirkt eine Erhöhung von  $\overline{Nu}_{LG}$  nur gering auf den gesamten Wärmetransport. Eine Verringerung des Abstandes zwischen Blende und Gehäuse erhöht also den Wärmetransport. Kleine Abstände zwischen Abdeckrahmen und Gehäuse sind deshalb im Scheinwerfer vorteilhaft für den Wärmetransport.



**Abbildung 3.25:** Ausschnitte der Stromlinien für verschiedene Positionen der Wärmequelle bei  $Re = 4100$  und  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$  in der Messebene  $Z = +0,075$ .

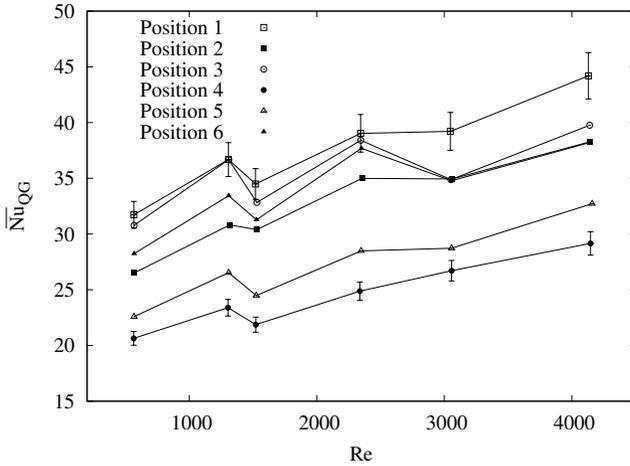
### 3.2.3 Experimentelle Ergebnisse

Alle experimentellen Ergebnisse sind in Form von Strömungsbildern und in Nußelt-Zahlen  $\overline{Nu}_{QG}$  für eine feste Gehäuseform angegeben. Die Strömungsbilder dienen der qualitativen Prüfung der Simulation. Im experimentellen Aufbau wird durch den Lüfter das Strömungsprofil vom Abb. 3.9 vorgegeben. Es bleibt in allen experimentellen Untersuchungen konstant.

#### Einfluss der Position der Wärmequelle

Durch Schattenwurf der Wärmequelle werden mit dem PIV-Messsystem nur der Teilbereich zwischen Randabschnitt  $\boxed{1}$  und der Wärmequelle bzw. des Halterahmens aufgenommen. Abbildung 3.25 zeigt stellvertretend die Stromlinien der Positionen 2, 3 und 5 bei einer Reynolds-Zahl von  $Re \approx 4100$  und einer Grashof-Zahl von  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$ . Die Stromlinien weisen mit Pfeilen die Strömungsrichtung aus. An Position 2 und 3 strömt die Luft an der Wärmequelle nach oben. Die Position 5 der Wärmequelle verursacht eine Abwärtsströmung, sodass natürliche und erzwungene Konvektion einander entgegenwirken. Enden die Stromlinien in Abb. 3.25 an einer festen Wand, so verlässt die Strömung dort die Messebene. Sie besitzt dann einen dreidimensionalen Charakter.

Die gesamte Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  wächst mit der Reynolds-Zahl an. Abbildung 3.26 stellt  $\overline{Nu}_{QG}$  für alle Positionen der Wärmequelle bei  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$  gegenüber. Position 1 zeigt im gesamten Bereich der Reynolds-Zahl die höchste Nußelt-Zahl, hier unterstützen sich natürliche und erzwungene Konvektion. Wie aus dem Stromlinienbild erkennbar, kommt es in Position 5 zu einem Gegenspiel von natürlicher und erzwungener Konvektion. Dieser Verlauf ergibt sich analog für Position 4. Deshalb zeigen diese beiden Positionen die kleinste  $\overline{Nu}_{QG}$ . In den Kurvenverläufen sind bei steigender Reynolds-Zahl Einbrüche in der Nußelt-Zahl zu erkennen. Diese sind in der Regelung des Volumenstromes des Lüfters begründet, die gleichzeitig eine leichte Variation des Einströmprofils hervorruft. Dieser Einfluss konnte in Vorversuchen minimiert, jedoch nicht vollkommen eliminiert werden. Weitere Informationen zum experimentellen Aufbau beinhaltet Abschnitt A.1.2 des Anhangs.



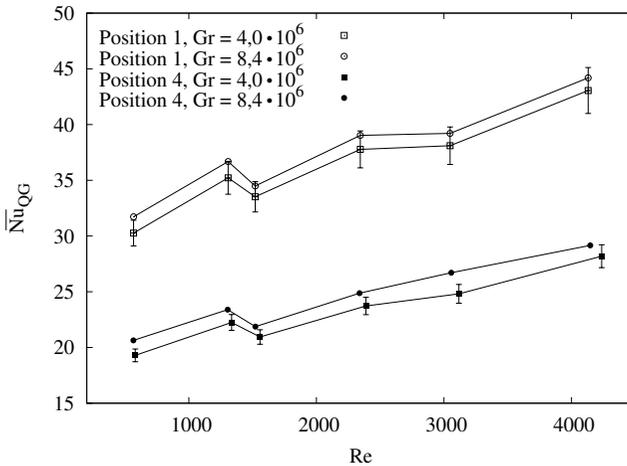
**Abbildung 3.26:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit der Position der Wärmequelle für  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$ . In Position 1 ist  $\overline{Nu}_{QG}$  am größten. Position 4 und 5 haben den niedrigsten Wert. Hier wirken natürliche und erzwungene Konvektion einander entgegen.

### **Einfluss der Grashof-Zahl**

Die Grashof-Zahl wird im Experiment in den diskreten Werten  $Gr = 4,0 \cdot 10^6$  und  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$  variiert. Dieser Bereich ist durch den Messfehler der Temperatursensoren nach unten und die Grenze der thermischen Belastbarkeit der Heizelemente nach oben begrenzt. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 der numerischen Untersuchungen festgestellt, hat die Grashof-Zahl nur für kleine Reynolds-Zahlen einen messbaren Effekt auf das Geschwindigkeitsfeld. Für hohe  $Re$  verschwindet dieser und Unterschiede können nur in der Nußelt-Zahl festgestellt werden. Die experimentell ermittelten Nußelt-Zahlen  $\overline{Nu}_{QG}$  sind in Abb. 3.27 für die Positionen 1 und 4 in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl dargestellt. Unabhängig von  $Re$  wächst  $\overline{Nu}_{QG}$  mit steigender Grashof-Zahl. Der Abstand der Kurven für verschiedene Grashof-Zahlen bleibt über dem gemessenen Bereich nahezu konstant. Dies bedeutet, dass der Einfluss der Grashof-Zahl auf den gesamten Wärmetransport mit steigender Reynolds-Zahl abnimmt. Aufgrund des Messfehlers kann eine eindeutige Abhängigkeit für  $\overline{Nu}_{QG}$  von  $Gr$  nur für kleine  $Re$  abgeleitet werden.

### **Einfluss von Blenden und Trennwänden**

Die Trennwand wird im Experiment durch eine verstellbare Blende realisiert, welche symmetrisch zwischen allen umliegenden Randabschnitten eingebaut ist. Im Gegensatz zur Simulation ist deshalb auch ein Abstand zu den Seitenwänden des Modellgehäuses vorhanden. Den Einfluss der Blende auf die gesamte Nußelt-Zahl zeigt Tabelle 3.13 für ausgewählte Parametersätze. Innerhalb der Fehlertoleranzen bleibt  $\overline{Nu}_{QG}$  in Posi-



**Abbildung 3.27:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit von  $Gr$  für die Positionen 1 und 4 der Wärmequelle. Steigt  $Gr$ , so wächst auch  $\overline{Nu}_{QG}$  über den gesamten Bereich von  $Re$ .

tion 4 mit sinkendem  $\Gamma_{BE}$  nahezu konstant. In Position 5 steigt  $\overline{Nu}_{QG}$  mit sinkendem  $\Gamma_{BE}$  zuerst an und reduziert sich für  $\Gamma_{BE} = 0,142$  wieder. Das Einbringen der Blende erhöht den Strömungswiderstand und reduziert  $Re$  bedingt durch die Kennlinie des Lüfters. Interessant ist, dass trotz sinkender Reynolds-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  konstant bleibt, oder sich sogar erhöht. Das Maximum von  $\overline{Nu}_{QG}$  kennzeichnet deshalb das Optimum zwischen erhöhtem Wärmetransport durch Einbringen der Blende und des durch sie verursachten zusätzlichen Strömungswiderstandes.

**Tabelle 3.13:** Variation von  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{BE}$  bei Variation der Position der Wärmequelle. Die Grashof-Zahl ist konstant  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$ .

	$\Gamma_{BE}$	Re	$\overline{Nu}_{QG}$
Position 4	ohne Blende	4232	$30,34 \pm 0,58$
	1,005	4155	$29,74 \pm 0,58$
	0,508	3995	$30,33 \pm 0,60$
	0,142	3827	$29,19 \pm 0,57$
Position 5	ohne Blende	4232	$33,51 \pm 0,65$
	1,005	4155	$34,15 \pm 0,66$
	0,508	3995	$34,30 \pm 0,69$
	0,142	3827	$34,09 \pm 0,66$

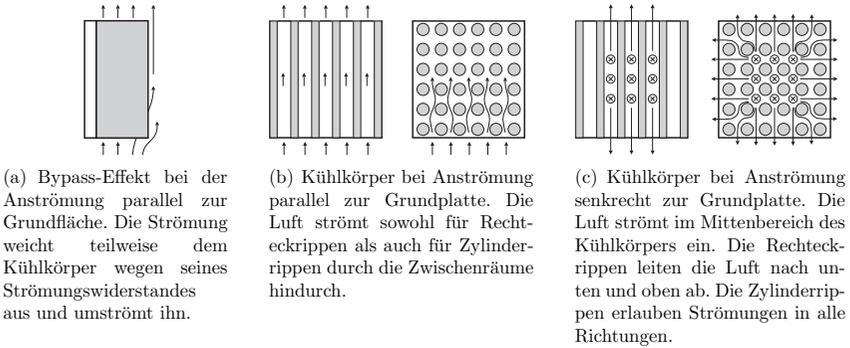
### Erweiterte Oberflächen (Rippen)

Der folgende Abschnitt erweitert die Untersuchungen von der ebenen Platte zu kompletten Kühlkörpern. Es werden drei verschiedene Typen von Kühlkörpern untersucht, wie sie in Tab. 3.8 der Experimentdefinition beschrieben sind. Die Grundfläche der Kühlkörper ist ähnlich, sie unterscheiden sich in der Rippenform und -anzahl. Die Rippen Typ 1 und 2 sind aus Rechteckrippen aufgebaut. Typ 1 weist eine Rippe weniger als Typ 2 auf. Somit ist die Gesamtfläche von Typ 1 kleiner als die von Typ 2. Der Rippenabstand ist hingegen bei Typ 1 größer. Typ 3 besteht aus Zylinderrippen. Aufgrund der komplexen Geometrie werden keine Strömungsbilder dargestellt. Die Ergebnisse werden in Form der Nußelt-Zahl angegeben, die aus den Temperaturmessungen von Simon [72] errechnet wird.

**Einfluss der Position der Wärmequelle** Ein Kühlkörper aus mehreren Rippen besitzt neben einer erhöhten Oberfläche auch einen von der Strömung abhängigen Strömungswiderstand bzw. Druckverlust. Da die Kühlkörper frei im Gehäuse eingebaut sind, kann ein Druckverlust nicht direkt gemessen werden. Er führt lediglich dazu, dass sich die Strömung vor Eintritt in den Kühlkörper aufteilt und nur noch zu einem Bruchteil durch die Rippen hindurch strömt. Man spricht dabei von einem Strömungs-Bypass [45, 46]. Dieser ist schematisch in Abb. 3.28(a) dargestellt. Je nach Rippenabstand und Strömungsgeschwindigkeit strömt Fluid durch den Kühlkörper hindurch oder umströmt ihn. Der Bypass unterscheidet den Kühlkörper von der ebenen Platte und spiegelt sich auch in der Nußelt-Zahl wider. Die Unterschiede können durch Angabe des hydraulischen Durchmessers, d.h. des Rippenabstandes charakterisiert werden.

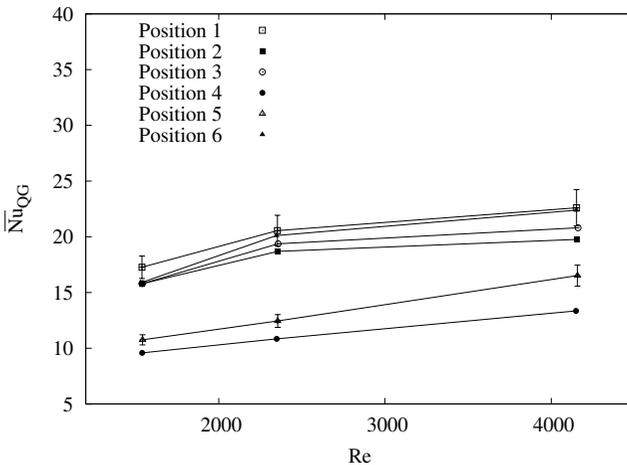
Darüber hinaus hängt der Strömungswiderstand von Kühlkörpern von der Strömungsrichtung ab. So ist der Strömungswiderstand bei Strömung parallel zur Grundplatte (ähnlich der natürlichen Konvektion) unterschiedlich zur Strömung senkrecht zur Grundplatte. Abbildung 3.28(b) zeigt einen Kühlkörper mit Rechteckrippen und einen Kühlkörper mit Zylinderrippen bei Anströmung parallel zur Grundplatte in der Aufsicht. Die Rippen sind grau gekennzeichnet und befinden sich auf der Grundplatte. Die Strömung tritt an der Unterseite in beide Kühlkörper ein und verlässt sie am oberen Rand. In diesem Fall ist der Strömungswiderstand der beiden Rippenarten vergleichbar. Abbildung 3.28(c) zeigt die beiden Kühlkörper bei Anströmung senkrecht zur Grundplatte, d.h. senkrecht zur Zeichenebene. Die Rechteckrippen beschränken die Strömung auf zwei Richtungen. Die Zylinderrippen erlauben das Abströmen der Luft in alle Richtungen. Insbesondere bei dreidimensionalen Strömungen spielt diese Strömungsführung im Kühlkörper eine wichtige Rolle.

Abbildung 3.29 zeigt stellvertretend den Verlauf der Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl bei Variation der Position der Wärmequelle für  $Gr = 2,6 \cdot 10^6$ . Beide Kühlkörper mit Rechteckrippen weisen qualitativ die gleiche Abhängigkeit von der Position der Wärmequelle auf. Sowohl für niedrige als auch für hohe Re erzielt Position 4 die minimale Nußelt-Zahl. Hier liegt ein vergleichbares Strömungsregime zur vorher betrachteten ebenen Platte vor, d.h. Auftriebsströmung und Sekundärströmung wirken einander entgegen. Ein ähnliches Verhalten ist für Position 5 zu finden. Beide Nußelt-Zahlen von Position 4 und 5 sind erheblich kleiner als die der anderen Positionen. In allen

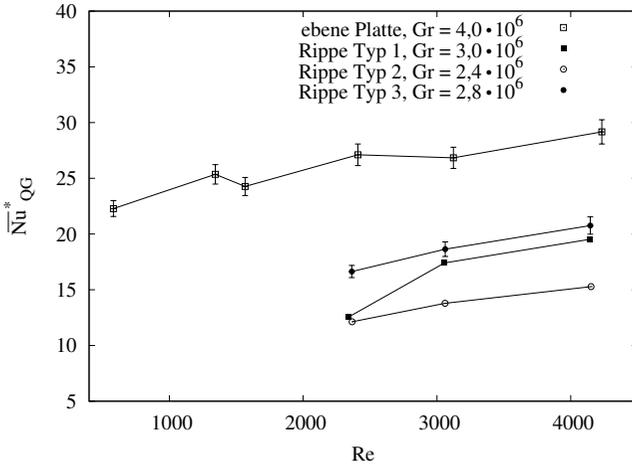


**Abbildung 3.28:** Durchströmung von Kühlkörpern mit Rechteckrippen und Zylinderrippen. Die Kühlkörper sind in der Draufsicht dargestellt. Sie bestehen aus Grundfläche (weiß) und Rippen (grau). Für den Fall der senkrechten Anströmung der Grundplatte ergeben sich maßgebliche Unterschiede im Strömungsbild und Strömungswiderstand.

anderen Positionen unterstützen sich Auftriebsströmung und erzwungene Strömung und erhöhen den Wärmetransport. Die maximale Nußelt-Zahl wird für Position 1 erreicht. Dieses Verhalten ist vergleichbar zur ebenen Platte. Interessant ist, dass Position 1 und Position 6 für große Re nahezu identische Werte von  $\overline{Nu}_{QG}$  erreichen. Die Rechteckrippen verhindern das Abströmen von Luft in  $\pm Z$ -Richtung und erhöhen so die Nußelt-Zahl. Vergleicht man die beiden Rechteckrippen Typ 1 und Typ 2 miteinander, so sind auf-



**Abbildung 3.29:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit der Position der Wärmequelle für Rippentyp 2 bei  $Gr = 2,6 \cdot 10^6$ .



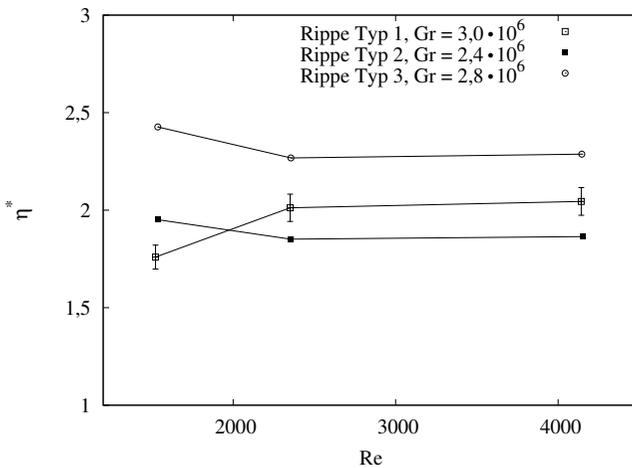
**Abbildung 3.30:** Positionsgemittelte Nußelt-Zahl der ebenen Platte und der berippten Oberflächen Typ 1 bis 3. Die ebene Platte hat die höchste Nußelt-Zahl, die Rippe Typ 3 hat den höchsten Wert bei den berippten Oberflächen.

grund des verminderten Rippenabstandes alle Werte von  $\overline{Nu}_{QG}$  für Typ 1 höher als die Werte von Typ 2.

Der Maximalwert von  $\overline{Nu}_{QG}$  für die verschiedenen Rippentypen erreicht Typ 3 (Zylinderrippen). In Analogie zu den Rechteckrippen ist die Nußelt-Zahl für Position 4 und 5 minimal und die Werte setzen sich deutlich von den anderen Positionen ab. Die maximale Nußelt-Zahl über den gesamten Reynolds-Zahlen-Bereich wird in Position 6 gemessen. Dieses Verhalten unterscheidet sich von den beiden anderen Rippentypen. Durch die Bauform der Zylinderrippen kann, bei einer senkrechten Anströmung zur Grundfläche, die Luft in alle Richtungen abströmen. Dieses Verhalten wurde anhand von Abb. 3.28(c) diskutiert. Dies wirkt sich positiv auf  $\overline{Nu}_{QG}$  aus, besonders für kleine Re. Die Strömung in Position 1 erfolgt a priori durch die Nähe zur Einströmöffnung parallel zur Grundplatte. Deshalb können die Zylinderrippen hier keinen Vorteil gegenüber den Rechteckrippen erzielen. Zudem bedingen die Zylinderrippen durch den kleineren Rippenabstand einen höheren Strömungswiderstand, was den Wert von  $\overline{Nu}_{QG}$  für Position 1 reduziert.

Der Einfluss der Grashof-Zahl auf den Wärmetransport an erweiterten Oberflächen ist vergleichbar zur ebenen Platte aus Abschnitt 3.2.3. Die qualitativen Ergebnisse können analog übernommen werden.

**Gemittelte Quellenposition** Einen leichteren Vergleich zwischen ebener Platte und den Rippentypen ermöglicht das arithmetische Mittel der Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  über alle Quellenpositionen. Abbildung 3.30 zeigt diesen Mittelwert in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl. Die Grashof-Zahl variiert entsprechend der Oberflächen der Wärmequellen. Alle unter-



**Abbildung 3.31:** Positionsgemittelte Rippeneffizienz  $\eta^*$  der ebenen Platte und der berippten Oberflächen Typ 1 bis 3. Die Rippe Typ 3 hat die höchste Rippeneffizienz.

suchten Formen der Wärmequellen zeigen einen ähnlichen Trend:  $\overline{Nu}_{QG}^*$  wächst stetig mit  $Re$ . Die höchste Nußelt-Zahl wird an der ebenen Platte gemessen. Dies steht in Übereinstimmung mit den Angaben von Incropera [44]. In den berippten Oberflächen überlappen die Temperaturgrenzschichten benachbarter Rippen, was zu einer Reduzierung des Wärmetransportes und somit der Nußelt-Zahl führt.

Darüber hinaus ist die gesamte Oberfläche der Rippen größer als die der ebenen Platte. Das Aspektverhältnis zwischen Quellenoberfläche und Gehäuseoberfläche  $\Gamma_{QG}$  erhöht sich somit auf  $\Gamma_{QG} = 0,122$  und reduziert gemäß Abb. 3.23 den Wärmetransport zusätzlich. Die höchste Nußelt-Zahl der berippten Oberflächen hat die Rippe Typ 3. Ihr konstruktiver Aufbau ermöglicht ein An- und Abströmen von Luft in verschiedenen Richtungen und somit eine hohe Nußelt-Zahl in allen Positionen der Wärmequelle. Beide Rechteckrippen Typ 1 und 2 haben kleinere Nußelt-Zahlen. Vergleicht man die Rechteckrippen untereinander, so wird am Typ 2 die kleinste Nußelt-Zahl gemessen. Dies ist im höheren Strömungswiderstand von Rippe Typ 2 und dem daraus resultierenden größeren Bypass-Effekt begründet.

Der gesamte Wärmetransport an einer berippten Oberfläche ist durch die Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  und deren Oberfläche bestimmt. Das Zusammenspiel beider kann durch die Rippeneffizienz  $\eta = \Delta T_B / \Delta T_F$  für einen konstanten Wärmestrom  $\dot{Q}_Q$  ausgedrückt werden, wie sie in Abschnitt 2.1 eingeführt wurde. Hier wird im Folgenden die über alle Positionen gemittelte Rippeneffizienz  $\eta^*$  benutzt. Abbildung 3.31 zeigt die Rippeneffizienz der drei Rippentypen in Abhängigkeit von  $Re$ . Als Referenzwert dient der gemessene Wärmetransport an der ebenen Platte. Die Untersuchungen zur Position der Wärmequelle in Abschnitt 3.2.3 zeigten Schwankungen der Nußelt-Zahl in Abhängigkeit von  $Re$ , welche auf den experimentellen Aufbau zurückzuführen sind. Diese spiegeln sich

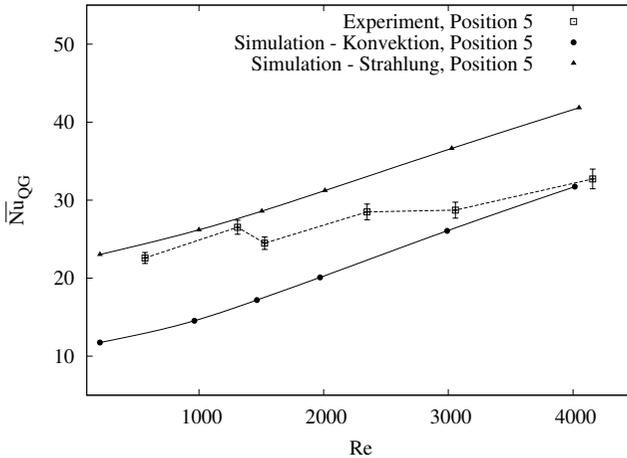
im Kurvenverlauf der Rippeneffizienz wider. Die starke Veränderung von  $Re \approx 1500$  zu  $Re = 2300$  liegt darin begründet. Die größte Rippeneffizienz wird am Kühlkörper Typ 3 gemessen, danach folgen Typ 1 und Typ 2. Gemäß der Zusammenstellung in Tab. 3.8 besitzt der Kühlkörper Typ 2 die größte Oberfläche, dennoch ergibt die Kombination aus Oberfläche und Nußelt-Zahl eine höhere Rippeneffizienz für die Kühlkörper Typ 1 und 3. Abbildung 3.31 zeigt darüber hinaus, dass der Wert der Rippeneffizienz innerhalb der Fehlertoleranz nicht von  $Re$  abhängt, da diese bereits im Vergleichswert der ebenen Platte enthalten ist. Der Einsatz von berippten Oberflächen kann somit die Rippeneffizienz gegenüber einer ebenen Platte um den Faktor 2,2 erhöhen.

### 3.2.4 Vergleich und Zusammenfassung von Simulation und Messung

Die wesentlichen Unterschiede zwischen Simulation und Messung ergeben sich aus dem Einströmprofil und dem Strahlungswärmetransport. Abbildung 3.9 in Abschnitt 3.1.4 vergleicht die Einströmprofile aus Simulation und Messung. Aus ihr ist ersichtlich, dass das berechnete Einströmprofil am besten mit dem Einströmprofil der Messung übereinstimmt. Um eine gute Übertragbarkeit auf andere Anwendungen zu gewährleisten, wurden die numerischen Simulationen mit einem parabolischen Einströmprofil durchgeführt. Daraus ergeben sich verschiedene Abhängigkeiten der einzelnen Positionen der Wärmequelle, die bereits diskutiert wurden. Betrachtet man die minimale und maximale Nußelt-Zahl aus Simulation und Messung, so ergeben sich für einige Positionen vergleichbare Werte. Abb. 3.32 zeigt die gesamte Nußelt-Zahl für Position 5 aus Simulation und Messung in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl. Die Werte der Messung ordnen sich zwischen die numerische Berechnung aus konvektivem Wärmetransport und der Berechnung inklusive Strahlungswärmetransport ein. Dabei ist zu beachten, dass die Strahlungsberechnung für den Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 1,0$  der Wärmequelle ausgeführt wurde. Eine Vergleichsmessung mit Thermokamera und Temperatursensor ergibt den tatsächlichen Emissionskoeffizienten der Wärmequelle im Experiment von  $\varepsilon = 0,23 \pm 0,05$ . Nutzt man diesen Wert in der Simulation, so ergibt sich die gesamte Nußelt-Zahl, wie sie in Abb. 3.19 in Abschnitt 3.2.2 für  $Re \approx 4050$  als gestrichelte Linie eingezeichnet ist. Für Position 5 stimmen die numerisch und experimentell ermittelten Werte gut überein. Hingegen ergibt sich z.B. für Position 1 in der Messung eine höhere Nußelt-Zahl, die durch das Einströmprofil bestimmt ist. Dieser Effekt wurde bereits diskutiert.

Abbildung 3.32 zeigt weiterhin, dass die Messwerte im Vergleich zur Simulation für kleine  $Re$  stärker ansteigen. Dies ist im Einströmprofil des experimentellen Aufbaus begründet, welches speziell für kleine  $Re$  eine hohe maximale Einströmgeschwindigkeit besitzt. Diese Abhängigkeit wurde anhand von Abb. 3.8 für das Gehäuse erläutert, beeinflusst jedoch auch den Wärmetransport an der Wärmequelle  $\overline{Nu}_{QL}$ , der von der lokalen Maximalgeschwindigkeit abhängt. Das parabolische Profil der Simulation steigert die Maximalgeschwindigkeit proportional zu  $Re$ , deshalb tritt dieser Effekt dort nicht auf.

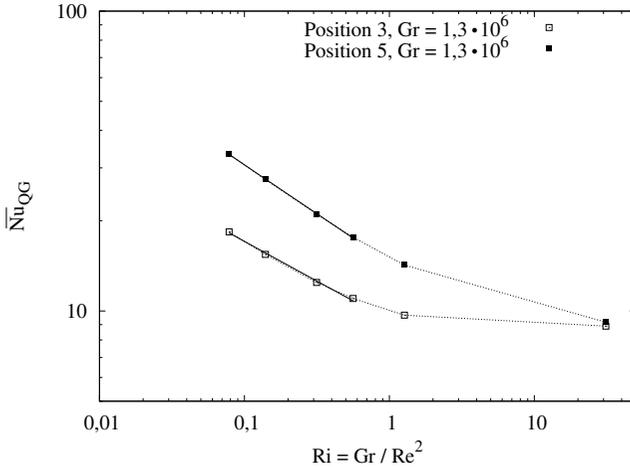
Die Einbauumgebung des Scheinwerfers im Kraftfahrzeug ist oft nur ungenügend hinsichtlich der thermischen Randbedingungen bekannt. So können an der Gehäusewand lokal höhere Temperaturen durch den dahinter liegenden Motorraum auftreten, als an der



**Abbildung 3.32:** Vergleich von  $\overline{Nu}_{QG}$  in der Messung mit den Werten der numerischen Simulation. Die Messwerte liegen zwischen der Berechnung mit Strahlung  $\varepsilon = 1,0$  und reiner Konvektion.

Wärmequelle selbst. Dies mindert den Wärmetransport durch Strahlung, im ungünstigsten Fall wird sogar Wärme von der Gehäusewand zur Wärmequelle transportiert, die dann dort konvektiv abgeführt werden muss. Eine sichere Auslegung der Wärmequellen erfolgt deshalb für den rein konvektiven Wärmetransport. Im Fall des parabolischen Einströmprofils ergeben die Simulationen für alle untersuchten Parameter die niedrigste gesamte Nußelt-Zahl für Position 3 und die höchste Nußelt-Zahl für Position 5. Dies gilt für große Reynolds-Zahlen. Wird  $\overline{Nu}_{QG}$  dieser beiden Extrema über der Richardson-Zahl abgetragen, so entsteht der in Abbildung 3.33 dargestellte Verlauf für die Gehäuseparameter  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\gamma = 20^\circ$ . Für eine allgemeingültige Beschreibung des Bereiches der erzwungenen Konvektion  $Ri < 1$  kann die Korrelation  $\overline{Nu}_{QG} = C \cdot Re^a Ri^b$  gemäß Glg. 2.26 aus Kapitel 2.1 genutzt werden. Diese ist als Linie in der Abbildung dargestellt. Die Koeffizienten der Korrelation sind in Tab. 3.14 in Abhängigkeit der Gehäuseparameter  $\gamma$  und  $\Gamma_{LH}$  dargestellt. Sie fassen übersichtlich die in den vorangegangenen Abschnitten studierten Eigenschaften zusammen. Die Korrelation wird in der Literatur von Papanicolaou und Jaluria [23] ebenfalls verwendet. Sie beschreiben turbulente gemischte Konvektion, wobei die erzwungene Strömung laminar und die natürliche Konvektion turbulent ist. In ihrer Modellgeometrie erfolgt der Wärmeabtransport durch das strömende Fluid, die Wärmequelle ist in der Gehäusewand integriert. Sie ermitteln die Korrelationsparameter  $C = 0,134$ ,  $a = 0,58$  und  $b = 0,26$  für die Gehäuseparameter  $\gamma = 0^\circ$  und  $\Gamma_{LH} = 1,0$ , die aber nicht direkt mit den ermittelten Werten verglichen werden können.

Die Ergebnisse aus diesem und dem vorangegangenen Abschnitt erlauben unter Benutzung von Glg. 2.29 und des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{QG}$ , sowie unter Benutzung der Nußelt-Zahlen  $\overline{Nu}_{QG}$  und  $\overline{Nu}_{LG}$  die Berechnung der Nußelt-Zahl an der Wärmequelle  $\overline{Nu}_{QL}$ .



**Abbildung 3.33:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit der Richardson-Zahl für zwei Positionen. Die Simulationsdaten sind mit gepunkteten Linien verbunden. Die Korrelation  $\overline{Nu}_{QG} = C \cdot Re^a Ri^b$  für gemischte Konvektion  $Ri < 1$  ist als durchgezogene Linie dargestellt. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

Diese Ergebnisse sind dann in Modellgeometrien ähnlich denen von Papanicolaou und Jaluria [21, 22, 23] anwendbar und erweitern deren Untersuchungen erheblich.

Wie in der Abhängigkeit der Grashof-Zahl festgestellt, mindert sich die Nußelt-Zahl mit steigender Grashof-Zahl für diese Geometrie. Dies wird im Exponenten  $b$  der Richardson-Zahl ausgedrückt. Abhängig davon, wie stark der Wärmetransport durch die Hauptströmung bestimmt wird, ergibt sich ein negativer Wert für  $b$ . Wird der Wärmetransport an der Wärmequelle nicht von der Hauptströmung beeinflusst, so ergeben sich positive Werte. Dies ist für die Gehäuseparameter  $\gamma = 20^\circ$  und  $\Gamma_{LH} = 1,0$  sowie in den Literaturangaben von Papanicolaou der Fall.

Der Einbau einer Blende im Gehäuse und die Verringerung des Blendenabstandes zeigt in der Simulation eine Erhöhung der Nußelt-Zahl. Im Experiment vermindert der Strömungswiderstand der Blende den Volumenstrom des Lüfters und reduziert  $Re$ . Dennoch zeigt sich auch hier, dass der Einbau der Blende die gesamte Nußelt-Zahl erhöht. Abbildung A.3 im Anhang A.1.3 zeigt zur Veranschaulichung den Verlauf des Drucks in Abhängigkeit von  $Re$  für den Lüfter und die untersuchte Geometrie. Der Schnittpunkt der beiden Kurven verschiebt sich für kleinere Aspectverhältnisse  $\Gamma_{BE}$  zu kleineren Reynolds-Zahlen, d.h.  $Re$  sinkt bei Einbau einer Blende im Experiment.

**Tabelle 3.14:** Fitergebnisse der Simulationsdaten für die Extrema der Positionen und verschiedene Gehäuseparameter mit Hilfe der Modellfunktion  $\overline{\text{Nu}}_{QC} = C \cdot \text{Re}^a \cdot \text{Ri}^b$ .

$\gamma$	$\Gamma_{LH}$	$C$	$a$	$b$	
0°	2,0	0,210 ± 0,034	0,55 ± 0,02	-0,02 ± 0,01	Position 3
	1,25	0,262 ± 0,043	0,51 ± 0,02	-0,01 ± 0,01	
	1,0	0,289 ± 0,057	0,49 ± 0,02	-0,00 ± 0,01	
20°	2,0	0,207 ± 0,033	0,55 ± 0,02	-0,02 ± 0,01	
	1,25	0,261 ± 0,046	0,51 ± 0,02	-0,01 ± 0,01	
	1,0	0,322 ± 0,073	0,47 ± 0,03	+0,01 ± 0,01	
45°	2,0	0,232 ± 0,035	0,53 ± 0,02	-0,02 ± 0,01	
	1,25	0,493 ± 0,007	0,47 ± 0,01	-0,03 ± 0,01	
0°	2,0	0,192 ± 0,013	0,62 ± 0,02	-0,02 ± 0,01	
	1,25	0,192 ± 0,011	0,62 ± 0,01	-0,02 ± 0,01	
	1,0	0,173 ± 0,011	0,63 ± 0,01	-0,02 ± 0,01	
20°	2,0	0,192 ± 0,013	0,62 ± 0,01	-0,02 ± 0,01	
	1,25	0,180 ± 0,011	0,62 ± 0,01	-0,02 ± 0,01	
	1,0	0,162 ± 0,012	0,63 ± 0,01	-0,01 ± 0,01	
45°	2,0	0,194 ± 0,012	0,62 ± 0,01	-0,02 ± 0,01	

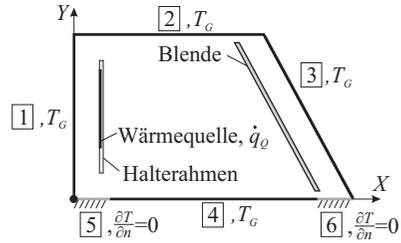
### 3.3 Wirkung der natürlichen Konvektion

Dieser Abschnitt studiert die Wirkung der natürlichen Konvektion, bei welcher auf ein Bauteil zur Erzeugung einer erzwungenen Strömung, wie z.B. eines Lüfters, verzichtet werden kann. Analog zu Abschnitt 3.2 wird die Position der Quelle innerhalb des Gehäuses und deren Grashof-Zahl variiert. Die Ergebnisse werden mit der gemischten Konvektion verglichen.

#### 3.3.1 Experimentdefinition

##### Modellgeometrie und Randbedingungen

**Numerisches Modell** Abbildung 3.34 stellt schematisch das numerische Modell dar. Die in Abschnitt 3.2 definierten Randbedingungen werden mit Ausnahme der Randabschnitte [5](#) und [6](#) übernommen. Sie werden durch eine adiabate Wand verschlossen. Eine Zusammenstellung aller Randbedingungen zeigt Tab. 3.15. Die Maßangaben der Geometriemaße bleiben analog zu Abschnitt 3.2 bestehen. Sie sind dort in Abb. 3.10(b) dargestellt. In der Simulation wird die Position der Wärmequelle variiert und später eine Blende im Gehäuse installiert. Eine schematische Darstellung sowie detaillierte Informationen zur Position der Wärmequelle können Abb. 3.11 entnommen werden.



**Abbildung 3.34:** Skizze des numerischen Modells mit dessen Randbedingungen zur Wirkung der natürlichen Konvektion.

**Experimenteller Messaufbau** Die Ein- und Ausströmöffnungen des experimentellen Aufbaus aus Abschnitt 3.2 werden nicht verschlossen. Der Lüfter bleibt außer Funktion. Die Wärmequelle bildet eine ebene Platte und wird für weitere Untersuchungen durch Kühlkörper verschiedener Rippentypen ersetzt. Diese ist in Abb. 3.13 dargestellt, die verschiedenen Rippen können in Tab. 3.8 eingesehen werden.

**Tabelle 3.15:** Randabschnitte und Randbedingungen zur Wirkung der natürlichen Konvektion.

Bezeichnung	Randbedingung
Randabschnitt <b>1</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>2</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>3</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>4</b>	$\vec{v} = 0, T = T_G$
Randabschnitt <b>5</b>	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = 0$
Randabschnitt <b>6</b>	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = 0$
Halterahmen	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = 0$
Wärmequelle	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = -\dot{q}_Q / k$

### Kennzahlen

Die Kennzahlen der Geometrie werden aus Abschnitt 3.2 übernommen und sind in Tab. 3.16 zusammengestellt. Die Kennzahlen des Wärmetransportes reduzieren sich auf die typischen Größen der natürlichen Konvektion. Da die Bildung einer gemittelten Fluidtemperatur  $T_L$  aufgrund der Temperaturschichtung im Gehäuse nicht ohne Weiteres möglich ist, wird nur die gesamte Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  verwendet. Zusätzlich wird zur Interpretation von Temperaturplots die dimensionslose Temperatur  $\theta$  eingeführt, die eine Referenztemperatur mit Hilfe der Wärmestromdichte an der Quelle  $\dot{q}_Q$  nutzt. Die Parametervariation dieses Abschnittes ist in Tab. 3.17 aufgelistet.

**Tabelle 3.16:** Übersicht über die Kennzahlen der Untersuchung zur Wirkung der natürlichen Konvektion.

Bezeichnung	Definition	Größen
Längen	$X = x/H$ $Y = y/H$ $Z = z/H$	$H$ ... Höhe der Geometrie
Aspektverhältnisse	$\Gamma_{LH} = L/H$ $\Gamma_{QG} = A_Q/A_G$  $\Gamma_{BE} = 2 \cdot d_{B1}/E$	$L$ ... Länge der Geometrie $A_Q$ ... Fläche der Quelle $A_G$ ... Summe der Flächen von Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">1</span> bis <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">4</span> $d_{B1}$ ... Abstand Blende-Gehäuse $E$ ... Größe Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">5</span>
Grashof-Zahl	$Gr = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}_Q \cdot E^4}{k \cdot (\mu/\rho_\infty)^2}$	$\dot{q}_Q$ ... Wärmestromdichte der Quelle $E$ ... Länge der Einströmöffnung
Nußelt-Zahl	$\overline{Nu}_{QG} = \frac{\dot{q}_Q \cdot E}{k \cdot (\overline{T}_Q - T_G)}$	$\overline{T}_Q$ ... mittlere Temperatur der Quelle
Temperatur	$\theta = \frac{(T - T_G) \cdot k}{\dot{q}_Q \cdot E}$	$T_G$ ... Temperatur der Wand

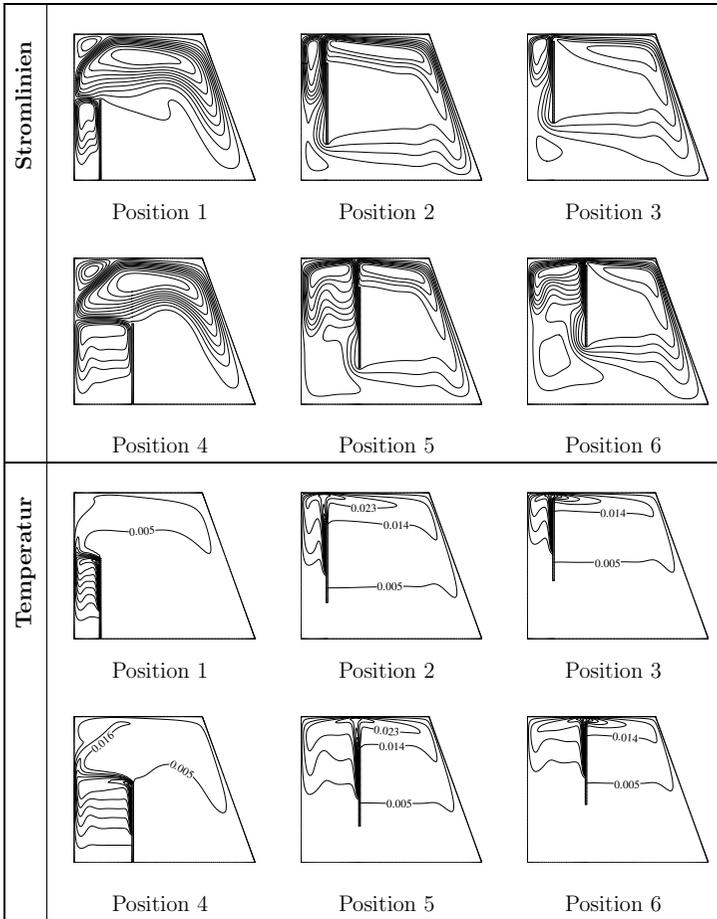
### 3.3.2 Numerische Ergebnisse

#### Einfluss der Position der Wärmequelle

Wird die Position der Wärmequelle innerhalb des Gehäuses variiert, so spielt die Anströmung der Wärmequelle eine wichtige Rolle. Wird diese durch angrenzende Bauteile behindert, so kommt es zu einer maßgeblichen Strömungsbeeinflussung. Die Stromlinien und Isolinien der Temperatur für  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$  und den Gehäuseparametern  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\gamma = 20^\circ$  sind in Abb. 3.35 dargestellt. In den Positionen 2, 3, 5 und 6 bilden sich innerhalb des Gehäuses zwei Wirbel aus, die von der Auftriebsströmung angetrieben werden und symmetrisch zu ihr in der linken und rechten Hälfte des Gehäuses liegen.

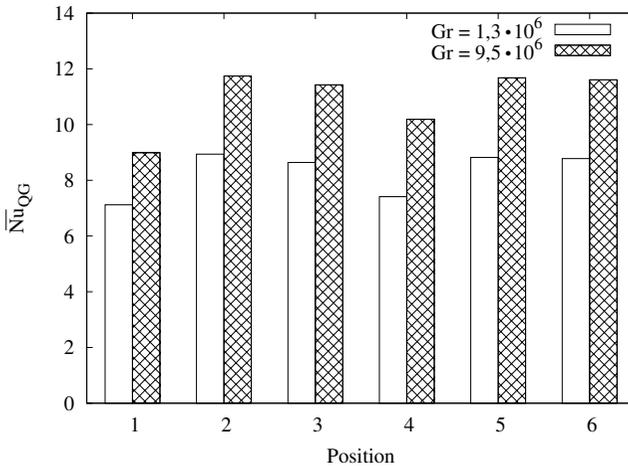
Parameter	Variation
Grashof-Zahl $Gr$	$9 \cdot 10^5 - 1,9 \cdot 10^7$
Position der Wärmequelle	1 – 6
Aufbau der Wärmequelle	ebene Platte; 3 Rippentypen
Gehäuselänge $\Gamma_{LH}$	1,0; 1,25; 2,0
Scheibenwinkel $\gamma$	$0^\circ; 20^\circ; 45^\circ$
Blendenabstand $\Gamma_{BE}$	0,142; 0,257; 1,0

**Tabelle 3.17:** Übersicht über die Parametervariation zur Wirkung der natürlichen Konvektion



**Abbildung 3.35:** Stromlinien und Isolinien der Temperatur bei Variation der Position der Wärmequelle für  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$ . In den Positionen 2, 3, 5 und 6 bilden sich Wirbel in beiden Seiten des Gehäuses, in den Positionen 1 und 3 wird die Strömung durch den Halterahmen behindert. Gehäuseparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

Auch in den Positionen 3 und 6 ist der Spalt zwischen Randabschnitt [2](#) und dem Halterahmen noch ausreichend, um eine Strömung in der rechten Gehäusenhälfte entstehen zu lassen. Wesentlich unterschiedlich stellt sich die Strömung in den Positionen 1 und 4 dar. Hier versperrt Randabschnitt [4](#) die Anströmung von unten. Deshalb bildet sich ein Wirbel zwischen Randabschnitt [1](#) und der Wärmequelle aus. Ein zweiter Wirbel erfasst den Rest des Gehäuses. Er wird durch einen Teil des Auftriebstrahles von der Quelle verursacht.



**Abbildung 3.36:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit der Position der Wärmequelle für zwei verschiedene Grashof-Zahlen. Position 1 und 4 sind von der Unterseite geometrisch begrenzt. Ihre Nußelt-Zahl ist deshalb reduziert. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

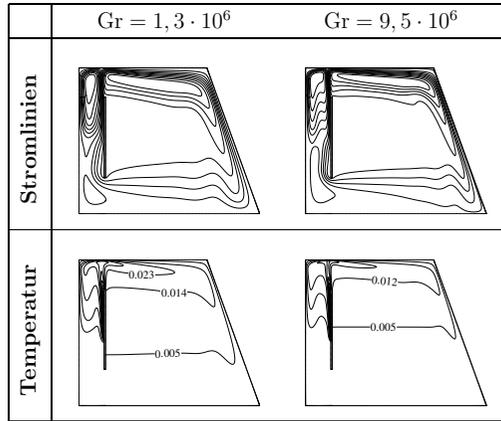
Die Isolinien der Temperatur zeigen für diese beiden Positionen eine Temperaturschichtung zwischen Randabschnitt [\[1\]](#) und der Quelle. Der Rest des Gehäuses wird von kaltem Fluid erfüllt. Somit erfolgt der maßgebliche Wärmetransport zwischen der Quelle und dem Randabschnitt [\[1\]](#). Die Isolinien der Temperatur für die Positionen 2, 3, 5 und 6 zeigen eine Temperaturschichtung im gesamten Volumen des Gehäuses. Der Wärmetransport erfolgt über die Randabschnitte [\[1\]](#), [\[2\]](#) und [\[3\]](#), wobei der größte Anteil über den Randabschnitt [\[2\]](#) abgeführt wird, erkennbar an der großen Temperaturdifferenz.

Die Nußelt-Zahlen der einzelnen Positionen der Wärmequelle werden in Abb. 3.36 veranschaulicht. Die Positionen 2, 3, 5 und 6 unterscheiden sich maßgeblich von den Positionen 1 und 4. Deren Nußelt-Zahlen sind durch die Behinderung der Anströmung geringer. Position 4 hat verglichen zu Position 1 eine etwas höhere Nußelt-Zahl, da hier der Wärmetransport zusätzlich durch Randabschnitt [\[4\]](#) unterstützt wird. Alle anderen Positionen 2, 3, 5 und 6 variieren nur wenig untereinander. Die Positionen 3 und 6, welche sehr nahe zu Randabschnitt [\[2\]](#) platziert sind, haben eine um bis zu 3,3% niedrigere Nußelt-Zahl, als die Positionen 2 und 5, die annähernd in der Mitte des Gehäuses angeordnet sind. Für die hier verwendete Geometrie ist die natürliche Konvektion in den Positionen 2 und 5 am wenigsten begrenzt.

### Einfluss der Grashof-Zahl

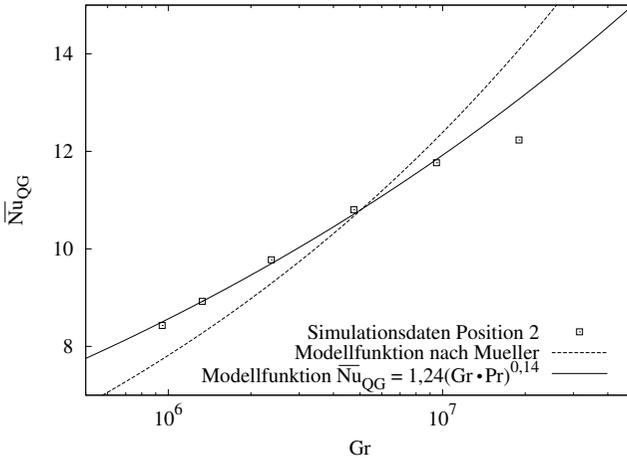
Eine Erhöhung der Grashof-Zahl führt zu einer Erhöhung der Auftriebskräfte und somit zu einer Erhöhung der Geschwindigkeit der Auftriebsströmung an der Quelle. Die

**Abbildung 3.37:** Isolinien der Temperatur und Stromlinien bei Variation der Grashof-Zahl in der Position 2. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .



Stromlinien und die Isolinien der Temperatur sind in Abb. 3.37 für zwei Grashof-Zahlen in Position 2 im Gehäuse  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\gamma = 20^\circ$  dargestellt. Die erhöhte Geschwindigkeit der Auftriebsströmung und die daraus resultierende erhöhte Abtriebsgeschwindigkeit an Randabschnitt [1](#) sind in der Abbildung zu erkennen. Die Stromlinien in der Nähe der Wand zeigen das Maximum der Geschwindigkeit. Der viskose Antrieb der Rückströmung aus dem Gehäuse zur Wärmequelle bedingt einen Wirbel in der linken unteren Ecke des Gehäuses, dessen Reichweite für größere Grashof-Zahlen ebenfalls zunimmt. Im Inneren des Gehäuses bildet sich eine Temperaturschichtung aus. Ein Vergleich der Werte in Abhängigkeit der Grashof-Zahl zeigt, dass die Durchschnittstemperatur der Innenluft mit steigender Grashof-Zahl fällt. Dies bedeutet, dass der Wärmeübergang an der Quelle und dem Gehäuse mit wachsender Grashof-Zahl steigt.

Die Nußelt-Zahl in Abb. 3.36 bestätigt diesen Trend. Für alle Positionen der Wärmequelle erhöht sich die gesamte Nußelt-Zahl mit steigender Grashof-Zahl. Eine detaillierte Studie über die Abhängigkeit der Nußelt-Zahl von der Grashof-Zahl ist in Abb. 3.38 für die Position 2 der Wärmequelle aufgezeigt. Man erkennt, dass  $\overline{Nu}_{QG}$  mit  $Gr$  steigt. Die von der vertikalen beheizten Platte bekannten Abhängigkeiten sind in der Korrelation von Müller und Ehrhard [\[47\]](#) aufgeführt. Gemäß des allgemeinen Potenzansatzes  $\overline{Nu}_{QG} = C \cdot (Gr \cdot Pr)^a$  nach Glg. 2.17 werden die Simulationsdaten gefittet und eine Abhängigkeit  $\overline{Nu}_{QG} \sim Gr^a$  mit  $a = 0,14 \pm 0,01$  gefunden. Die analytischen Lösungen von Müller und Ehrhard für die vertikale beheizte Platte mit konstantem Wärmestrom ergeben eine Abhängigkeit von  $\overline{Nu}_{QG} \sim Gr^{1/5}$  und für den vertikalen Spalt  $\overline{Nu}_{QG} \sim Gr^{1/6}$ . In der Tat ist der Wärmeübergang in der untersuchten Geometrie komplexer, deshalb ist der ermittelte Exponent der Grashof-Zahl geringer, als in den Literaturangaben. Die Korrelation aus Abb. 3.38 kann für die Positionen 2, 3, 5 und 6 genutzt werden, um die Veränderung der Nußelt-Zahl zu berechnen. Bedingt durch die starke Begrenzung der Anströmung gelten in Position 1 und 4 andere Gesetzmäßigkeiten.

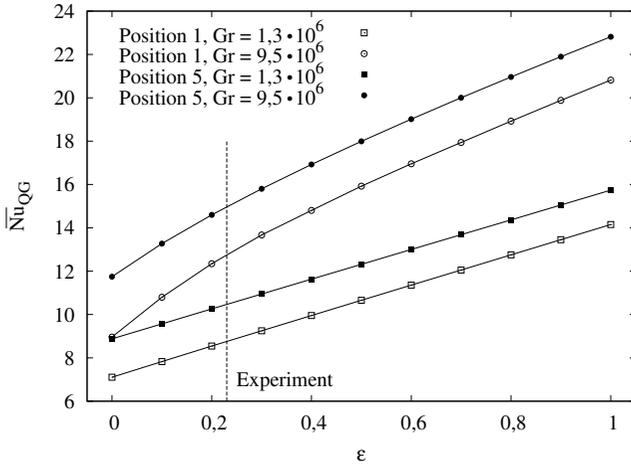


**Abbildung 3.38:**  $\overline{Nu}_{QG}$  bei Variation der Grashof-Zahl für Position 2 der Wärmequelle. Die Korrelation der beheizten vertikalen Platte nach Müller [47] ist als gestrichelte Linie angegeben. Aus den Ergebnissen ergibt sich eine Korrelation  $\overline{Nu}_{QG} \sim Gr^{0,14}$ , die als durchgezogene Linie dargestellt ist. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

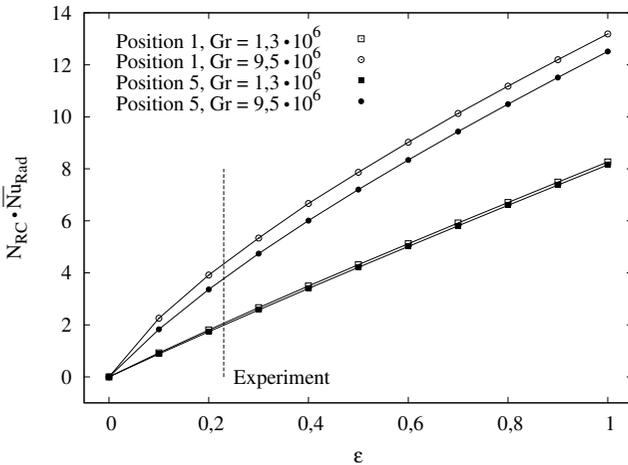
**Einfluss der Strahlung**

Analog zu Abschnitt 3.2.2 werden die Gehäusewände mit einem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 1$  versehen und der Emissionskoeffizient der Wärmequelle variiert. Die Berechnung erfolgt mit dem S2S-Strahlungsmodell.

Der diffuse Strahlungswärmetransport verändert den Verlauf der Stromlinien nicht erkennbar. Dagegen zeigt der Verlauf der gesamten Nußelt-Zahl deutliche Veränderungen und ist in Abb. 3.39 dargestellt. Die Abbildung zeigt die gesamte Nußelt-Zahl bei Variation des Emissionskoeffizienten für die Quellenpositionen 1 und 5. Position 1 repräsentiert eine Quelle mit Begrenzung nach unten, Position 5 eine Quelle mit minimaler Begrenzung. Je nach Quellenposition kann der Wert der gesamten Nußelt-Zahl bis zum maximalen Emissionskoeffizient  $\varepsilon = 1,0$  verdoppelt werden. Die Kurven zeigen für kleine  $Gr$  einen nahezu linearen Verlauf, für große  $Gr$  einen überproportionalen Anstieg in Abhängigkeit von  $\varepsilon$ . Wie in Abschnitt 3.2.2 bereits dokumentiert, vereint die Grashof-Zahl in der hier gebrauchten Definition die Summe der Wärmestromdichten von Konvektion und Strahlung. Für einen späteren Vergleich mit dem Experiment ist der prozentuale Anteil an Strahlung und Konvektion für den konstanten Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 1,0$  aufgezeigt. Durch den geminderten konvektiven Transport in Position 1 und 4 steigt der Strahlungsanteil dort besonders an. Alle weiteren Positionen erreichen einen vergleichbaren Strahlungsanteil, der bei ca. 50% des Gesamtärmestromes liegt. Den expliziten Verlauf des Strahlungsanteiles der Nußelt-Zahl  $N_{RC} \overline{Nu}_{Rad}$  zeigt Abb. 3.40.



**Abbildung 3.39:**  $\overline{Nu}_{QG}$  bei Variation des Emissionskoeffizienten an der Wärmequelle in den Positionen 1 und 5. Ist  $\overline{Nu}_{QG}$  für reine Konvektion klein, so bewirkt die Strahlung ein starkes Anwachsen von  $\overline{Nu}_{QG}$ . Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .



**Abbildung 3.40:**  $N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{Rad}$  bei Variation des Emissionskoeffizienten an der Wärmequelle in den Positionen 1 und 5 der Wärmequelle. Gehäuseparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

Position	$Gr = 1,3 \cdot 10^6$		$Gr = 9,5 \cdot 10^6$	
	$\overline{Nu}_{conv}$	$N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$	$\overline{Nu}_{conv}$	$N_{RC} \cdot \overline{Nu}_{rad}$
1	42%	58%	37%	63%
2	49%	51%	45%	55%
3	49%	51%	45%	55%
4	43%	57%	39%	61%
5	48%	52%	45%	55%
6	48%	52%	45%	55%

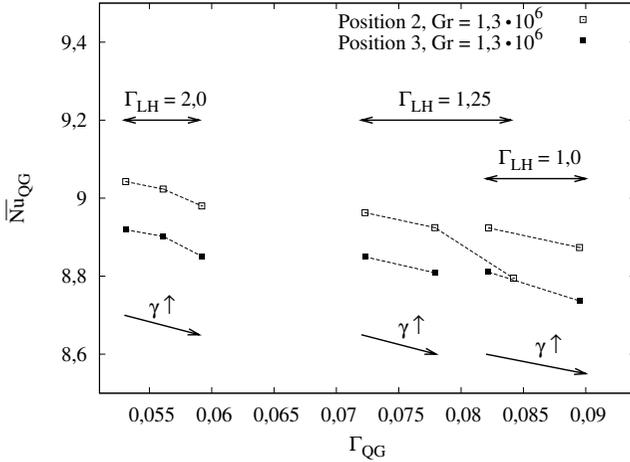
**Tabelle 3.18:** Vergleich des konvektiven und Strahlungsanteils an der Nußelt-Zahl für verschiedene Positionen der Wärmequelle. Der Emissionskoeffizient der Wärmequelle beträgt  $\epsilon = 1$ . Geometrieparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

Sowohl in Abb. 3.39 als auch in Abb. 3.40 ist ersichtlich, dass die Nußelt-Zahl bei kleinen Emissionskoeffizienten in Position 1 stark ansteigt und für große Emissionskoeffizienten flacher verläuft. Die Ursache dafür ergibt sich im Wesentlichen aus der  $T^4$ -Abhängigkeit der Strahlungsleistung. Die Tatsache, dass sich die Konvektions-Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{conv}$  mit sinkendem konvektiven Wärmestrom  $\dot{q}_{Q,conv}$  reduziert, unterstützt diesen Verlauf. Die Positionen der Wärmequelle, die geometriebedingt schon eine höhere Nußelt-Zahl bei reiner Konvektion erreichen, zeigen diesen Effekt kaum. Bei ihnen ist die Temperatur der Wärmequelle bereits niedrig und der Strahlungswärmetransport spielt keine so dominante Rolle, wie im vergleichsweise linearen Kurvenverlauf für Position 5 in Abb. 3.39 und Abb. 3.40 zu erkennen ist. Der Parameter  $N_{RC}$  bewegt sich während der Untersuchungen im Bereich  $17 \leq N_{RC} \leq 33$ .

### Einfluss von Aspektverhältnis und Scheibenwinkel

Die Untersuchungen zur Position der Wärmequelle haben gezeigt, dass der vertikale Abstand der Wärmequelle zu angrenzenden Wänden eine wesentliche Rolle spielt. Die Variation des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  zwischen Länge und Höhe des Gehäuses und des Winkels  $\gamma$  verändert nun den horizontalen Abstand. Abbildung 3.41 stellt die Veränderung der gesamten Nußelt-Zahl bei Variation des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  und des Winkels  $\gamma$  für eine konstante Grashof-Zahl  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$  in den Positionen 2 und 3 der Wärmequelle dar. Gruppen konstantem Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  sind durch Doppelpfeile gekennzeichnet und die Datenpunkte sind mit Linien verbunden. Der Winkel  $\gamma$  steigt innerhalb einer Gruppe von links nach rechts von  $0^\circ$  auf  $20^\circ$  und  $45^\circ$  an. Geometriebedingt liegen für die Aspektverhältnisse  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\Gamma_{LH} = 1,0$  für den Winkel  $\gamma = 45^\circ$  keine Daten vor. Die Abbildung zeigt, dass  $\overline{Nu}_{QG}$  mit sinkendem Aspektverhältnis und steigendem Winkel reduziert wird. Werden  $\Gamma_{LH}$  und  $\gamma$ , die eine Veränderung der Gehäusefläche  $A_G$  bewirken, zum Aspektverhältnis  $\Gamma_{QG}$  zusammengefasst, so zeichnet sich ein eindeutiges Ergebnis ab. Eine Vergrößerung des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{QG}$ , d.h. eine Verminderung der Gehäusefläche wirkt sich reduzierend auf die gesamte Nußelt-Zahl aus.

Am Wärmeübergang innerhalb des Gehäuses ist maßgeblich Randabschnitt [2] beteiligt. Die Gehäuseparameter  $\Gamma_{LH} = 1,25$  und  $\gamma = 45^\circ$  verkürzen diesen Randabschnitt so, dass es zu einer sehr starken Verringerung der Nußelt-Zahl kommt. Dies ist in Abb. 3.41 für den Wert  $\Gamma_{QG} = 0,084$  ersichtlich. Die Stromlinien und Isolinien der Temperatur sind in Abb. 3.42 veranschaulicht. Randabschnitt [2] ist nun so minimiert, dass sich die erwärmte



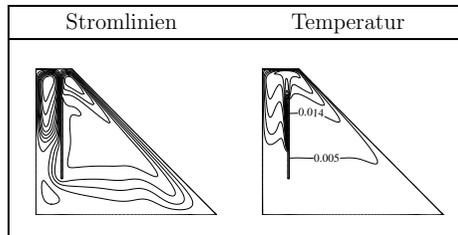
**Abbildung 3.41:**  $\overline{Nu}_{QG}$  bei Variation des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  und des Winkels  $\gamma$ .  $\gamma$  wird mit den Werten  $0^\circ$ ,  $20^\circ$  und  $45^\circ$  verändert.  $\overline{Nu}_{QG}$  sinkt mit steigendem Aspektverhältnis  $\Gamma_{QG}$ . Die Werte weichen gravierend ab, wenn sich das Gehäuse stark ändert, wie im rechten Teil der Abbildung dokumentiert.

Luft an Randabschnitt **1** und **3** abkühlt, was eine Veränderung der Abhängigkeiten in Abb. 3.41 zur Folge hat.

### Einfluss von Blenden und Trennwänden

Der Einbau einer Blende in die Geometrie verursacht eine Teilung des Fluidraumes. Je kleiner das Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE}$  wird, desto weniger erwärmte Luft wird durch natürliche Konvektion zu Randabschnitt **3** transportiert. Abbildung 3.43 zeigt die Stromlinien und Isolinien der Temperatur bei kleinstem Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE} = 0,142$ .

Man erkennt, dass sich die Luft an der Innenseite der Blende abkühlt und von dort zur Wärmequelle zurückkehrt. Die Wärme wird durch Wärmeleitung innerhalb der Blende in



**Abbildung 3.42:** Verlauf der Stromlinien und Isolinien der Temperatur für Position 2 der Quelle und dem Gehäuse  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 45^\circ$  bei  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$ . Die starke Verkürzung der oberen Wand hindert die Strömung in der rechten Hälfte des Gehäuses.

$\Gamma_{BE}$	Position 2	Position 3
1,000	8,95	8,80
0,257	8,79	8,67
0,142	8,64	8,60

**Tabelle 3.19:**  $\overline{Nu}_{QG}$  bei Variation des Abstandes Blende zu Gehäuse. Die Nußelt-Zahl vermindert sich bei sinkendem Aspektverhältnis.

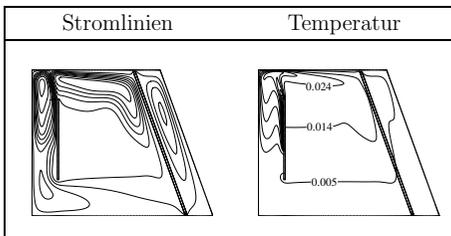
Richtung Randabschnitt  $\boxed{3}$  transportiert. Im Zwischenraum zwischen Blende und Randabschnitt  $\boxed{3}$  entsteht ein Wirbel. Dieser ist einerseits durch die Auftriebsströmung an der Blende und andererseits durch die Strömung im Spalt zwischen Blende und Gehäuse angetrieben. Die Materialeigenschaften der Blende entsprechen Kunststoff nach [71]. Dies ist ein gängiges Material für Scheinwerferanwendungen. Die resultierende Biot-Zahl dieser Konfiguration beträgt  $Bi \leq 1$ , d.h. die Blende wird konvektiv schlecht gekühlt. Somit kann auch durch den Einsatz von Materialien mit höherer Wärmeleitfähigkeit die gesamte Nußelt-Zahl nicht merklich verbessert werden. Tabelle 3.19 zeigt die Abhängigkeit der gesamten Nußelt-Zahl stellvertretend in den Positionen 2 und 3 bei einer Grashof-Zahl von  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$ . Der Wärmetransport reduziert sich mit sinkendem Aspektverhältnis unabhängig von der Position der Wärmequelle. Im Beispiel der Position 2 variiert die Nußelt-Zahl um maximal 3,5%. Im Fall des maximalen Blendenabstandes entspricht die Nußelt-Zahl der natürlichen Konvektion ohne Blende.

### 3.3.3 Experimentelle Ergebnisse

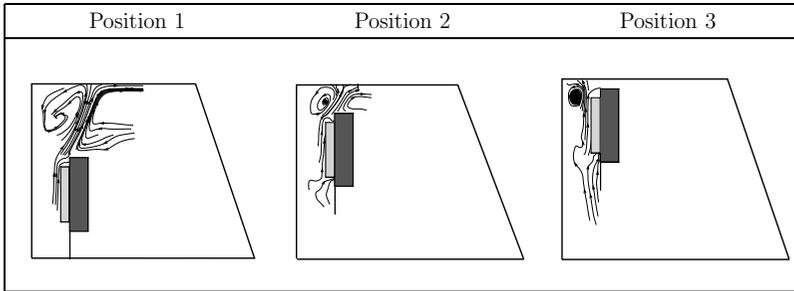
#### Einfluss von Position der Wärmequelle und Grashof-Zahl

Die Stromlinien in der Messebene  $Z = -0,075$  in Abb. 3.44 zeigen die Konvektionsfahne für die Positionen 1, 2 und 3 der Wärmequelle. Da im Experiment durch die Abstände zu den Seitenwänden auch Strömungen in  $\pm Z$  auftreten, werden die Positionen 1 und 3 trotz ihrer Begrenzung nach unten bzw. nach oben gut angeströmt. Position 3 bildet in der linken oberen Ecke einen Wirbel aus, der sich in  $\pm Z$ -Richtung fortsetzt.

Bedingt durch die dreidimensionale Anströmung der Wärmequelle kann innerhalb der Messgenauigkeit keine Veränderung der gesamten Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Position gefunden werden. Eine Erhöhung der Grashof-Zahl führt in der Messung zur Vergrößerung der Nußelt-Zahl. Durch den Messfehler der Temperatursensoren (untere Grenze) und die Temperaturbeständigkeit des experimentellen Aufbaus (obere Grenze) konnte



**Abbildung 3.43:** Verlauf der Stromlinien und Isolinien der Temperatur für Position 2 der Quelle,  $\Gamma_{BE} = 0,141$  und dem Gehäuse  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 45^\circ$  für  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$ . Die Luftströmung von der Wärmequelle kühlt sich an der Blende ab und erreicht nicht mehr alle Wände des Gehäuses.



**Abbildung 3.44:** Stromlinien bei Variation der Wärmequelle innerhalb des Gehäuses bei  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$  in der Messebene  $Z = -0,075$ . Dreidimensionale Strömungen sind an Stromlinien zu erkennen, die an Wänden enden, wie z.B. an Quelle oder oberer Wand. Gehäuseparameter:  $\Gamma_{LH} = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

die Grashof-Zahl im Experiment nur für die Werte von  $Gr = 4,0 \cdot 10^6$  auf  $Gr = 8,4 \cdot 10^6$  vergrößert werden. Der Vergleich mit einer Korrelation ist deshalb nicht möglich. Der qualitative Verlauf der Stromlinien ändert sich bei Variation der Grashof-Zahl nicht, eine Veränderung der maximalen Strömungsgeschwindigkeit konnte jedoch gemessen werden.

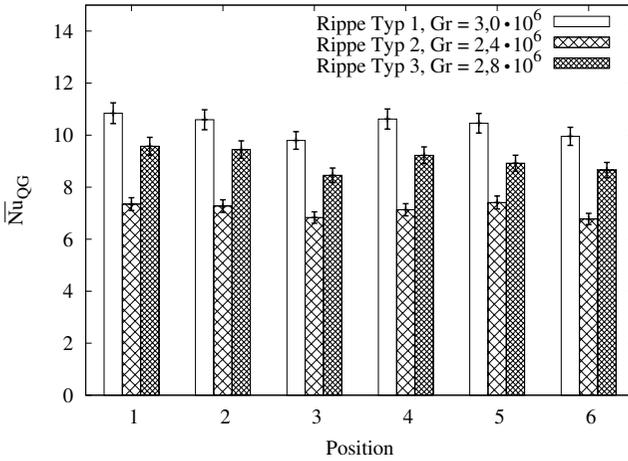
### Erweiterte Oberflächen (Rippen)

Analog Abschnitt 3.2.3 wird die Wärmequelle nun durch Kühlkörper ersetzt.

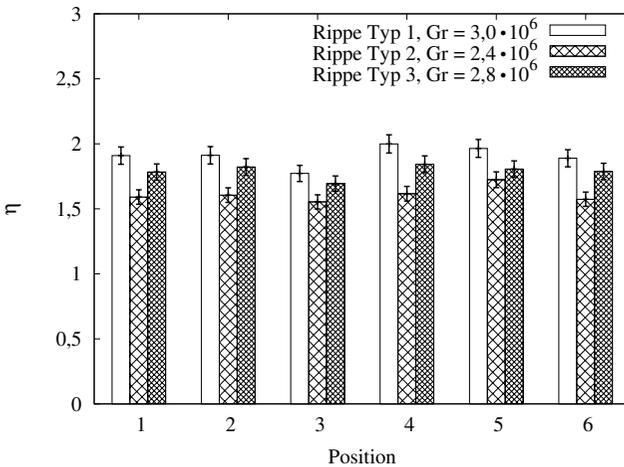
**Einfluss der Position der Wärmequelle** Unabhängig vom Rippentyp wird der größte Wärmetransport innerhalb der Fehlertoleranzen in Position 1, 2, 4 und 5 erreicht. Diese Positionen haben im Vergleich zu den beiden verbleibenden Positionen 3 und 6 den größten Abstand zu Randabschnitt [\[2\]](#), d.h. zur oberen Gehäusewand. Wird dieser Abstand verringert, so verringert sich ebenfalls der Wärmeübergang. Diese Abhängigkeit der Nußelt-Zahl vom vertikalen Abstand ist in [Abb. 3.45](#) dargestellt. Grund dafür ist einerseits die vertikale Begrenzung durch Randabschnitt [\[2\]](#), andererseits die im Gehäuse entstehende Temperaturschichtung.

[Abbildung 3.45](#) zeigt weiterhin, dass unabhängig von der Wärmequellenposition die höchste Nußelt-Zahl für Rippe Typ 1 erreicht wird, die niedrigste Nußelt-Zahl dagegen von Rippe Typ 2. Die Richtungsunabhängigkeit der Anströmung bei Kühlkörper Typ 3 zeigt für die natürliche Konvektion keine Vorteile gegenüber den Kühlkörpern mit Rechteckrippen.

Der Vergleich von ebener Platte und den berippten Oberflächen kann vorteilhaft mit der Rippeneffizienz analog zu [Abschnitt 3.2.3](#) erfolgen. [Abbildung 3.46](#) zeigt die Rippeneffizienz  $\eta$  für alle Rippentypen. Der höchste Wert wird von Rippe Typ 1 erreicht, darauf folgen Typ 3 und Typ 2. Diese Reihenfolge ist unabhängig von der Position der



**Abbildung 3.45:**  $\overline{Nu}_{QG}$  in Abhängigkeit der Position der Wärmequelle. Den höchsten Wert erreicht jeweils Rippe Typ 1, den niedrigsten jeweils Rippe Typ 2. Gehäuseparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .



**Abbildung 3.46:**  $\eta$  in Abhängigkeit der Position der Wärmequelle. Den höchsten Wert erreicht jeweils Rippe Typ 1, den niedrigsten jeweils Rippe Typ 2. Gehäuseparameter:  $\Gamma = 1,25$ ,  $\gamma = 20^\circ$ .

**Tabelle 3.20:** Positionsgemittelte Nußelt-Zahl und Rippeneffizienz der Kühlkörper. Der höchste Wert wird jeweils von Typ 1 erreicht, der niedrigste Wert von Rippe Typ 2.

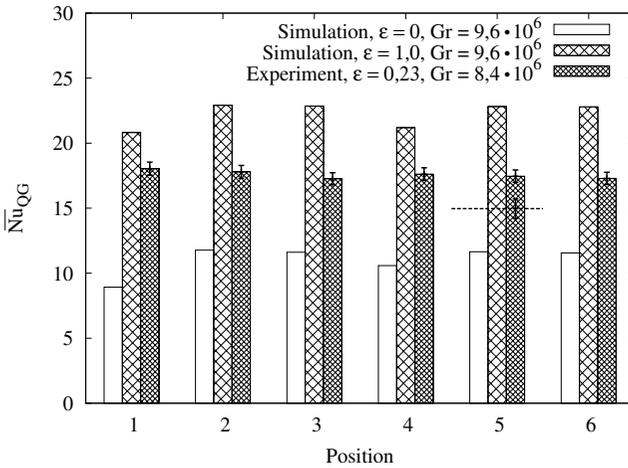
	Rippe Typ 1	Rippe Typ 2	Rippe Typ 3
Grashof-Zahl	$3,0 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^6$	$2,8 \cdot 10^6$
$\overline{Nu}_{QG}^*$	$10,34 \pm 0,37$	$7,71 \pm 0,27$	$9,04 \pm 0,31$
$\eta^*$	$1,91 \pm 0,07$	$1,61 \pm 0,06$	$1,79 \pm 0,06$

Wärmequelle. Da die Rippeneffizienz sowohl die gesamte Nußelt-Zahl als auch die Oberfläche des jeweiligen Kühlkörpers repräsentiert, hat Kühlkörper Typ 1 die optimale Kombination aus allen untersuchten Kühlkörpern für den Fall der natürlichen Konvektion. Im Gegensatz zur ebenen Platte kann der Wärmeübergang durch den Einsatz der Rippe Typ 1 um ca. 90% erhöht werden.

Da die Werte der Nußelt-Zahl und Rippeneffizienz nur wenig von der Wärmequellenposition abhängen, lassen sich beide sinnvoll als Mittelwert über alle Positionen  $\overline{Nu}_{QG}^*$  und  $\eta^*$  darstellen. Ihre Werte sind in Tab. 3.20 zusammengefasst. Vergleicht man die Werte der Rippeneffizienz mit denen der gemischten Konvektion aus Abb. 3.31 in Abschnitt 3.2.3, so bleibt die Rippeneffizienz für Kühlkörper Typ 1 und 2 nahezu konstant. Die Möglichkeit der Anströmung aus mehreren Richtungen erhöht die Rippeneffizienz von Kühlkörper Typ 3 für gemischte Konvektion sehr stark von  $\eta^* = 1,79$  auf  $\eta^* = 2,29$ .

### 3.3.4 Vergleich und Zusammenfassung von Simulation und Messung

Die Nußelt-Zahl der Positionen 1 und 4 der Wärmequelle ist in der Simulation durch die Begrenzung von unten stark reduziert. Im Experiment kompensiert die dreidimensionale Anströmung diesen Effekt. Dabei verringert nur die Temperaturschichtung im Gehäuse und der vertikale Abstand zur oberen Gehäusewand die gesamte Nußelt-Zahl. Abbildung 3.47 zeigt grafisch den Vergleich zwischen Simulation und Messung. Die Werte der Nußelt-Zahl für die Simulation mit reiner Konvektion sind geringer als die Werte der Messung. Wird die Rechnung mit einem Emissionskoeffizienten an der Wärmequelle von  $\varepsilon = 1,0$  ausgeführt, so sind die resultierenden Werte höher als die Messwerte. Der experimentell bestimmte Emissionskoeffizient der Wärmequelle beträgt  $\varepsilon = 0,23 \pm 0,05$ . Wird dieser Wert übernommen und wie in Abb. 3.39 in der Simulation genutzt, so ergibt sich eine Nußelt-Zahl von  $\overline{Nu}_{QG} = 14,96$ , welche in Abb. 3.47 als gestrichelte Linie eingezeichnet ist. Die gemessenen Werte befinden sich oberhalb dieser Linie. Gründe für die Abweichung sind zum Einen die Messfehler von Temperatur und Emissionskoeffizient, zum Anderen ändert sich im Experiment das Aspektverhältnis  $\Gamma_{QG}$  gegenüber der Simulation. Die Seitenwände, die in der 2D-Simulation fehlen, verringern diesen Wert von  $\Gamma_{QG} = 0,078$  auf  $\Gamma_{QG} = 0,042$ . Gemäß Abb. 3.41 führt diese Reduzierung zu einer Erhöhung der gesamten Nußelt-Zahl. Die Simulationsergebnisse für reine Konvektion bilden eine sichere Basis für die Auslegung von Wärmequellen in Gehäusen bei natürlicher Konvektion. Die Zunahme des Strahlungswärmetransportes kann den Wärmeübergang erhöhen. Wie bereits

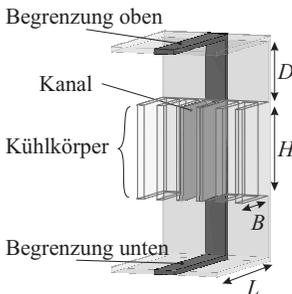


**Abbildung 3.47:** Vergleich von  $\overline{Nu}_{QG}$  in Messung und Simulation bei Variation der Position der Wärmequelle. Die Simulation wurde rein konvektiv  $\epsilon = 0$ , mit höchstmöglichem Strahlungsanteil  $\epsilon = 1,0$  durchgeführt. Die gestrichelte Linie zeigt eine Simulation mit dem Emissionskoeffizienten  $\epsilon = 0,23$  in Position 5. Die Messwerte ordnen sich zwischen der Simulation mit  $\epsilon = 0,23$  und  $\epsilon = 1,0$  ein.

Im Abschnitt 3.2.4 ausgeführt, ist dazu eine genaue Kenntnis der Randbedingungen an den Gehäusewänden erforderlich.

### 3.4 Wirkung geometrischer Begrenzung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde herausgestellt, dass geometrische Begrenzungen wie Gehäusewände oder Einbauteile den konvektiven Wärmetransport hemmen. Der folgende Abschnitt studiert deshalb die Wirkung geometrischer Begrenzungen von Kühlkörper-



**Abbildung 3.48:** Modellgeometrie zur Wirkung der geometrischen Begrenzung. Ein Kanal wird aus einem Kühlkörper herausgeschnitten. Der Kanal wird von oben, von unten oder symmetrisch, d.h. von oben und unten, durch eine Begrenzung umgeben, die die natürliche Konvektion hemmt.

pern in einer noch weiter vereinfachten Geometrie numerisch. Wie in Abb. 3.48 dunkel hervorgehoben, werden zwei Rippen aus einem Rechteckrippen-Kühlkörper herausgeschnitten und inmitten einer Begrenzung eingefügt. Beide Rippen bilden einen Kanal. Rechteckrippen sind im Vergleich zu Zylinderrippen kostengünstiger, allerdings aufgrund der Rippenform empfindlicher auf geometrische Begrenzungen. Dies wurde bereits in Abschnitt 3.2.2 diskutiert. Die Ergebnisse dieser Studie können als Grenzwert auch für die Auslegung von Zylinderrippen genutzt werden. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Untersuchungen werden die Rippen nun mit einer konstanten Temperatur belegt, was einen besseren Vergleich zu Literaturangaben ermöglicht. Die Simulationen werden dreidimensional durchgeführt.

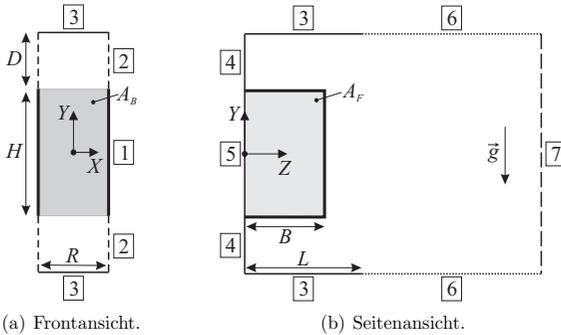
### 3.4.1 Experimentdefinition

#### Modellgeometrie und Randbedingung

Die Front- und Seitenansicht der Geometrie sind in Abb. 3.49(a) und Abb. 3.49(b) dargestellt. Der grau hinterlegte Bereich kennzeichnet die Rippen mit deren Fläche  $A_F$  und die Grundfläche des Kanals mit der Fläche  $A_B$ . Sie entsprechen jeweils Randabschnitt [1](#) und [5](#). Die Rippen haben eine konstante Temperatur  $T_Q$  und sind die Wärmequelle für das Berechnungsgebiet. Der Rippenkanal wird von den Randabschnitten [3](#) und [4](#) umgeben. Diese bilden die geometrische Begrenzung und sind adiabat. Ihr relativer Abstand  $D$  sowie ihre Länge  $L$  werden während der Untersuchung variiert. Die kühle Luft tritt mit der Temperatur  $T_L$  im unteren Teil von Randabschnitt [6](#) in die Geometrie ein und verlässt diese im oberen Teil wieder. Alle weiteren Randabschnitte [2](#) und [7](#) erlauben eine reibungsfreie Bewegung des Fluids ohne Wärmeaustausch senkrecht zur Wand. Die Kanalbreite  $R$  wird entsprechend den Vorgaben von Ochende und Bejan [73] mit dem optimalen Abstand  $R = 4, 5$  mm gewählt. Der Kanal hat eine Höhe  $H = 30$  mm und eine Tiefe  $B = 20$  mm. Um erhöhten Wärmetransport durch den Kamin-Effekt (siehe Kapitel 2.1) in der Geometrie zu unterbinden, wurde der Abstand zwischen Randabschnitt [5](#) und [7](#) auf  $5 \cdot B$  gesetzt.

#### Kennzahlen

Eine Übersicht über die Kennzahlen gibt Tab. 3.21. Die Kennzahlen werden mit den Stoffwerten nach Icropera [44] berechnet. Die Längenangaben werden jeweils durch die charakteristische Dimension der Wärmequelle  $B$ ,  $H$  oder  $R$  normiert. Die Geschwindigkeiten werden anhand der für die natürliche Konvektion charakteristischen Maximalgeschwindigkeit  $v_{\text{conv}}$  nach Glg. 2.15 normiert. Die Rayleigh-Zahl wird im Gegensatz zur üblichen Definition mit dem Kanalparameter  $R/H$  erweitert, wie er in Glg. 2.13 von Kapitel 2.1 eingeführt wurde. Die Nußelt-Zahl  $\overline{\text{Nu}}_{\text{QL}}$  bezeichnet den Wärmetransport von der Wärmequelle zur Luft und wird mit der charakteristischen Länge  $R$  gebildet. Eine Übersicht der Parametervariationen ist in Tab. 3.22 aufgelistet.



Bezeichnung	Randbedingung
Randabschnitt <b>1</b>	$\vec{v} = 0, T = T_Q$
Randabschnitt <b>2</b>	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0, \partial v / \partial x = \partial w / \partial x = 0, \partial T / \partial n = 0$
Randabschnitt <b>3</b>	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = 0$
Randabschnitt <b>4</b>	$\vec{v} = 0, \partial T / \partial n = 0$
Randabschnitt <b>5</b>	$\vec{v} = 0, T = T_Q$
Randabschnitt <b>6</b>	$\partial v / \partial y = p_\infty = 0, u = w = 0, T = T_L$
Randabschnitt <b>7</b>	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0, \partial u / \partial z = \partial v / \partial z = 0, \partial T / \partial n = 0$

(c) Bezeichnung der Ränder und deren Randbedingungen.

**Abbildung 3.49:** Die Randbedingungen der Geometrie zur Wirkung geometrischer Begrenzung.

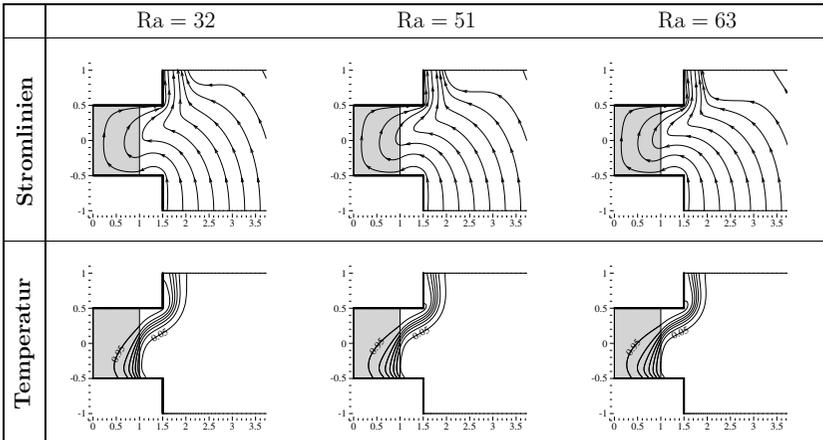
### 3.4.2 Numerische Ergebnisse

#### Rayleigh-Zahl

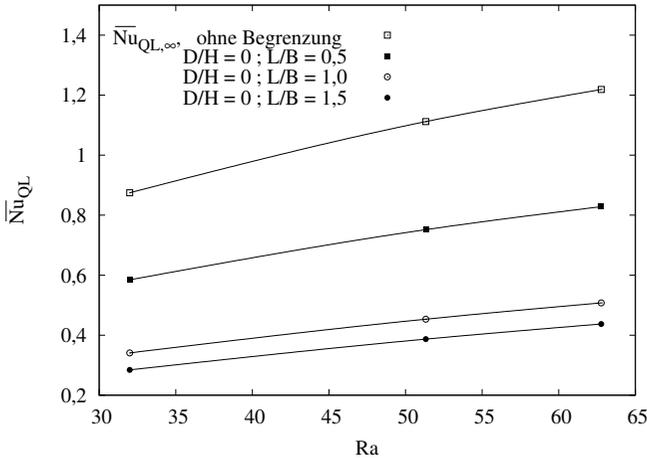
Die Rayleigh-Zahl wurde im Bereich zwischen  $31 < Ra < 63$  variiert. Der korrespondierende Temperaturbereich ist typisch für die Anwendung von LEDs. Dabei wird der Kanal symmetrisch mit einer Begrenzung versehen. Die Strömungsrichtung der Auftriebsströmung am Kanal ohne Begrenzung erfolgt in +Y-Richtung. Wächst die Länge der Begrenzung  $L/B$  oder verringert sich ihr Abstand zum Kanal  $D/H$ , so muss die Luft im unteren Teil in -Z-Richtung in die Geometrie einströmen und im oberen Bereich in +Z-Richtung aus der Geometrie herausströmen. Die Stromlinien und Isolinien der Temperatur für die Verhältnisse  $D/H = 0, L/B = 1,5$  sind in Abb. 3.50 in Abhängigkeit von  $Ra$  in der Ebene  $X = 0$ , d.h. der Symmetrieebene zwischen den Wänden des Kanals, veranschaulicht. Eine wesentliche Veränderung des Strömungsbildes kann bei Variation der Rayleigh-Zahl nicht beobachtet werden, lediglich die maximale Geschwindigkeit der Auftriebsströmung erhöht sich. Die Isolinie der höchsten Temperatur  $\theta = 0,95$  befindet sich für wachsende Rayleigh-Zahlen weiter in -Z-Richtung zwischen den Rippen, was auf einen erhöhten Wärmetransport schließen lässt.

**Tabelle 3.21:** Übersicht über die Kennzahlen der Untersuchung zur Wirkung der geometrischen Begrenzung.

Bezeichnung	Definition	Größen	
Längen	$X = x/R$	$R \dots$	Breite des Kanals
	$Y = y/H$	$H \dots$	Höhe des Kanals
	$Z = y/B$	$B \dots$	Tiefe des Kanals
Geschwindigkeiten	$U = u/v_{conv}$	$v_{conv} \dots$	typische Geschwindigkeit der Auftriebsströmung
	$V = v/v_{conv}$		
	$W = w/v_{conv}$		
Rayleigh-Zahl	$Ra = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_Q - T_L) \cdot R^3}{(\mu/\rho_L) \cdot \kappa} \frac{R}{H}$	$T_Q \dots$	Temperatur der Wärmequelle
Nußelt-Zahl	$\overline{Nu}_{QL} = \frac{R(\dot{Q}_F + \dot{Q}_B)}{k(T_Q - T_L)(A_F + A_B)}$	$\dot{Q}_F, \dot{Q}_B \dots$	Leistung von Seitenwand und Grundfläche des Kanals
		$A_F, A_B \dots$	Fläche der Rippen und Grundfläche des Kanals
Temperatur	$\theta = \frac{T - T_L}{T_Q - T_L}$	$T_L \dots$	Lufttemperatur



**Abbildung 3.50:** Verlauf der Stromlinien und Isolinien der Temperatur bei Variation der Rayleigh-Zahl. Begrenzungsparameter:  $D/H = 0, L/B = 1, 5$ .



**Abbildung 3.51:**  $\overline{Nu}_{QL}$  in Abhängigkeit von Ra und der Begrenzungslänge für konstanten Begrenzungsabstand  $D/H = 0$ . Die  $\overline{Nu}_{QL}$  Zahl wächst mit steigender Ra-Zahl und fällt mit steigender Begrenzungslänge.

Trägt man die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit von Ra wie in Abb. 3.51 ab, so ist eine Erhöhung von  $\overline{Nu}_{QL}$  mit wachsender Rayleigh-Zahl zu erkennen. Dieser Verlauf ist für den Fall ohne Begrenzung ( $D/H \rightarrow \infty$ ,  $L/B \rightarrow 0$ ) durch Korrelationen von Elenbaas [49] sowie Churchill und Usagi [52] bekannt. Die Nußelt-Zahl des Kanals ohne eine Begrenzung wird mit  $\overline{Nu}_{QL, \infty}$  bezeichnet. Abbildung 3.51 zeigt weiterhin eine Reduzierung von  $\overline{Nu}_{QL}$  bei Einführung der Begrenzung. Hier ist eine Begrenzung mit dem Abstand  $D/H = 0$  und verschiedener Länge  $L/B$  aufgezeigt. Je größer das Längenverhältnis  $L/B$  wird, desto geringer wird der Wert von  $\overline{Nu}_{QL}$ . Wird eine bestimmte Begrenzung fixiert und Ra erhöht, so steigt auch  $\overline{Nu}_{QL}$ .

Die Wirkung der Begrenzung ist nicht für alle Ra gleich. Eine bestimmte fixierte Begrenzung hemmt den Wärmetransport für kleine Ra stärker als für große Ra, d.h. die Wirkung der Begrenzung nimmt für steigende Ra ab. Ein Vergleich der Simulationsergebnisse mit deren Korrelationen von Elenbaas [49] sowie Churchill und Usagi [52] für den Kanal ohne Begrenzung ist im Anhang B dargestellt. Simulation und Korrelationen stimmen sehr gut überein.

Parameter	Variation
Rayleigh-Zahl Ra	31; 51; 63
Lage der Begrenzung	oben; unten; symmetrisch
Begrenzungslänge $L/B$	0,0 - 2,0
Begrenzungsabstand $D/H$	0,0 - 0,5

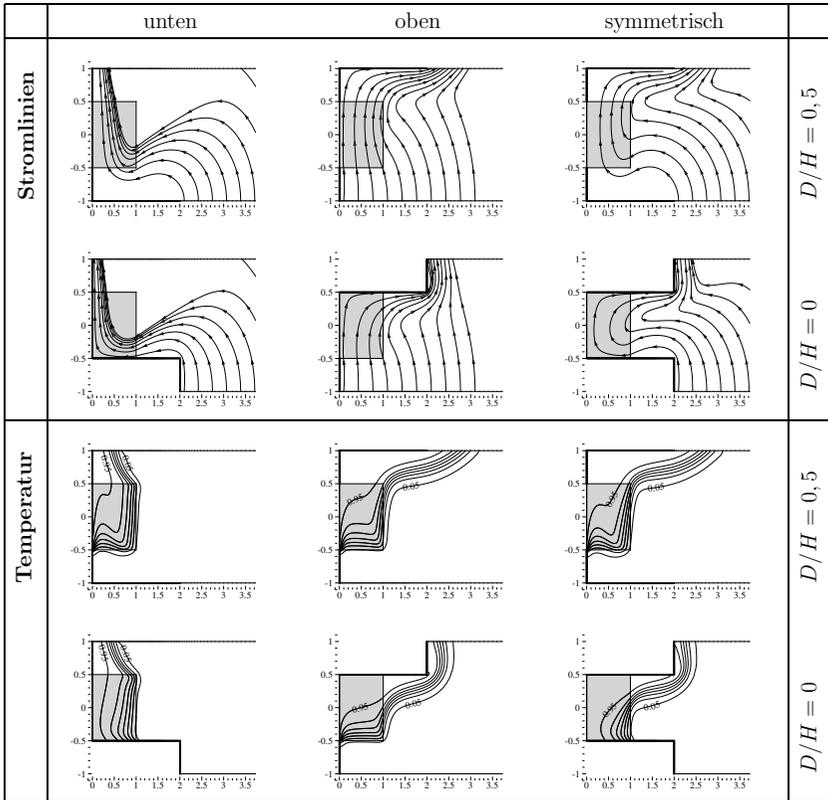
**Tabelle 3.22:** Übersicht über die Parametervariation zur Wirkung geometrischer Begrenzung

## Begrenzungsort

Vergleicht man die Wirkung der Rayleigh-Zahl und der Begrenzung auf den Wärmetransport in Abb. 3.51, so reduziert eine Variation der Begrenzung den Wärmetransport wesentlich stärker im untersuchten Parameterbereich. Im Folgenden wird deshalb detailliert der Einfluss der geometrischen Begrenzung studiert. Die Rayleigh-Zahl wird dabei auf einem Wert von  $Ra = 51$  festgehalten. Neben der symmetrischen Begrenzung wird weiterhin die Begrenzung von der Oberseite und der Unterseite jeweils getrennt untersucht.

Der Parameterspielraum mit  $0 \leq L/B \leq 2,0$  und  $0 \leq D/H \leq 0,5$  umfasst den typischen Bereich der praktischen Anwendung. Abbildung 3.52 zeigt die Stromlinien und die Isolinen der Temperatur für ausgewählte Begrenzungsabstände. Die Darstellungsebene entspricht der Y-Z-Ebene an der Position  $X = 0$  und liegt somit in der Symmetrieebene zwischen beiden Kanalwänden. Die Begrenzungslänge wird in der Abbildung auf den Wert  $L/B = 2,0$  fixiert. Wird die Begrenzung von unten angebracht, kann die Luft nicht mehr in Y-Richtung in den Kanal einströmen. Die Z-Komponente der Geschwindigkeit nimmt dabei mit steigender Begrenzungslänge zu. Wird die Begrenzung von oben angebracht, so ist das Abströmen in Y-Richtung aus dem Kanal verhindert. Die durch den Auftrieb erzeugte Strömung wird durch den Form- und Reibungswiderstand der Begrenzung gebremst. Die Maximalgeschwindigkeit bildet sich nun wie folgt: Ist die Strömung nicht begrenzt, so stellt sich der maximale Betrag der Strömungsgeschwindigkeit  $|\vec{V}| = 1,14$  ein. Wächst bei konstantem Begrenzungsabstand  $D/H = 0$  die Begrenzungslänge auf  $L/B = 0,25$ , so erhöht sich dieser Wert auf  $|\vec{V}| = 1,18$ . Bis zur maximalen Begrenzungslänge von  $L/B = 2,0$  fällt der Betrag der Geschwindigkeit auf den Wert  $|\vec{V}| = 1,02$  ab. Die Begrenzung wirkt anfangs fokussierend auf den Auftriebsstrahl und erhöht die maximale Geschwindigkeit. Später dominiert die Reibungskraft an der Begrenzung und mindert diesen Effekt wieder. Betrachtet man das Strömungsbild der symmetrischen Begrenzung, so treffen sich für kleine Begrenzungsabstände  $D/H$  die in den Kanal einströmende und aus dem Kanal herausströmende Luft. Dies ist in Abb. 3.52 im Fall  $D/H = 0$  zu erkennen. Die entstehende Scherströmung erhöht in diesem Fall zusätzlich den Strömungswiderstand.

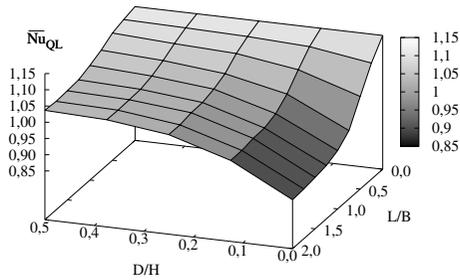
Vergleicht man die Isolinie der höchsten Temperatur  $\theta = 0,95$  in Abb. 3.52, so nimmt die von dieser Isolinie begrenzte Fläche mit sinkendem Begrenzungsabstand  $D/H$  in allen Bildern zu. Die isothermen Kanalwände können dort keine Wärme mit der bereits erwärmten Luft austauschen und der Wärmetransport sinkt. Die Begrenzung von unten erlaubt die Durchströmung eines großen Teiles des Kanals mit kaltem Fluid, wie an der Isolinie der maximalen Temperatur zu sehen ist. Sie überdeckt nur einen geringen Flächenanteil. Dieser Anteil wächst, wenn die Begrenzung der Strömung von oben erfolgt und wird maximal, wenn der Kanal symmetrisch begrenzt ist. Aus diesen Verläufen lässt sich bereits ablesen, dass der Wärmeübergang von der unteren Begrenzung über die obere Begrenzung zur symmetrischen Begrenzung bei sonst gleichen Begrenzungsparametern reduziert wird. Eine vollständige Auflistung der Stromlinienbilder und der Temperaturplots für alle Begrenzungen können in den Abb. A.4 bis A.9 im Anhang A.1.4 eingesehen werden. In diesen Abbildungen lässt sich die systematische Ausbildung der Verläufe sehr gut nachvollziehen.



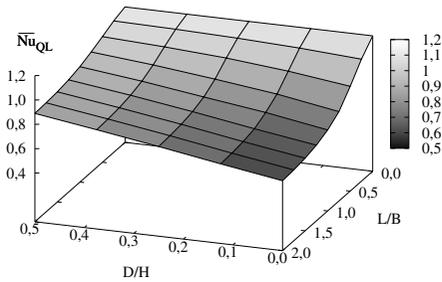
**Abbildung 3.52:** Stromlinien und Isolinien der Temperatur für die Begrenzung von unten, von oben und bei symmetrischer Begrenzung. Die Begrenzungslänge wird auf den Wert  $L/B = 2,0$  fixiert und der Begrenzungsabstand  $D/H$  wird variiert. Die Plots liegen in der  $Y-Z$ -Ebene für  $X = 0$ . Die Ordinate stellt die  $Y$ -Richtung und die Abszisse die  $Z$ -Richtung dar.

Der Einfluss von  $D/H$  und  $L/B$  auf die Nußelt-Zahl des Kanal ist in den Abb. 3.53(a) bis 3.53(c) für die Begrenzung von unten, von oben und bei symmetrischer Begrenzung dargestellt. Die Diagramme zeigen die Nußelt-Zahl als Flächendarstellung in Abhängigkeit der Begrenzungsparameter. Der Wert der Nußelt-Zahl kann sowohl an der Achse als auch an der Graustufe der Fläche abgelesen werden.

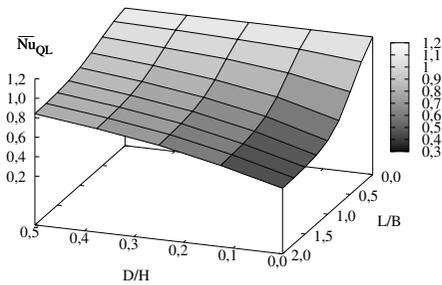
Wird bei einer Begrenzung von unten der Begrenzungsabstand  $D/H$  verringert, so ändert sich die Nußelt-Zahl bis zu einem Wert von  $D/H = 0,375$  nahezu nicht. Eine weitere Verringerung führt zu einer sehr starken Änderung der Nußelt-Zahl. Beträgt der Begrenzungsabstand mehr als  $D/H > 0,375$ , so kann die Reduzierung der Nußelt-Zahl vernachlässigt werden. Anders verhält sich die Nußelt-Zahl, wenn die Begrenzungslänge



(a) Begrenzung von unten.



(b) Begrenzung von oben.



(c) symmetrische Begrenzung.

**Abbildung 3.53:** Begrenzung der freien Konvektion von oben, unten und symmetrisch (oben und unten) für  $Ra = 51,3$ . Die Nusselt-Zahl reduziert sich für die symmetrische Begrenzung am stärksten und für die Begrenzung von unten am schwächsten.

$L/B$  erhöht wird. Die stärkste Änderung liegt hier im Bereich  $0 < L/B < 1$ , d.h. so lang, bis die Begrenzung die Tiefe  $B$  des Kanals erreicht hat. Danach ergibt sich nur noch eine schwache Verringerung, die nahezu einen linearen Verlauf zeigt. Die maximale Reduzierung der Nußelt-Zahl bei einer Begrenzung von unten beträgt ca. 22%.

Die Begrenzung von oben zeigt bei Verringerung des Begrenzungsabstandes einen nahezu linearen Verlauf, d.h. die Nußelt-Zahl wird mit sinkendem  $D/H$  kontinuierlich kleiner. Erhöht sich die Begrenzungslänge, so reduziert sich ähnlich der Begrenzung von unten die Nußelt-Zahl am stärksten im Bereich  $0 < L/B < 1$ . Im untersuchten Parameterbereich beträgt die Verminderung der Nußelt-Zahl für diese Begrenzung ca. 50%.

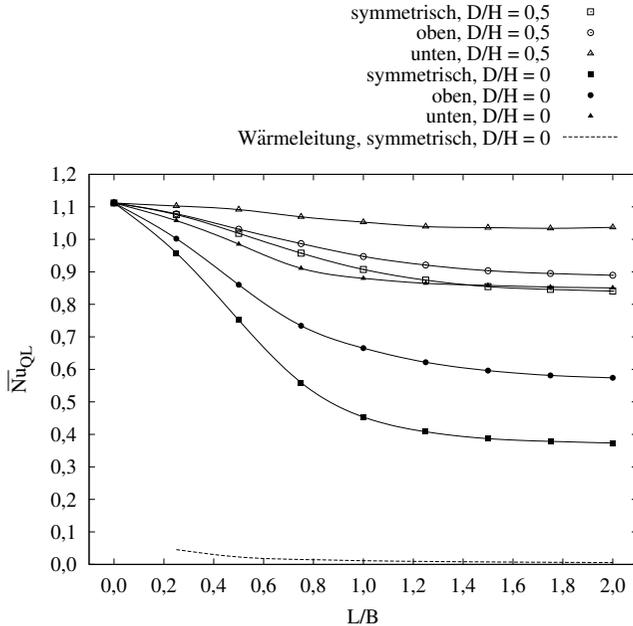
Der Kurvenverlauf für die symmetrische Begrenzung zeigt eine Mischung aus dem vorher beschriebenen Verhalten. Bei Verminderung des Begrenzungsabstandes ergibt sich im Bereich  $0,25 < D/H < 0,5$  ein linearer Abfall, für kleinere Werte des Abstandes fällt die Nußelt-Zahl ähnlich der Begrenzung von unten überproportional ab. Die Kurvenverläufe in Abhängigkeit der Begrenzungslänge sind für die Begrenzung von unten und oben qualitativ gleich. Deshalb folgt auch die symmetrische Begrenzung diesem Verlauf. Die maximale Reduzierung der Nußelt-Zahl beträgt innerhalb des Parameterbereiches ca. 65%.

Abbildung 3.54 zeigt die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Begrenzungslänge  $L/B$  für ausgewählte Parametersätze. Man erkennt, dass sich die Reduzierung der Nußelt-Zahl der symmetrischen Begrenzung nicht als Summe der Reduzierung der Begrenzung von oben und von unten errechnet. Die Reduzierung ist geringer, das bedeutet eine Interaktion beider Effekte.

Die absoluten Werte der Nußelt-Zahl in den Diagrammen liegen bei einem Wert von Eins und teilweise darunter. Im Vergleich zur ursprünglichen Definition der Nußelt-Zahl in Abschnitt 2.1 impliziert dies einen zur Wärmeleitung vergleichbaren Wärmetransport. Wie dort bereits diskutiert, ist die hier ermittelte kleine Nußelt-Zahl durch den kleinen Wert der charakteristischen Länge  $R$  verursacht. Die Nußelt-Zahl für reine Wärmeleitung ist in Abb. 3.54 als gestrichelte Linie eingezeichnet und hat einen um Vielfache kleineren Wert. Der Wärmetransport ist deshalb vom konvektiven Transport dominiert. Die Grashof-Zahl  $Gr = 67$  als Quotient der Auftriebskräfte zu den viskosen Kräften untermauert diese Aussage.

## 3.5 Anwendung

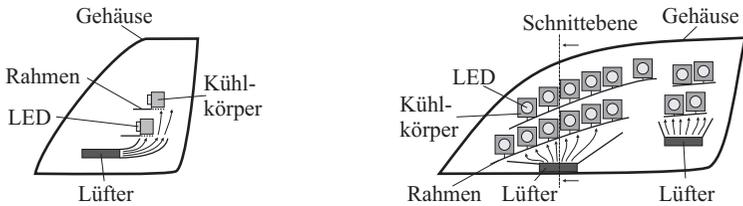
Die in Kapitel 3 gewonnenen Ergebnisse werden nun auf einen Prototypen-Scheinwerfer angewandt. Die Ergebnisse können dabei nur in Form der Nußelt-Zahl ausgedrückt werden, die aus gemessenen Temperaturen ermittelt werden. Dies ist ein in der Praxis übliches Vorgehen, da die Messung von Strömungsbildern im Einzelfall einen zu hohen Zeitaufwand bedeutet. Die Ergebnisse werden mit den Messungen am vereinfachten Modell und der Simulation verglichen.



**Abbildung 3.54:** Die Nußelt-Zahl in Abhängigkeit der Begrenzungslänge  $L/B$ . Verschiedene Begrenzungsabstände  $D/H$  und Begrenzungsarten sind als Kurven dargestellt. Die Nußelt-Zahl der Wärmeleitung (gestrichelte Linie) liegt um Größenordnungen unter den simulierten Ergebnissen.

### 3.5.1 Modellaufbau

Der Modellaufbau ist in Abb. 3.55 in der Seiten- und Frontansicht schematisch dargestellt. Innerhalb des Gehäuses werden 16 LED-Lichtquellen angeordnet, die zusammen die Funktion des Abblendlichtes und des Fernlichtes darstellen. Alle 16 LEDs werden simultan betrieben. Jede LED wird mit einem Kühlkörper vom Typ Rippe 1 versehen, wie in Tab. 3.8 aufgeführt. Die Lichtfunktionen sind in zwei Module unterteilt, die jeweils eine Baugruppe innerhalb des Gehäuses bilden. Sie sind auf einem Rahmen befestigt. Jedes Modul wird im unteren Teil des Gehäuses mit einem Lüfter versehen. Der Luftstrom eines jeden Lüfters wird über geeignete Leiteinrichtungen aufgefächert, sodass eine gute Belüftung aller Kühlkörper erfolgt. Die Kühlkörper und die Gehäuserückwand bilden dabei einen Kanal, der die Strömung nach oben in Richtung der Auftriebsströmung leitet. In mehreren Iterationsschritten werden weitere Luftleiteinrichtungen (LLE) hinzugefügt, die einen verbesserten Wärmetransport ermöglichen. Der erste und letzte Iterationsschritt wird mit der Bezeichnungen LLE 1 und LLE 2 unterschieden. Abbildung 3.55(a) zeigt schematisch die Veränderung der Luftführung in einer Schnittdarstellung der Geometrie. So wurde von LLE 1 zu LLE 2 unter anderem ein Teil des Rahmens entfernt, um eine bessere Anströmung der Kühlkörper zu erreichen. Da der Rahmen für die Stabilität



(a) Seitenansicht. Der Rahmen unter den Kühlkörpern ist gestrichelt dargestellt. Er wurde von LLE 1 zu LLE 2 entfernt.

(b) Frontansicht. Die Schnittebene der Seitenansicht ist gestrichelt dargestellt.

**Abbildung 3.55:** Darstellung des Scheinwerfer-Prototyps. Gehäuserückwand und Kühlkörper bilden einen Kanal für die Luftströmung.

der Module wichtig ist, muss für jeden Kühlkörper ein Kompromiss gefunden werden. Die Strömung verläuft somit nicht an jedem Kühlkörper völlig ungehindert. Aufgrund der Komplexität des Modells können nicht alle Veränderungen der Luftleiteneinrichtung dargestellt werden.

Alle charakteristischen Größen des Modells werden mit den Kennzahlen gemäß Abschnitt 3.2 und Abschnitt 3.3 beschrieben. Die mittlere Geschwindigkeit in der Luftleiteneinrichtung wird zur Bildung der Reynolds-Zahl herangezogen. Wie bereits in den Simulationen und im Experiment beschrieben, kann die lokale Geschwindigkeit erheblich höher sein.

### 3.5.2 Ergebnisse und Diskussion

Die Messungen wurden für den Fall der natürlichen und der gemischten Konvektion durchgeführt und die gemessenen Nußelt-Zahlen sind in Tab. 3.23 dargestellt. Das Feld Prototyp bezeichnet die Werte des Prototyp-Scheinwerfers. Die Nußelt-Zahl wurde einzeln für jede der 16 LEDs aufgenommen und die dort auftretenden Minimalwerte  $\overline{Nu}_{\min}$  und Maximalwerte  $\overline{Nu}_{\max}$  sind in der Tabelle aufgelistet. Die Werte der Simulation entsprechen gemäß Abschnitt 3.2.2 und Abschnitt 3.3.2 der Position 5, d.h. der maximalen Nußelt-Zahl im Parameterspielraum. In der Tabelle werden für diesen Fall die Nußelt-Zahl für reine Konvektion  $\overline{Nu}_{\text{conv}}$  und die Nußelt-Zahl mit maximalem Strahlungswärmetransport  $\overline{Nu}_{\text{ges}}$  bei einem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 1,0$  zusammengefasst. Das Feld Modellscheinwerfer in der Tabelle bezeichnet die Messergebnisse des vereinfachten Modellgehäuses mit Rippe Typ 1 aus dem vorletzten Abschnitt. Sie zeigen die minimale und maximale Nußelt-Zahl in der Modellgeometrie. Die Ergebnisse der Simulation unterscheiden explizit den Fall mit und ohne Strahlung. Sowohl die Ergebnisse des Prototypen als auch die der Messung in der Modellgeometrie repräsentieren einen gekoppelten Wärmetransport von Konvektion und Strahlung, wobei der Strahlungseinfluss bei beiden vergleichbar ist.

Betrachten wir zunächst die natürliche Konvektion. Der Minimalwert der Nußelt-Zahl bei Konvektion beträgt nur ca.  $2/3$  des Maximalwertes. Die starken Unterschiede sind durch geometrische Begrenzungen der Kühlkörper verursacht. Die Reduzierung der Nußelt-Zahl

**Tabelle 3.23:** Gegenüberstellung der Nu-Zahlen im Prototypenmodell, in der Simulation und im vereinfachten Scheinwerfermodell. Die Gr-Zahlen betragen für den Prototyp  $Gr = 2,4 \cdot 10^6$ , für die Simulation  $Gr = 1,3 \cdot 10^6$  und für das Scheinwerfermodell  $Gr = 2,6 \cdot 10^6$ . Die Ergebnisse der gemischten Konvektion wurden bei einer Re-Zahl von  $Re \approx 1100$  aufgenommen.

		natürliche Konvektion	gemischte Konvektion	
Prototyp			LLE 1	LLE 2
	$\overline{Nu}_{\min}$	$7,00 \pm 0,25$	$9,58 \pm 0,33$	$12,03 \pm 0,42$
	$\overline{Nu}_{\max}$	$10,87 \pm 0,38$	$23,94 \pm 0,84$	$24,74 \pm 0,87$
Simulation	$\overline{Nu}_{\text{conv}}$	$8,78 \pm 0,09$	$14,23 \pm 0,14$	
	$\overline{Nu}_{\text{ges}}$	$15,74 \pm 0,16$	$22,02 \pm 0,22$	
Modell-scheinwerfer	$\overline{Nu}_{\min}$	$9,95 \pm 0,35$	$9,94 \pm 0,35$	
	$\overline{Nu}_{\max}$	$10,84 \pm 0,38$	$22,97 \pm 0,80$	

korreliert sehr gut mit den in Abschnitt 3.4 gefundenen Abhängigkeiten. Die konvektiven Werte  $\overline{Nu}_{\text{conv}}$  der Simulation ordnen sich zwischen dem Minimum und Maximum des Prototyps ein. Die höhere maximale Nußelt-Zahl des Prototyps ist größtenteils auf den Wärmetransport durch Strahlung zurückzuführen. Dies erkennt man auch daran, dass der Wert der Simulation mit Strahlung  $\overline{Nu}_{\text{ges}}$  höher als der Maximalwert des Prototypen ist. Der gemessene Maximalwert des Modellscheinwerfers stimmt sehr gut mit dem Prototypen überein. Der Minimalwert ist im Modellscheinwerfer höher, da hier im Gegensatz zum Prototypen nur eine geringe geometrische Begrenzung vorliegt.

Alle Ergebnisse der gemischten Konvektion werden bei einer Reynolds-Zahl  $Re \approx 1100$  bestimmt. Die Modifikation der Luftleiteinrichtung für die gemischte Konvektion erhöht die minimale Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{\min}$  des Prototypen um 20%. Diese Verbesserung konnte durch eine optimale Platzierung der Wärmequellen in der Hauptströmung erreicht werden. Die maximale Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{\max}$  ändert sich von LLE 1 zu LLE 2 nur um 3,3%. Hier wurde bereits für LLE 1 eine optimale Anströmung erreicht. Die Werte der Simulation für reine Konvektion  $\overline{Nu}_{\text{conv}}$  liegen zwischen der minimalen und maximalen Nußelt-Zahl des Prototyps. Die Werte der Simulation mit Strahlung sind vergleichbar mit der maximalen Nu-Zahl des Prototyps, obwohl der Emissionskoeffizient der Kühlkörper im Prototyp wesentlich kleiner als eins ist. Grund dafür sind die hohen Luftgeschwindigkeiten des Lüfters bei kleinen Reynolds-Zahlen, wie anhand von Abb. 3.32 bereits diskutiert. Sie führen zu einer starken Erhöhung der Nußelt-Zahl. Die Ergebnisse der Messungen im vereinfachten Scheinwerfermodell liegen etwas unter dem Wert der maximalen Nußelt-Zahl des Prototyps, was durch die verbesserte Luftführung im Prototypen begründet ist.

Für eine Auslegung einer LED in einem Scheinwerfer spielt die minimale Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{\min}$  die entscheidende Rolle. Sie zeigt den Kühlkörper und damit auch die LED mit der höchsten Temperatur an. Deshalb ist es in der Praxis wichtig, diesen minimalen Wert zu kennen. Die minimale Nußelt-Zahl konnte durch Strömungsveränderung am Prototypen wesentlich erhöht werden. Als Grundlage dienen dabei die Erkenntnisse der

vorangegangenen Abschnitte. Die ermittelten Korrelationen dienen als Abschätzung der minimalen Nußelt-Zahl und erlauben eine Bewertung der erzielten Ergebnisse.

Gegenüber der natürlichen Konvektion wird die Nußelt-Zahl im Prototypenscheinwerfer um 42% erhöht. Für einen konstanten thermischen Widerstand des Kühlkörpers heißt dies, dass seine Fläche bei gemischter Konvektion um 42% gegenüber natürlicher Konvektion verringert werden kann. Dies erlaubt einerseits beim Einsatz im Scheinwerfer eine Gewichts- und Bauraumeinsparung oder ermöglicht andererseits überhaupt erst den Einsatz von Hochleistungs-LEDs im Scheinwerfer. Im konkreten Fall des Prototypenscheinwerfers konnte erst mit den Maßnahmen aus LLE 2 die Grenztemperatur der LEDs von 130 °C eingehalten werden.

## 3.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde der Einfluss der erzwungenen und gemischten Konvektion auf den Wärmetransport in einem geschlossenen Gehäuse erarbeitet und mit der natürlichen Konvektion verglichen. Im Gegensatz zu Studien in der Literatur liegt das Hauptaugenmerk auf dem Wärmetransport von einer inneren Wärmequelle zu den Gehäusewänden und nicht im konvektiven Abtransport der Wärmemenge durch strömendes Fluid. Die Untersuchungen zur erzwungenen Konvektion zeigen, dass eine Verringerung des Aspektverhältnisses von Gehäuselänge zu Gehäusehöhe  $\Gamma_{LH}$  und eine Vergrößerung des Winkels  $\gamma$  der Abdeckscheibe sowie eine Erhöhung der Reynolds-Zahl den Wärmeübergang an der Gehäusewand erhöhen. Weiterhin kann der Wärmeübergang maßgeblich durch das Einströmprofil der Konvektionsströmung in das Gehäuse beeinflusst werden. Wird zusätzlich eine Wärmequelle in das Gehäuse eingebracht, so tritt der Wärmeübergang am Gehäuseselbst in den Hintergrund. Da das Flächenverhältnis von Wärmequelle zu Gehäuse während der Untersuchungen  $\Gamma_{QG} < 0,1$  ist, übernimmt der Wärmeübergang an der Wärmequelle den dominanten Einfluss. Eine Positionierung der Wärmequelle in der Hauptströmung in Verbindung mit einem geeigneten Einströmprofil führt zur Verbesserung des Wärmeüberganges. Die Wirkungen der Reynolds- und Grashof-Zahl hängen davon ab, ob die jeweilige Position der Wärmequelle von natürlicher oder erzwungener Konvektion dominiert wird. Blenden innerhalb des Gehäuses erhöhen den Strömungswiderstand aber verbessern den gesamten Wärmeübergang leicht. Erfolgt der Wärmetransport durch natürliche Konvektion, so spielt das Flächenverhältnis von Wärmequelle und Gehäuse eine wesentliche Rolle. Je größer die Gehäusefläche, desto größer ist der Wärmetransport. Dabei spielt es nur eine untergeordnete Rolle, ob die Änderung der Gehäusefläche von der Veränderung des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{LH}$  oder des Winkels  $\gamma$  hervorgerufen wird. Wird die Position der Wärmequelle im Gehäuse variiert, so ergibt sich eine wesentliche Verringerung des Wärmetransportes, wenn die Wärmequelle in der unmittelbaren Umgebung begrenzt wird. Die Wirkung der Begrenzung nimmt dabei mit steigender Rayleigh-Zahl ab. Wird die Wärmequelle von unten begrenzt, so ist die Verminderung des Wärmetransportes gering. Sie nimmt zu, wenn die Wärmequelle von oben begrenzt ist und wird maximal, wenn die Wärmequelle von oben und unten begrenzt wird. Hier sinkt der Wärmetransport auf ca. 1/3 des ursprünglichen Wertes ab.

Alle Untersuchungen werden mit Modellexperimenten verglichen und auf einen Prototypenscheinwerfer angewendet. Aus den Simulationen werden für gemischte und natürliche Konvektion Korrelationen abgeleitet und ein Vergleich zu gängigen Literaturwerten angestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass für eine Optimierung des Wärmeüberganges zuerst der Wärmeübergang an der Wärmequelle betrachtet werden muss und danach kann in einem zweiten Schritt der Wärmeübergang des Gehäuses optimiert werden. Der Wärmetransport durch Strahlung wurde für die gemischte und natürliche Konvektion ergänzend untersucht. Ist der Emissionskoeffizient maximal, so kann der Wärmeübergang im Fall natürlicher Konvektion bestenfalls verdoppelt werden. Der Einfluss sinkt jedoch bei gemischter Konvektion und verringert sich zusätzlich beim Einsatz von erweiterten Oberflächen (Rippen) sowie dem Einsatz von nicht-schwarzen Oberflächen.

Der Einbauort des Scheinwerfers im Motorraum des Fahrzeuges verursachte an den Randabschnitten des Gehäuses unterschiedliche Temperaturen. Diese veränderten Randbedingungen haben Einfluss auf die Temperaturverteilung und den Wärmetransport im Scheinwerfer. Eine weiterführende Fragestellung in Scheinwerfergeometrien ist die Be- und Enttauung von Abdeckscheiben auf der Innenseite. Neben der Verminderung der Betauung steht oft die schnelle Enttauung im Vordergrund der Optimierung von Luftführungen. Dabei kann die erzwungene Konvektion helfen, die Scheibe möglichst schnell zu enttauen. Dieser Einfluss beider Effekte könnte in weiterführenden Arbeiten untersucht werden.

# 4 Wärmetransport in Scheinwerfern mit Temperaturstrahlern

Temperaturstrahler geben einen großen Anteil ihrer Leistung durch Wärmestrahlung ab. Durch die vergleichsweise kleine Lampenoberfläche handelsüblicher Halogenlampen überwiegt der Strahlungswärmetransport gegenüber der Konvektion. Die Interaktion beider Mechanismen beeinflusst die sich bildende Temperaturverteilung innerhalb von Scheinwerfergeometrien. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die Kopplung von Konvektion und Strahlung experimentell und numerisch an einem Scheinwerfermodell untersucht. Dabei wird durch Evakuierung des Gehäuses der Einfluss der Konvektion gemindert. Senin [33] gab die Interaktion für diffuse Strahlung am Reflektor bei Normaldruck und minimalem Druck an. Diese Untersuchung wird im Folgenden auf verschiedene Rayleigh-Zahlen und gerichtete Reflexion erweitert. Die Kennzahlen des Scheinwerfers werden dabei definiert. Im zweiten Kapitel werden die Vorgänge an der Abdeckscheibe (ADS) bei Normaldruck numerisch untersucht. Dazu wird eine volumetrische Wärmequelle in die Abdeckscheibe eingebracht und Temperaturen und Wärmetübergang an Außen- und Innenseite diskutiert. Die hier vorgestellte Methode kommt ohne den Einsatz eines Strahlungsmodells mit gerichteter Strahlung aus, wie sie von Nolte [32] und Senin [33] gefordert werden.

## 4.1 Beeinflussung der Konvektion durch Druckvariation

Im ersten Teil des Kapitels wird die Interaktion von Strahlung und Konvektion in einem Modelleperiment untersucht. Der Luftdruck innerhalb eines vereinfachten Scheinwerfermodells wird dabei variiert. Da sich die Rayleigh Zahl nach Glg. 2.12 proportional zum Quadrat des Druckes  $Ra \sim p^2$  verhält, wird die Konvektion sehr stark gemindert und die Effekte der Konvektion und Strahlung werden getrennt. Die Untersuchungen werden für einen reflektierenden und einen geschwärtzten Reflektor durchgeführt und daraus die Kennzahlen des Scheinwerfers bestimmt. An einem experimentellen Aufbau werden zuerst die wesentlichen Abhängigkeiten ermittelt und danach mit Hilfe numerischer Simulation die Ursachen diskutiert. Die Messungen entstanden im Rahmen der Studienarbeiten von Partzsch [74] und Gramß [75].

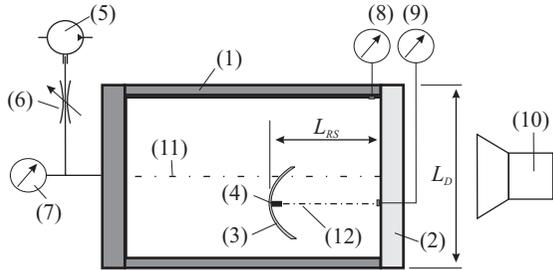
### 4.1.1 Experimentdefinition

#### Aufbau und Randbedingungen

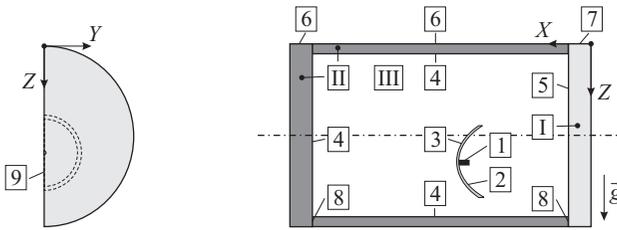
**Experimentelles Modell** Gehäuse, Abdeckscheibe und Reflektor mit Lampe bilden ein vereinfachtes Scheinwerfergehäuse, welches in Abb. 4.1 schematisch dargestellt ist. Das

**Abbildung 4.1:**

Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus: Gehäuse (1), Abdeckscheibe (2), Reflektor (3), Lampe (4), Vakuumpumpe (5), Ventil (6), Druckmessgerät (7), Temperatursensoren (8) und (9), IR-Kamera (10), Symmetrieachse (11), Lampenachse (12).



Gehäuse wird in Form einer Röhre ausgelegt, um die Druckkräfte und Spannungen auf die Gehäusewände zu minimieren. Die Röhre besteht aus opakem Kunststoff und hat einen Außendurchmesser von 220 mm und eine Länge von 300 mm. Beide Enden sind mit transparenten Polycarbonat-Scheiben verschlossen. Die Scheibendicke beträgt jeweils 12 mm. Eine der beiden Scheiben stellt die Abdeckscheibe dar. Das Gehäuse inklusive der Kabeldurchführungen wird luftdicht verschlossen. Eine Drehschieberpumpe erlaubt Druckminderungen bis zu einem Minimaldruck von 100 Pa, die mit Hilfe eines Vakuummeters während der Messung kontrolliert werden. Innerhalb des Scheinwerfers wird ein Abblendlichtreflektor eines Audi A2 ECE der Firma Valeo-Beleuchtung installiert. Der Reflektor bündelt die Strahlung der Lampe und sorgt für die Lichtverteilung auf der Straße. Diese Lichtverteilung ist nicht radialsymmetrisch, sondern wegen der sogenannten Hell-Dunkel-Grenze asymmetrisch. Abbildung A.10 im Anhang A.2.1 zeigt ein Bild der Reflektorgeometrie und der typischen Lichtverteilung. Die Lampenachse des Reflektors befindet sich 30 mm unterhalb der Symmetrieachse der Röhre. Diese Anordnung wurde in Vorexperimenten bestimmt und ermöglicht eine maximale Trennung der Effekte von Konvektion und Wärmestrahlung auf der Abdeckscheibe. Die Oberfläche des Reflektors wird für einen Teil der Untersuchungen mit einer hochreflektierenden Aluminiumschicht, für einen anderen Teil mit einer thermisch nahezu schwarzen Oberfläche überzogen. Gemäß Glg. 2.34 entspricht die Aluminiumschicht einem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 0,15 \pm 0,05$  und die schwarze Oberfläche einem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 0,95 \pm 0,05$ . Als Wärmequelle dient eine handelsübliche H7-Halogenlampe, deren Glaskolbenoberfläche geschwärzt ist. Dadurch wird die Strahlung der Wendel im Glaskolben absorbiert und dessen Gesamtstrahlung auf die Oberflächenstrahlung reduziert. Wegen der erhöhten Absorption des Glaskolbens muss die elektrische Eingangsleistung der Lampe so vermindert werden, dass ihre Glaskolbentemperatur der einer ungeschwärzten H7-Lampe entspricht. Ziel der Messungen ist die Aufnahme der Temperaturen an der Abdeckscheibe. Das Temperaturfeld auf der Außenseite der Scheibe wird mit einer IR-Kamera aufgenommen, die Temperaturen auf der Innenseite werden an diskreten Punkten mit Pt100 Temperatursensoren gemessen. Die Wärmeübertragungsmechanismen Konvektion und Strahlung verursachen auf der Scheibe lokale Maxima der Temperatur. Das Maximum der Konvektion entsteht im höchsten Punkt des Scheinwerfers im Kontaktbereich von Abdeckscheibe und Gehäuse. Dort sind vier Temperatursensoren angeordnet, deren Mittelwert die Temperatur des Konvektionsspots darstellt. Das Maximum der Strahlung entsteht auf der Scheibe in der Nähe des Durchstoßpunktes der Lampenachse. Die exakte Lage hängt wegen der Asymmetrie des Reflektors vom Abstand zwischen Reflektor und Abdeckscheibe ab.



(a) Skizze des numerischen Modells.

Bezeichnung	Randbedingung
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">1</span>	$\vec{v} = 0, \dot{q}_Q$
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">2</span>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">3</span>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">4</span>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">5</span>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">6</span>	$\vec{v} = 0, \dot{q}_{G,A} = h \cdot (T_{G,A} - T_{L,A})$
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">7</span>	$\vec{v} = 0, \dot{q}_{G,A} = h \cdot (T_{G,A} - T_{L,A})$
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">8</span>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">9</span>	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0, \partial u / \partial y = \partial w / \partial y = 0, \partial T / \partial n = 0$
Domain <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">I</span>	Festkörper, transparent, $\tilde{\alpha} = \tilde{\alpha}_S$
Domain <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">II</span>	Festkörper, opak
Domain <span style="border: 1px solid black; padding: 0 2px;">III</span>	Fluid, transparent, $\tilde{\alpha} = 0$

(b) Bezeichnung der Ränder und deren Randbedingungen

**Abbildung 4.2:** Numerisches Modell und Randbedingungen zur Untersuchung der Konvektion bei Druckbeeinflussung.

**Numerisches Modell** Die Dimensionen von numerischem und experimentellem Modell sind identisch. Um den Speicherbedarf bei Nutzung des DO-Strahlungsmodelles zu verringern, wurde die Geometrie in der Symmetrieebene  $Y = 0$  geteilt. In Bezug auf die Strahlungsverteilung auf der Abdeckscheibe verursacht die Symmetrieebene Veränderungen. Diese werden in späteren Abschnitten ausführlich diskutiert. Der Abblendlichtreflektor der Simulation entspricht einem Audi A4 Scheinwerfer der Firma Automotive Lighting und unterscheidet sich deshalb im Nahfeld der Strahlungsverteilung gegenüber dem experimentellen Modell. Abbildung 4.2(a) zeigt das numerische Modell und kennzeichnet die Randabschnitte. Die dazugehörigen Randbedingungen sind in Tab. 4.2(b) zusammengestellt. Mit Ausnahme der Symmetrieebene sind alle Ränder als Wand abgebildet. Da die Umgebung der Geometrie nicht vernetzt wurde, werden alle Ränder, die das Berechnungsgebiet begrenzen, mit einer thermischen Randbedingung der 3. Art belegt. Diese wird durch die Vorgabe eines konvektiven Wärmeübergangskoeffizienten  $h$  und der Temperatur der Außenluft  $T_{L,A}$  definiert. Als Randbedingung für die Strahlung gilt ebenfalls die Temperatur  $T_{L,A}$ . An der Glaskolbenoberfläche wird ein konstanter Wärmestrom  $\dot{q}_Q$

aufgeprägt. Alle verbleibenden Ränder sind thermisch gekoppelt. Mit Ausnahme der Reflektorfläche Randabschnitt [2] sind alle opaken Wände mit einem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 0,96$  belegt. Die Emission und Reflexion am Reflektor wird entsprechend der Aluminiumbeschichtung oder der Schwärzung gemäß dem experimentellen Modell mit der Emission  $\varepsilon$  und dem gerichteten Anteil  $\varrho_g$  festgelegt. Die vom Glaskolben (Randabschnitt [1]) ausgehende Strahlung wird für das Fluid (Domain [III]) und in der Abdeckscheibe (Domain [I]) explizit berechnet. Ein leistungsgemittelter Absorptionsgrad  $\tilde{\alpha}$  sorgt innerhalb von [1] für die Umsetzung von Strahlungsenergie in Wärmeenergie.

## Kennzahlen

Die Kennzahlen sind in Tab. 4.1 zusammengefasst. Der Durchmesser des Scheinwerfermodelles  $L_D$  und der Abstand vom Reflektor zur Abdeckscheibe  $L_{RS}$  dienen als charakteristische Längen für die Geometrie. Die Achse entlang der Abdeckscheibe (Z-Achse) wird mit dem Durchmesser des Scheinwerfermodells  $L_D$  normiert. Das Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS}$  bildet sich aus dem Verhältnis von Abstand zwischen Reflektor und Scheibe  $L_{RS}$  zum Durchmesser der Scheibe  $L_D$ . Für einen bestimmten Reflektor beinhaltet dieses Aspektverhältnis die Informationen der Strahlungsverteilung auf der Abdeckscheibe. Wegen der Asymmetrie des Reflektors ist dies keine monotone Funktion in  $\Gamma_{RS}$ . Die Rayleigh-Zahl wird gemäß Glg. 2.12 gebildet. Da das Hauptaugenmerk dieser Untersuchung auf der Interaktion von Strahlung und Konvektion an der Abdeckscheibe liegt, wird für die Rayleigh-Zahl der Abstand  $L_{RS}$  gewählt. Die Materialdaten in Glg. 2.12, wie Wärmeleitung  $k$ , kinematische Viskosität  $\mu$  und spezifische Wärmekapazität  $c_p$ , variieren im untersuchten Druckbereich für verdünnte Gase gemäß Bergmann [76] weniger als 1% gegenüber Normaldruck und gemäß Baehr [77] weniger als 2% innerhalb der Temperaturschwankungen des Experimentes. Somit ist die Rayleigh-Zahl in Glg. 2.12 direkt proportional zum Quadrat des Druckes. Der Druckbereich von  $10^2 < p < 10^5$  Pa verändert deshalb die Rayleigh-Zahl über sechs Größenordnungen. Die Temperatur wird mit dem Wärmestrom der Lampe für reine Wärmeleitung von der Lampe zur Scheibe normiert.

**Tabelle 4.1:** Übersicht über die Kennzahlen der Konvektion bei Druckminderung.

Bezeichnung	Definition	Größen
Längen	$Z = z/L_D$	$L_D$ ... Rohrdurchmesser
Aspektverhältnis	$\Gamma_{RS} = L_{RS}/L_D$	$L_{RS}$ ... Abstand Reflektor und Scheibe
Rayleigh-Zahl	$\text{Ra} = \frac{g \cdot \dot{Q}_Q \cdot L_{RS}^4 \cdot c_p}{k^2 \cdot \mu \cdot R_S^2 \cdot T_L^3 \cdot A_D} p^2$	$\dot{Q}_L$ ... elektrische Eingangsleistung der Lampe
Temperatur	$\theta = (T - T_{L,A}) / \left( \frac{\dot{Q} \cdot L_{RS}}{A_D \cdot k} \right)$	$A_D$ ... Querschnittsfläche der Röhre $A = (\pi L_D^2)/4$

Parameter	Variation
Rayleigh-Zahl $Ra$	$10^0 - 2 \cdot 10^8$
Emissionskoeffizient Reflektor $\varepsilon$	0,15; 0,9
Abstand Reflektor-Abdeckscheibe $\Gamma_{RS}$	0,445; 0,470; 0,545

**Tabelle 4.2:** Übersicht über die Parametervariation der Konvektion bei Druckminderung.

Gemäß den Angaben von Incropera [44] ist die Strömung für die Abdeckscheibe (vertikale Platte) und den Glaskolben der Lampe (horizontaler Zylinder) laminar. Die Zeitkonstante der eingesetzten Temperatursensoren ist jedoch zu groß, um diese Abschätzung experimentell nachzuweisen. Die Literaturangaben von Yerkes und Faghri [25] bestätigen die Annahme eines laminaren Strömungsregimes. Eine Übersicht über die variierten Parameter ist in Tab. 4.2 zusammengestellt.

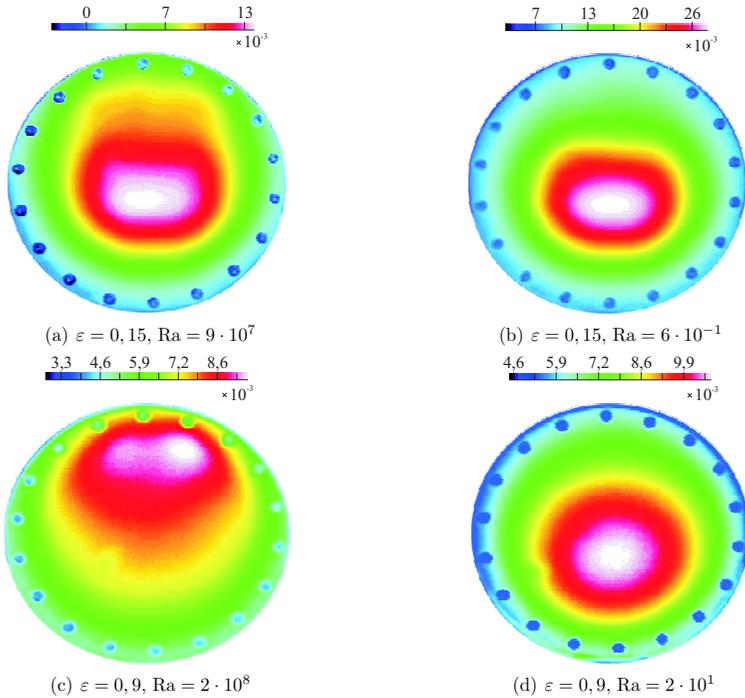
## 4.1.2 Experimentelle Ergebnisse

### Temperaturverlauf

Das Temperaturfeld auf der Abdeckscheibe ändert sich stark in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl. Diese Veränderung ist für den gerichtet reflektierenden Reflektor mit  $\varepsilon = 0,15$  und den geschwärzten Reflektor mit  $\varepsilon = 0,95$  in Abb. 4.3 dargestellt. Der Punkt der höchsten Temperatur ist hellrot bis weiß auf der Farbskala abgebildet und ist durch seine maximale Temperatur und die Lage in Z-Richtung gekennzeichnet. Die Legende ist in Einheiten der dimensionslosen Temperatur  $\theta$  skaliert.

Der Einfluss der Strahlung ist sehr groß im Falle des gerichtet reflektierenden Reflektors. Deshalb ändert sich die Lage des Hot-Spots nur wenig bei sinkendem  $Ra$  und befindet sich in der Nähe der Lampenachse. Die Änderung lässt sich in Abb. 4.3(a) und Abb. 4.3(b) erkennen. Die Lage des Hot-Spots für den geschwärzten Reflektor zeigt wesentliche Veränderungen. Für hohe  $Ra$  ist er an der Oberseite der Abdeckscheibe gelegen und wandert mit sinkendem  $Ra$  in Richtung der Lampenachse, wie in Abb. 4.3(c) und Abb. 4.3(d) dargestellt. Der geschwärzte Reflektor bündelt die Strahlung nicht auf einen kleinen Bereich der Abdeckscheibe. Die Verteilung wird flächiger, was eine Reduzierung der Strahlungsintensität zur Folge hat. Durch die geometrische Asymmetrie liegt die Konvektionsfahne des Reflektors nicht symmetrisch zur Z-Achse, sondern ist leicht nach rechts verschoben. Besonders gut ist dies in Abb. 4.3(c) für den geschwärzten Reflektor zu erkennen. Für beide Reflektoren entspricht die Temperaturverteilung auf der Abdeckscheibe bei kleinen  $Ra$  der Strahlungsverteilung des Reflektors. Im Fall des gerichtet reflektierenden Reflektors lässt sich daraus die geometrische Form der Reflektoroberfläche ableiten. Die Verteilung des geschwärzten Reflektors ist nahezu radialsymmetrisch und impliziert eine diffus emittierende Oberfläche.

Der Temperaturverlauf entlang der Z-Achse auf der Außenseite der Abdeckscheibe ist in Abb. 4.4 dargestellt. Jede Kurve besitzt ein Maximum, dass der Temperatur des Hot-Spots entspricht. Der dazugehörige Z-Wert des Hot-Spots bezeichnet seine vertikale Lage auf der Abdeckscheibe. Lage und Temperatur des Hot-Spots werden in den folgenden Abschnitten detailliert diskutiert. Wie in der Abb. 4.4 dargestellt, ist das Temperaturniveau

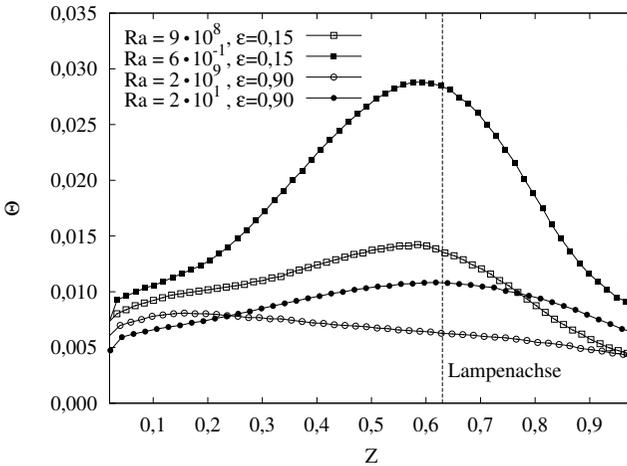


**Abbildung 4.3:** IR-Bilder der Außenseite der Abdeckscheibe für maximale und minimale Rayleigh-Zahlen und unterschiedliche Emissionskoeffizienten bei konstantem Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS} = 0,445$ . Die Temperaturskalen beinhalten die Temperatur  $\theta$ . Bei Verringerung von  $Ra$  wandert der Hot-Spot in Z-Richtung. Die Lage des Hot-Spots für hohe  $Ra$  ist wesentlich von  $\varepsilon$  bestimmt.

des gerichtet reflektierenden Reflektors für alle  $Ra$  höher als das des geschwärtzten Reflektors. Für beide Reflektorarten steigt die Temperatur des Hot-Spots mit sinkendem  $Ra$ . Da die elektrische Anschlussleistung der Lampe konstant belassen wird, die Konvektion bei sinkendem  $Ra$  aber weitgehend unterdrückt wird, nimmt der Anteil der Wärmestrahlung am Wärmetransport stark zu. Deshalb entsprechen die Verteilungen bei kleiner  $Ra$  jeweils der reinen Strahlungsverteilung auf der Abdeckscheibe. Der Interaktionsparameter  $N_{RC}$  liegt für kleine  $Ra$  im Bereich  $1100 < N_{RC} < 1400$ . Der Wärmetransport durch Strahlung ist um zwei Größenordnungen höher als der Wärmetransport durch Wärmeleitung und somit der dominierende Transportmechanismus.

### Hot-Spot Temperatur

Der Verlauf der Hot-Spot Temperatur in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl ist in Abb. 4.5 dargestellt. Für beide Emissionskoeffizienten des Reflektors sind jeweils zwei Aspekt-

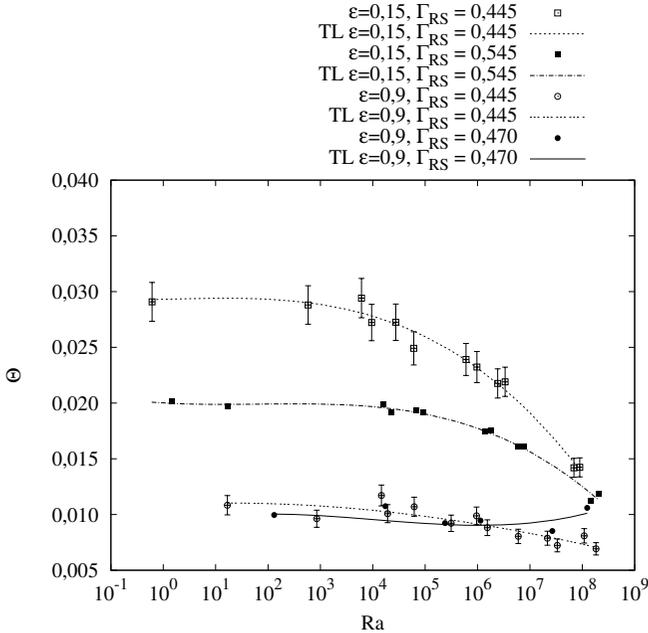


**Abbildung 4.4:** Temperaturverteilung entlang der Z-Achse auf der Außenseite der Abdeckscheibe für verschiedene Ra und Emissionskoeffizienten des Reflektors  $\varepsilon = 0,15$  und  $\varepsilon = 0,9$ . Das Aspektverhältnis ist konstant  $\Gamma_{RS} = 0,445$ . Das Temperaturniveau ist höher für  $\varepsilon = 0,15$ , aber die Lageänderung ist ausgeprägter für  $\varepsilon = 0,9$ .

verhältnisse  $\Gamma_{RS}$  abgebildet. Um die Übersicht zu erleichtern, sind Trendlinien zwischen den Datenpunkten eingefügt. Die Trennung der Verläufe verschiedener Aspektverhältnisse ist für  $\varepsilon = 0,15$  am größten, für  $\varepsilon = 0,9$  fällt sie dagegen gering aus. Das Temperaturmaximum jeder Kurve liegt für den gerichtet reflektierenden Reflektor höher als für den geschwärtzten Reflektor. Grund dafür ist die höhere Leistungsdichte, die der reflektierende Reflektor auf der Abdeckscheibe verursacht. Er reflektiert nahezu die gesamte Strahlung der Lampe zur Abdeckscheibe hin und bündelt sie in einem örtlich begrenzten Bereich. Die Strahlung der Lampe und des diffus emittierenden Reflektors wird in den gesamten Halbraum zwischen Reflektor und Abdeckscheibe abgegeben. Die Leistungsdichte an der Abdeckscheibe selbst sinkt dadurch stark.

Eine Verkleinerung des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{RS}$  erhöht für beide Reflektorarten die Leistungsdichte der Strahlung an der Abdeckscheibe. Für den geschwärtzten Reflektor ist diese Abhängigkeit proportional zu  $1/\Gamma_{RS}^2$ , wie aus der Strahlungsausbreitung bekannt ist. Für den gerichtet reflektierenden Reflektor hängt die Leistungsdichte und die örtliche Verteilung hauptsächlich von der Lichtverteilung ab. Eine detaillierte Diskussion dieses Einflussfaktors wird im Abschnitt 4.1.3 gegeben.

Im Verlauf jeder Kurve steigt die Temperatur mit sinkender Rayleigh-Zahl. Dies ist durch die Erhöhung des Strahlungsanteils bedingt. Im Gegensatz zur Konvektion wirkt die Strahlung durch den geometrischen Aufbau im Wesentlichen auf die Abdeckscheibe und erzeugt dort mehr Wärmeleistung, als in anderen Bauteilen wie dem Gehäuse. Die Temperatur des Hot-Spots für kleine Ra ist in drei der gezeigten Kurven höher, als für hohe Ra. Ausnahme in diesem Verhalten bildet der geschwärtzte Reflektor  $\varepsilon = 0,95$  mit

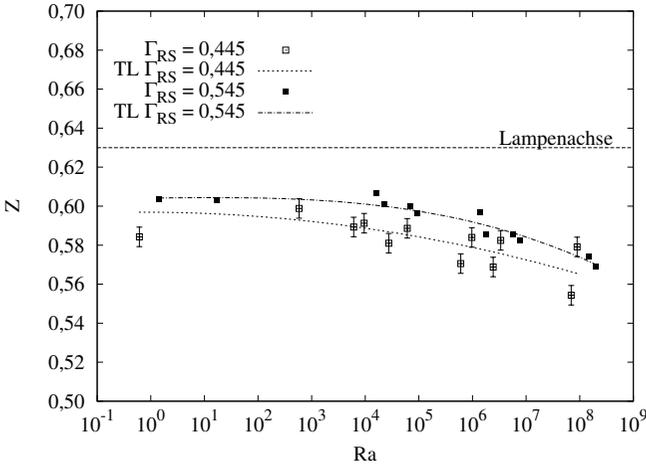


**Abbildung 4.5:** Temperatur des Hot-Spots in Abhängigkeit der Rayleigh-Zahl. Die Temperatur steigt mit fallender Rayleigh-Zahl, Ausnahme bildet der Fall  $\varepsilon = 0,9$  und  $\Gamma_{RS} = 0,470$ . Das Temperaturniveau von  $\varepsilon = 0,15$  ist über dem von  $\varepsilon = 0,9$ . Trendlinien (TL) zeigen den qualitativen Verlauf.

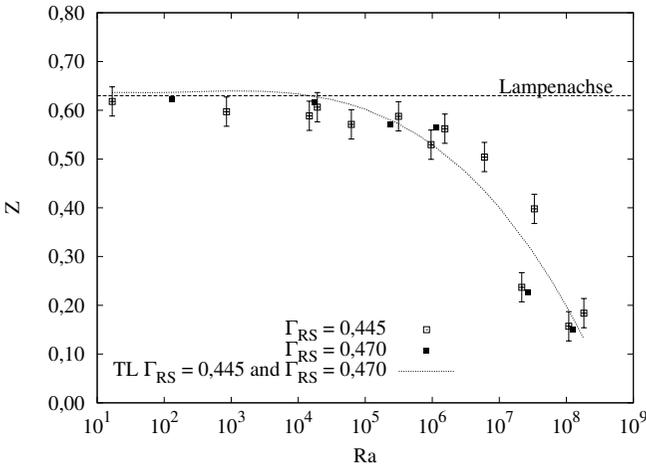
einem Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS} = 0,470$ . Hier sind die Temperaturen für niedrige und hohe Ra auf dem gleichen Niveau. Die Temperaturwerte zwischen diesen beide Extrema sind geringer und verursachen ein Minimum der Temperatur. Im Vergleich zum Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS} = 0,445$  bei gleichem Reflektor sind die Temperaturwerte für kleine Ra etwas geringer, bedingt durch den vergrößerten Abstand, jedoch für große Ra wesentlich höher. Dieses Verhalten wurde in mehreren Messungen bestätigt, kann aber allein aus den Temperaturdaten nur schwer interpretiert werden.

### Hot-Spot Lage

Wird Ra reduziert, so wandert der Hot-Spot für alle Parametersätze in positiver Z-Richtung auf der Abdeckscheibe nach unten. Die jeweilige Bewegung auf der Z-Achse in Abhängigkeit von Ra ist für den gerichtet reflektierenden Reflektor in Abb. 4.6 und für den geschwärtzten Reflektor in Abb. 4.7 dargestellt. Als Referenzpunkt für die Lage des Reflektors ist die Lampenachse als gestrichelte Linie im Diagramm eingezeichnet. Die maximale Verschiebung beträgt für den reflektierenden Reflektor 0,02 und für den



**Abbildung 4.6:** Bewegung des Hot-Spots auf der Abdeckscheibe in Abhängigkeit von  $Ra$  für  $\varepsilon = 0,15$ . Die Verläufe unterscheiden sich voneinander durch die asymmetrische Lichtverteilung. Außerdem befinden sich die Hot-Spots oberhalb der Lampenachse.



**Abbildung 4.7:** Bewegung des Hot-Spots auf der Abdeckscheibe in Abhängigkeit von  $Ra$  für  $\varepsilon = 0,9$ . Der Hot-Spot wandert stark von der Oberseite der Abdeckscheibe zur Lampenachse. Die Unterschiede der Aspectverhältnisse sind kleiner als der Messfehler. Für kleine  $Ra$  liegt der Hot-Spot identisch mit der Lampenachse.

geschwärzten Reflektor 0,5, d.h. der Einfluss des Emissionskoeffizienten ist sehr hoch. Für  $\varepsilon = 0,15$  hängt die Hot-Spot Lage vom Aspektverhältnis ab. Je größer das Aspektverhältnis, desto näher befindet sich die Hot-Spot Lage an der Lampenachse. Die Lage ist für beide Aspektverhältnisse oberhalb der Lampenachse. Dies ist einerseits durch die Lichtverteilung des Reflektors bestimmt, andererseits verschiebt die Konvektion an der Außenseite des Modells den Spot in Richtung der Auftriebsströmung.

Die Hot-Spot Verschiebung des geschwärzten Reflektors lässt sich für unterschiedliche Aspektverhältnisse nicht mehr trennen. Denn sowohl die Lage der Konvektionsströmung für große  $Ra$ , als auch die Lage des Strahlungsspot für kleine  $Ra$  sind in der untersuchten Anordnung keine Funktion des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{RS}$ . Die Lage des Hot-Spots für kleine Aspektverhältnisse befindet sich für den geschwärzten Reflektor näher an der Lampenachse. Im Gegensatz zum reflektierenden Reflektor sorgt die diffuse Abstrahlcharakteristik für eine radialsymmetrische Verteilung um die Lampenachse. Die leichte Abweichung von der Lampenachse in Abb. 4.7 ist durch die Konvektion auf der Außenseite der Abdeckscheibe begründet.

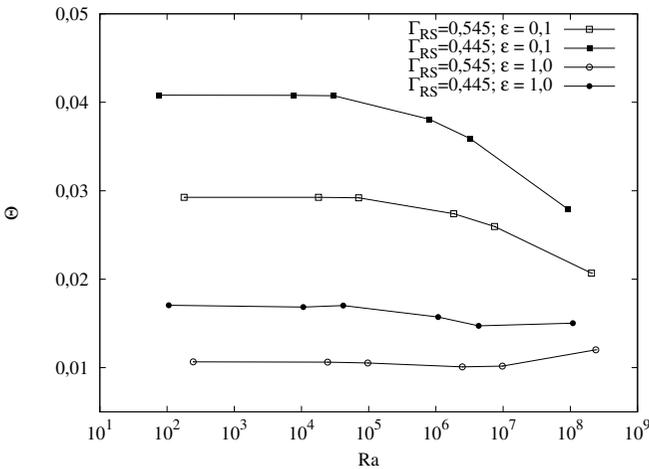
Der in Abb. 4.7 eingezeichnete Messfehler entspricht nicht dem Messfehler der Ortsbestimmung  $\Delta Z = \pm 0,005$ . Er ist vielmehr der Bestimmung der Hot-Spots Lage aus den Temperaturverläufen (siehe Abb. 4.4) geschuldet. Da die Temperaturwerte im Bereich  $10^4 \leq Ra \leq 10^7$  anstelle eines lokalen Temperaturmaximums einen Plateau-ähnlichen Verlauf nehmen, ist die korrekte Bestimmung der Lage des Hot-Spots nur schwer möglich, was zu den dargestellten Schwankungen führt.

### 4.1.3 Numerische Ergebnisse

Analog dem Experiment werden die Fälle numerisch untersucht. Im Fall des geschwärzten Reflektors wird der Abstand von Reflektor und Abdeckscheibe von  $\Gamma_{RS} = 0,470$  auf  $\Gamma_{RS} = 0,545$  vergrößert. Dies ist durch die geringe Messgenauigkeit im Vergleich zum Experiment möglich.

#### Hot-Spot Temperatur

Die Abhängigkeiten der Hot-Spot Temperatur von der Rayleigh-Zahl für den gerichtet reflektierenden Reflektor und den geschwärzten Reflektor sind in Abb. 4.8 dargestellt. Die Temperatur des Hot-Spots am gerichtet reflektierende Reflektor steigt monoton mit fallendem  $Ra$ . Für große  $Ra$  ist die Temperatur deshalb minimal. Die Konvektion an der Lampe und der Innenseite der Abdeckscheibe bedingt diese reduzierte Temperatur. Je kleiner das Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS}$ , d.h. je kleiner der Abstand zwischen Reflektor und Lampe wird, desto höher liegt das Temperaturniveau des Hot-Spots. Die Hot-Spot Temperatur des geschwärzten Reflektors zeigt einen anderen Verlauf. Für das Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS} = 0,445$  sinkt das Temperaturniveau mit fallender  $Ra$  im Bereich  $10^6 < Ra < 10^8$  ab, bevor es bei weiterer Verringerung von  $Ra$  wieder ansteigt. Es entsteht ein Temperaturminimum im Verlauf der Kurve.

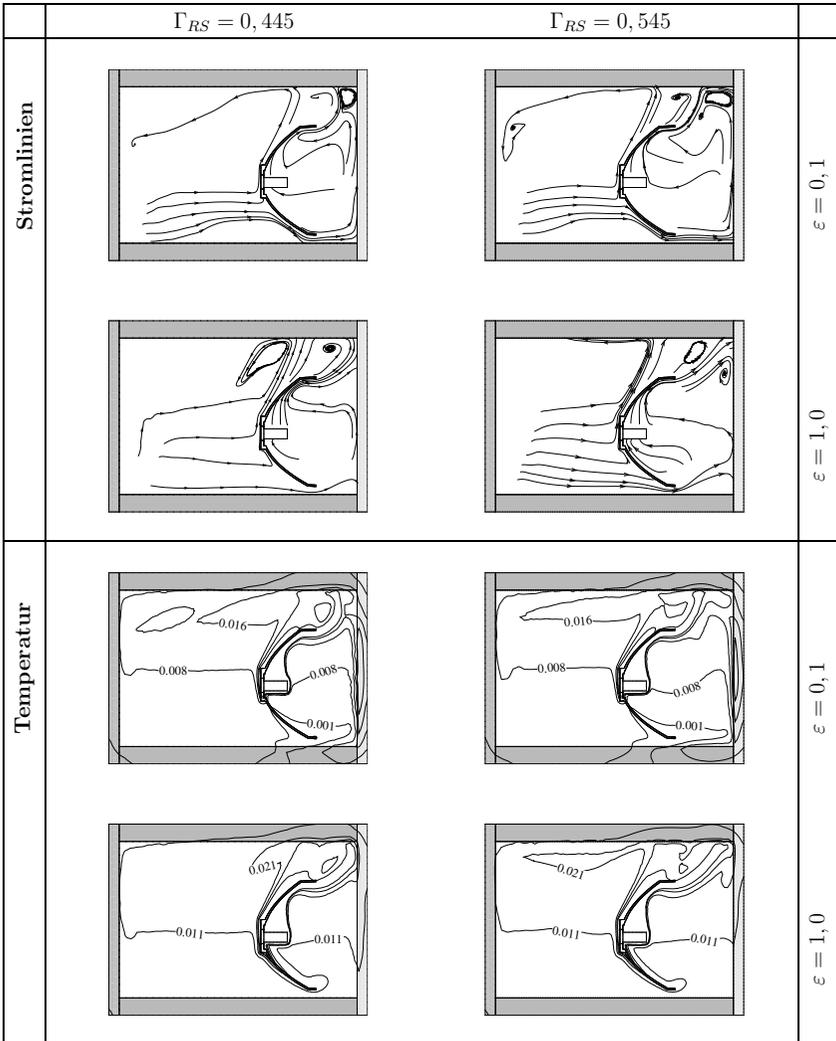


**Abbildung 4.8:** Die Temperatur des gerichtet reflektierenden und des geschwärtzten Reflektors in Abhängigkeit von Ra. Die Temperatur steigt monoton mit fallender Ra für den gerichtet reflektierenden Reflektor. Im Fall der geschwärtzten Oberfläche bildet sich zwischen großer und kleiner Ra ein Temperaturminimum aus und die maximale Temperatur hängt stark vom Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS}$  ab.

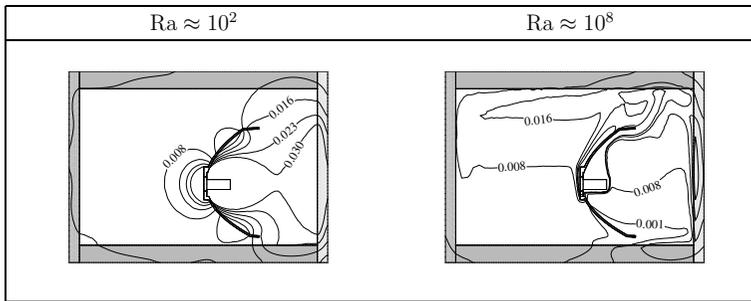
Wird der Abstand zwischen Reflektor und Abdeckscheibe weiter vergrößert, so bleibt ein lokales Minimum im Kurvenverlauf erhalten. Die Temperatur des Hot-Spots bei großer Ra ist nun erstmals höher, als die Temperatur des Hot-Spots bei niedriger Ra. Das bedeutet für dieses Aspektverhältnis, dass die Wirkung der Konvektion bei großen Ra eine höhere Temperatur des Hot-Spots verursacht, als die Wirkung der Strahlung bei kleinen Ra. Dies ist ein interessantes Ergebnis, denn für dieses Aspektverhältnis ist die Konvektion und nicht die Strahlung der dominante Mechanismus.

Für eine diffuse Strahlungsquelle nimmt die Bestrahlungsstärke einer Oberfläche mit dem Quadrat dieses Abstandes von Quelle und Oberfläche, d.h. mit  $1/\Gamma_{RS}^2$ , ab. Dies gilt nicht für den gerichtet reflektierenden Reflektor, da er die gesamte Strahlung in Richtung der Abdeckscheibe bündelt. Im Gegensatz zum Strahlungswärmetransport existiert diese quadratische Abhängigkeit für die Konvektion nicht. Die Auswirkung dieses Zusammenspiels ist in Abb. 4.8 für den geschwärtzten Reflektor zu sehen. Wird das Aspektverhältnis von  $\Gamma_{RS} = 0,445$  auf  $\Gamma_{RS} = 0,545$  vergrößert, so verringert sich die Hot-Spot Temperatur für große Ra (konvektionsdominiert) und kleine Ra (strahlungsdominiert), jedoch nicht in gleichem Maße. Deshalb wird die maximale Temperatur für  $\Gamma_{RS} = 0,445$  bei kleinen Ra erreicht, für  $\Gamma_{RS} = 0,545$  aber bei großen Ra.

Die Stromlinienbilder und Isolinien der Temperatur für  $Ra \approx 10^8$  in Abb. 4.9 geben Aufschluss über die Strömungsverhältnisse im Inneren des Modells. Die durch Strahlungsabsorption entstehende Wärmequelle innerhalb der Abdeckscheibe verursacht an der Innenseite der Abdeckscheibe eine Auftriebsströmung für den gerichtet reflektieren-



**Abbildung 4.9:** Stromlinien und Isolinien der Temperatur in Abhängigkeit des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{RS}$  und der Reflektoroberfläche: Gerichtet reflektierend  $\varepsilon = 0,1$  und geschwärzt  $\varepsilon = 1,0$  bei  $Ra \approx 10^8$ . Am gerichtet reflektierenden Reflektor strömt die Luft an Lampe und Abdeckscheibe nach oben, am geschwärzten Reflektor gibt es Abwärtsströmungen an der Abdeckscheibe. Die Temperatur der Innenluft ist für den geschwärzten Reflektor am höchsten, bedingt durch den Wärmeübergang an Lampe und Reflektor.

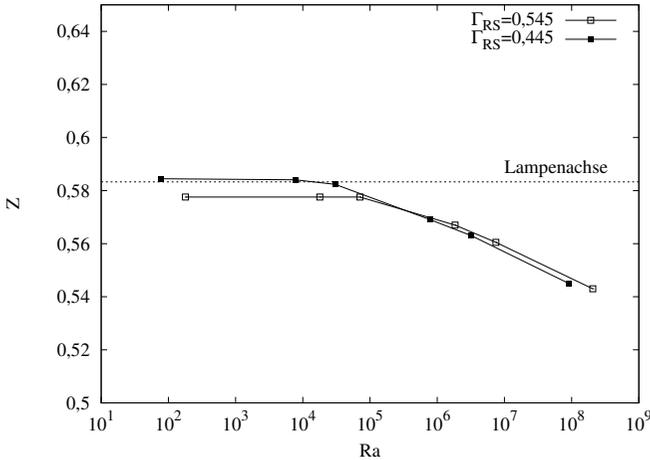


**Abbildung 4.10:** Isolinien der Temperatur für minimale und maximale  $Ra$ . Für kleine  $Ra$  bildet sich ein zentralsymmetrisches Temperaturfeld um die Lampe und Wärmequelle innerhalb der Abdeckscheibe. Für große  $Ra$  wird die Symmetrie durch die Auftriebsströmung zerstört. Quellen für Auftriebsströmungen sind die Lampe und die Abdeckscheibe. Geometrieparameter:  $\Gamma_{RS} = 0,445$ ,  $\varepsilon = 0,1$ .

den Reflektor. Beide Auftriebsfahnen treffen sich in der oberen Ecke des Gehäuses. Dort entsteht ein im Uhrzeigersinn drehender Wirbel. Er verhindert, dass die Auftriebsfahne der Lampe die Abdeckscheibe berührt und dort zu einer Temperaturerhöhung beitragen kann. Stattdessen bildet sich an der Oberseite des Gehäuses ein lokales Temperaturmaximum aus. Die Größe des Wirbels hängt vom Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS}$  ab. Je kleiner es ist, desto kleiner ist der Wirbel. Die Form der Auftriebsfahne kann in den Temperaturbildern abgelesen werden. Die beiden lokalen Überhitzungen innerhalb der Abdeckscheibe und an der Oberseite des Gehäuses sind sehr gut erkennbar.

Wird die Oberfläche des Reflektors geschwärzt, so mindert sich die Auftriebsfahne an der Innenseite der Abdeckscheibe. Stattdessen sorgt der durch Absorption aufgeheizte Reflektor für eine erhöhte Auftriebsströmung. Die Auftriebsfahne von Reflektor und Lampe vereinigen sich und treffen im oberen Bereich direkt auf die Abdeckscheibe. Auch dies ist im Temperaturfeld sehr gut erkennbar. Je kleiner das Aspektverhältnis, desto weiter rückt der Auftreffpunkt der Konvektionsfahne in die Mitte der Abdeckscheibe, d.h. zu größeren  $Z$ -Werten. Die Strahlung bedingt innerhalb der Abdeckscheibe durch Absorption eine Wärmequelle, die im unteren Bereich (große  $Z$ -Werte) eine Auftriebsströmung verursacht. Im oberen Bereich der Abdeckscheibe kommt es durch die heiße Luft von Lampe und Reflektor zu einer Abwärtsströmung, die im mittleren Bereich von der Scheibe ablöst. Die Position der Ablösung stimmt für diesen Fall nicht mit dem Hot-Spot überein. Dies steht im Gegensatz zu den Erkenntnissen von Senin [33].

Abbildung 4.10 stellt die Temperaturverteilung für  $Ra \approx 10^2$  und  $Ra \approx 10^8$  gegenüber. Die Luft vor und hinter dem Reflektor wird für kleine  $Ra$  zentralsymmetrisch um die Lampe durch Wärmeleitung erwärmt. Für große  $Ra$  zerstört die Konvektionsströmung die Symmetrie und verursacht Konvektionsspot an Gehäuse und Abdeckscheibe.



**Abbildung 4.11:** Position des Hot-Spots auf der Abdeckscheibe in Abhängigkeit von Ra für den reflektierenden Reflektor. Die maximale Verschiebung in Z-Richtung beträgt 0,035.

### Hot-Spot Lage

Eine Verringerung der Rayleigh-Zahl verschiebt den Hot-Spot auf der Außenseite der Abdeckscheibe in Richtung der Lampenachse. Diese Abhängigkeit ist in der Simulation sehr gut ersichtlich, wie in Abb. 4.11 dargestellt. Im Falle des gerichtet reflektierenden Reflektors beträgt die ermittelte Verschiebung 0,035. Die Lage des Hot-Spots für kleine Ra befindet sich nahe der Lampenachse. Da die Umgebung des Gehäuses nicht vernetzt wurde, ist die Konvektion auf der Außenseite der Abdeckscheibe keine Ursache für diese Verschiebung. Die Lage der Hot-Spots für kleine Ra variiert mit dem Aspektverhältnis aufgrund der unsymmetrischen Lichtverteilung des Reflektors. Abbildung A.11 im Anhang A.2.1 zeigt die Leuchtdichteverteilung des in der Simulation verwendeten Reflektors bei den entsprechenden Aspektverhältnissen. Der Punkt maximaler Leuchtdichte verschiebt sich von  $\Gamma_{RS} = 0,445$  zu  $\Gamma_{RS} = 0,545$  und ändert somit die Lage des Hot-Spots auf der Abdeckscheibe. Darüber hinaus wird die Lage geringfügig von der Diskretisierung des DO-Strahlungsmodells beeinflusst. Braun [78] zeigt, dass die Richtung der diskreten Ordinaten im Ergebnis erkennbar ist. Die tatsächlich auftretende Strahlungsverteilung wird dabei örtlich verschoben. Dieser Fehler kann nur durch eine Verfeinerung der Diskretisierung erreicht werden, die aufgrund der erhöhten Ressourcenanforderungen nicht durchführbar war.

Die Verschiebung des Hot-Spots für den geschwärtzten Reflektor beträgt 0,5 in Z-Richtung. Diese Bewegung ist wesentlich größer als im Fall des gerichtet reflektierenden Reflektors. Ein erkennbarer Zusammenhang zwischen Aspektverhältnis und Verschiebung des Hot-Spots auf der Abdeckscheibe besteht aufgrund der diffusen Stahlung nicht.

### 4.1.4 Vergleich und Zusammenfassung von Messung und Simulation

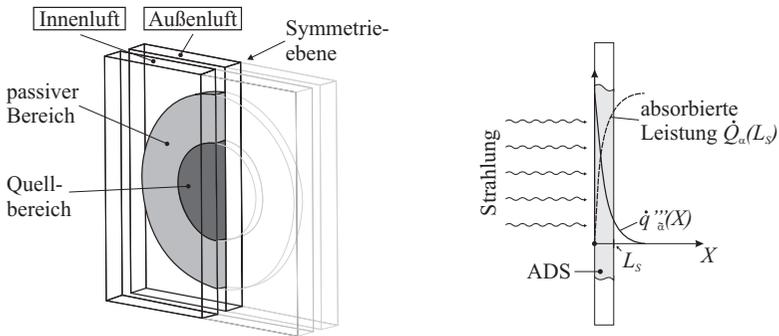
Die Messungen zur Lage und Temperatur des Hot-Spots können qualitativ sehr gut mit der Simulation abgebildet werden. Stimmen der Temperaturverlauf an der Außenseite der Abdeckscheibe und die Abhängigkeit der Hot-Spot-Temperatur und Hot-Spot-Lage von  $R_a$  überein, so kann auch von einer Übereinstimmung des Strömungs- und Temperaturfeldes im Inneren ausgegangen werden. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eindeutige Kurvenverläufe für den Fall des gerichtet reflektierenden Reflektors. Im Fall des geschwärtzten Reflektors sind die Temperaturen niedriger und die Schwankungen der Messwerte in den Kurven implizieren einen höheren Messfehler. In diesem Fall können die Ergebnisse aus der Simulation helfen, die Messergebnisse zu bestätigen und zu interpretieren. So konnte der Kurvenverlauf aus der Messung von  $\Gamma_{RS} = 0,470$  und  $\varepsilon = 0,9$  der Simulation nachgebildet werden. Die Simulation zeigt, dass das Zusammenspiel der Auftriebsströmung von Lampe und Abdeckscheibe den Hot-Spot verursachen. Dies ist für den gerichtet reflektierenden Reflektor nicht der Fall. Hier verhindert die starke Auftriebsströmung an der Innenseite der Abdeckscheibe, dass die Auftriebsströmung der Lampe die Abdeckscheibe erreicht. Die lokale Überhitzung entsteht an der Gehäuseoberseite und nicht an der Abdeckscheibe.

Der direkte Temperaturvergleich zwischen Simulation und Experiment zeigt, dass die simulierten Temperaturwerte ca. 30% über den Werten der Experimente liegen. Diese Abweichungen sind in folgenden Ursachen begründet: Die Reflektor geometrie von Experiment und Simulation sind ähnlich, aber nicht gleich. Die Scheinwerfergeometrie wurde in der Simulation entlang der Symmetrieebene geteilt, wodurch sich ein zusätzlicher Einfluss auf die Strahlungsverteilung in der Abdeckscheibe ergibt. Darüber hinaus konnte die Diskretisierung des DO-Strahlungsmodells nicht beliebig erhöht werden.

## 4.2 Entstehung des Hot-Spots an der Abdeckscheibe - Parameterstudie

Die Abdeckscheibe des vorangegangenen Abschnittes wird nun aus dem Modell herausgeschnitten und als vereinfachtes Modell abgebildet, wie es in Abb. 4.12(a) dargestellt ist. Die in der Abdeckscheibe absorbierte Strahlung wird durch eine Wärmequelle innerhalb der Abdeckscheibe abgebildet. Die durch Reflektorabstand und Bauform entstehende Strahlungsverteilung wird durch eine definierte Lage und Größe der Wärmequelle modelliert. Somit kommt dieses vereinfachte Modell ohne einen Strahlungslöser aus, der den Anteil der gerichteten Strahlung korrekt berechnen kann. Diese Anforderung wurde von Nolte [32] und Senin [33] aufgestellt. Lediglich der diffuse Strahlungstransport an der Oberfläche der Abdeckscheibe wird berücksichtigt, der im Programmpaket FLUENT mit dem DTRM-Modell sehr gut möglich ist.

Abbildung 4.12(a) zeigt das Abdeckscheiben-Modell der Simulation mit seinen Bereichen: Ein Quellbereich bezeichnet den Durchgangspunkt für Strahlung. Ein passiver Bereich



(a) Das numerische Modell der Abdeckscheibe. Die Abdeckscheibe ist dunkel dargestellt und in einen Quellbereich und einen passiven Bereich untergliedert. Sie wird von zwei Fluidräumen umgeben.

(b) Absorption von Strahlung in der Abdeckscheibe. Die absorbierende Leistung steigt in der X-Richtung bis zur Scheibendicke  $L_s$ . Die Quelldichte  $\dot{q}_a'''(X)$  fällt in X-Richtung gemäß dem Lambert-Beerschen Gesetz.

**Abbildung 4.12:** Absorption von Strahlung in der Abdeckscheibe und Modellgeometrie der Simulation. Die Entstehung von Wärme durch Absorption von Strahlung wird im Quellbereich abgebildet.

umrandet den Quellbereich. Er leitet die Quelleistung in radialer Richtung ab und transportiert Wärme von der Innenluft zur Außenluft des Scheinwerfers. Die Abdeckscheibe wird in der Untersuchung von beiden Seiten mit Fluidräumen begrenzt, welche jeweils die Innen- und Außenluft des Scheinwerfergehäuses abbilden. Zur Minimierung des Rechenaufwandes wird die Geometrie an der Symmetrieebene geteilt. Abbildung 4.12(b) zeigt die absorbierende Leistung  $\dot{Q}_a(L_s)$  in der Abdeckscheibe in Abhängigkeit der Scheibendicke für eine konstante Lampenleistung. Der größte Anteil der Strahlungsleistung wird in den ersten Millimetern der Scheibe absorbiert, mit steigender Dicke der Scheibe nimmt die absorbierende Leistung nur noch wenig zu.

Ziel der Untersuchungen sind die Temperatur und Lage des Hot-Spots bei Normdruck, d.h.  $Ra \geq 10^8$ . Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt werden die Studien nun um zusätzliche Parameter erweitert. Die numerischen Simulationen entstanden im Rahmen der Diplomarbeit von M. Rudolph [79]

## 4.2.1 Experimentdefinition

### Modell und Randbedingungen

Die Abb. 4.13(a) und 4.13(b) zeigen die Front- und Seitenansicht der Modellgeometrie der Abdeckscheibe. Sie besteht aus einem Quellbereich  $\square$  (dunkel hinterlegt) und einem passiven Bereich. Quellbereich und passiver Teil sind durch thermisch gekoppelte Wände untereinander und zum Fluidraum abgegrenzt.

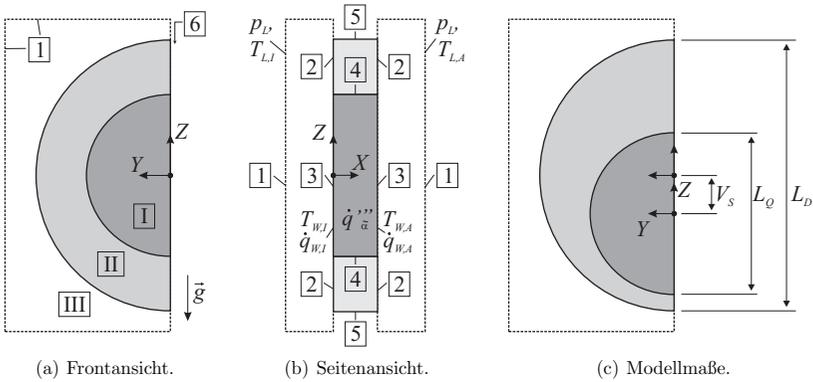
Die elektrische Anschlussleistung  $\dot{Q}_Q$  der Lampe wird in thermische Leistung und Strahlungsleistung umgewandelt. Sowohl die Gewichtung beider Leistungsanteile, als auch die spektrale Zusammensetzung der Strahlung variiert mit der Anschlussleistung. Die Strahlung wird über den Reflektor gerichtet auf die Abdeckscheibe transportiert. Dort kommt es gemäß der spektralen Absorption  $\tilde{\alpha}(\lambda)$  des Materials und dessen optischer Dicke  $\tilde{\alpha} \cdot L_S$  zur Absorption der Gesamtleistung  $\dot{Q}_{\tilde{\alpha}}$ . Diese Gesamtleistung wird in die Quelledichte  $\dot{q}_{\tilde{\alpha}}'''(X)$  umgerechnet und gemäß dem exponentiellen Absorptionsgesetz in die Abdeckscheibe als Wärmequelle eingebracht, wie in Abb. 4.12(b) qualitativ dargestellt. Die in dieser Studie genutzte elektrische Anschlussleistung entspricht einer H7-Lampe mit geschwärztem Glaskolben (P10) und einer handelsüblichen H7-Lampe mit transparentem Glaskolben (P55) mit deren jeweiligem Absorptionsgrad  $\tilde{\alpha}(\lambda)$  innerhalb der Abdeckscheibe. Abbildung A.12 im Anhang A.2.2 stellt die absorbierte Leistung pro Scheibendicke  $\dot{q}_{\tilde{\alpha}}'''(x) \cdot L_Q^2$  für beide Lampentypen gegenüber. Sie unterscheiden sich in der Eindringtiefe des Absorptionsbereiches in der Abdeckscheibe und in der gesamt absorbierten Leistung.

Die im Quellbereich eingebrachte Leistung muss per Wärmeleitung in den passiven Teil der Abdeckscheibe oder durch Konvektion und Strahlung an der Wand des Quellbereiches in das jeweilige Fluid abgegeben werden. Auf der Mantelfläche der Abdeckscheibe wird kein Wärmetransport erlaubt, deshalb ist Randabschnitt  $\boxed{5}$  als adiabatisch gesetzt. Im Realfall grenzt die Abdeckscheibe dort an die Gehäusewand und kann Wärme per Wärmeleitung in diese übertragen. Der Wärmetransport an der Oberfläche der Abdeckscheibe wird durch Konvektion und Strahlung (DTRM-Strahlungsmodell) modelliert. Alle Oberflächen der Abdeckscheibe werden mit dem Emissionskoeffizienten  $\varepsilon = 0,96$  belegt, die Strahlungsrandbedingungen im Unendlichen für Randabschnitt  $\boxed{1}$  werden als schwarzer Körper approximiert. Aufgrund des thermischen Widerstandes des Scheinwerfergehäuses und der eingebrachten Leistung im Inneren bildet sich von der Außen- zur Innenluft stets ein Temperaturgefälle aus. Der Einfluss dieser Temperaturdifferenz  $\Delta T_L$  wird in den Untersuchungen durch die Lufttemperaturen  $T_{L,A}$  und  $T_{L,I} = T_{L,A} + \Delta T_L$  berücksichtigt. Beide Fluidräume haben am Rand des Berechnungsgebietes den Druck  $p_L = 0$  und eine jeweilige Einstromtemperatur  $T_{L,I}$  bzw.  $T_{L,A}$ . Eine Übersicht der Randbedingungen ist in Tab. 4.13(d) zusammengestellt. Um den Einfluss erhöhter Außentemperaturen auf den Wärmetransport zu studieren, wird das Temperaturniveau der Außenluft zwischen  $T_{L,A(min)} = 295 \text{ K}$  und  $T_{L,A(max)} = 355 \text{ K}$  variiert.

Abbildung 4.13(c) zeigt die Maße des Modells. Der Durchmesser  $L_D$  der Scheibe beträgt 200 mm. Der Quellbereich besitzt den Durchmesser  $L_Q$  und kann um die Strecke  $V_S$  gegenüber dem Mittelpunkt der Abdeckscheibe in Z-Richtung verschoben werden. Dabei wandert das Koordinatensystem ortsfest mit dem Quellbereich mit. Der Nullpunkt der X-Achse liegt auf der Scheibeninnenseite, der wärmeren Innenluft zugewandt. Die Dicke der Abdeckscheibe in X-Richtung wird mit  $L_S$  bezeichnet und ist symbolisch in Abb. 4.12(b) eingezeichnet.

## Kennzahlen

Die Kennzahlen sind in Tab. 4.3 dargestellt. Die Geometrie wird durch die charakteristischen Größen Quelldurchmesser  $L_Q$  und Scheibendicke  $L_S$  definiert. Das Verhältnis



(a) Frontansicht.

(b) Seitenansicht.

(c) Modellmae.

Bezeichnung	Randbedingung
Randabschnitt <b>1</b>	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0, \partial(\vec{v} \cdot \vec{t})/\partial n = p_L = 0, T = T_{L,I}$ bzw. $T = T_{L,A}$
Randabschnitt <b>2</b>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <b>3</b>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <b>4</b>	$\vec{v} = 0$ , thermisch gekoppelt
Randabschnitt <b>5</b>	$\vec{v} = 0, \partial T/\partial n = 0$
Randabschnitt <b>6</b>	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0, \partial u/\partial y = \partial w/\partial y = 0, \partial T/\partial n = 0$
Domain <b>I</b>	Festkörper, $\dot{q}'''_{\alpha}(X)$
Domain <b>II</b>	Festkörper, $\dot{q}'''_{\alpha} = 0$
Domain <b>III</b>	Fluid

(d) Randbedingungen.

**Abbildung 4.13:** Numerisches Modell, Maße und Randbedingungen der Parameterstudie an der Abdeckscheibe.

von Quelldurchmesser zum gesamten Scheibendurchmesser wird mit Hilfe des Aspektverhältnisses  $\Gamma_{QD}$  ausgedrückt. Die Rayleigh-Zahl und die dimensionslose Temperatur beziehen sich auf die elektrische Anschlussleistung der Lampe  $\dot{Q}_Q$ , die dann in der örtlich gemittelten Quelldichte  $\bar{q}'''_Q = 4\dot{Q}_Q/(\pi L_Q^2 \cdot L_S)$  ausgedrückt wird. Die Ergebnisse werden in Form der Rayleigh-Zahl, der Nußelt-Zahl und der dimensionslosen Temperatur  $\theta$  formuliert. Der Index  $W, IA$  steht als Synonym für Werte jeweils an der inneren Wand  $W, I$  oder äußeren Wand  $W, A$ . Eine Übersicht über die Parametervariation ist in Tab. 4.4 zusammengestellt.

## 4.2.2 Numerische Ergebnisse

Abbildung 4.14(a) zeigt das Strömungsbild in der Symmetrieebene des Modells für eine Scheibe der Dicke 3 mm, der Rayleigh-Zahl  $Ra = 9,2 \cdot 10^7$  und der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I} = 0,030$ . Die Modellgeometrie ist vergleichbar mit einer vertikalen, beheizten

**Tabelle 4.3:** Übersicht über die Kennzahlen am Abdeckscheiben-Modell.

Bezeichnung	Definition	Größen
Längen	$X = x/L_S$	$L_S$ ... Scheibendicke
	$Y = y/L_Q$	$L_Q$ ... Quelldurchmesser
	$Z = z/L_Q$	
Aspektverhältnis	$\Gamma_{QD} = L_Q/L_D$	$L_D$ ... Scheibendurchmesser
Rayleigh-Zahl	$\text{Ra} = \frac{g \cdot \beta \cdot \overline{q_Q}''' L_S \cdot L_Q^4}{k_L \cdot \nu \cdot \kappa}$	
Nußelt-Zahl	$\text{Nu}_{W,IA} = \frac{\dot{q}_{W,IA} \cdot L_Q}{k_L \cdot (T_{W,IA} - T_{L,IA})}$	lokaler Wert
	$\overline{\text{Nu}}_{W,IA} = \frac{\overline{\dot{q}}_{W,IA} \cdot L_Q}{k_L \cdot (\overline{T}_{W,IA} - T_{L,IA})}$	gemittelter Wert
Temperatur	$\theta = \frac{T - T_{L,A}}{(\overline{q_Q}''' \cdot L_S L_Q)/k_S}$	$\overline{q_Q}'''$ ... Quelldichte

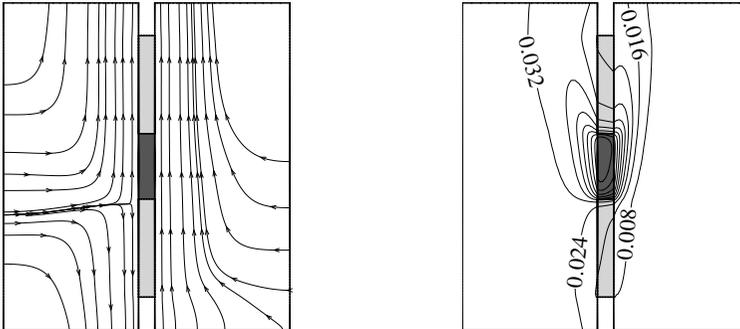
Parameter	Variation
Rayleigh-Zahl Ra	$9 \cdot 10^8 - 8 \cdot 10^9$
Scheibendicke $L_S$	3, 6, 12 mm
Außenluft-Temperatur $T_{L,A}$	295, 355 K
Innenluft-Temperatur $\theta_{L,I}$	$1 \cdot 10^{-3} - 8 \cdot 10^{-2}$

**Tabelle 4.4:** Übersicht über die Parametervariation der Parameterstudie an der Abdeckscheibe.

Platte mit diskreter Wärmequelle. Der passive Bereich der Abdeckscheibe und der Bereich der Wärmequelle sind analog zu Abb. 4.13(b) in Graustufen gekennzeichnet. Im Bereich der Wärmequelle verursacht die Auftriebskraft aufsteigende Luft auf beiden Seiten der Wand. Im Bereich oberhalb der Wärmequelle bildet sich jeweils ein Wandstrahl aus, der je nach Luft- und Scheibentemperatur geheizt oder gekühlt wird. Unterhalb der Wärmequelle wird die Luft auf der Außenseite durch Wärmeleitung von der Innenseite der Abdeckscheibe beheizt, was eine Auftriebskraft und aufsteigende Luft zur Folge hat. Auf der Innenseite bildet sich durch die kühlende Wirkung der Abdeckscheibe in diesem Bereich eine Abtriebsströmung aus, die Luft bewegt sich nach unten. Am unteren Rand der Wärmequelle entsteht deshalb ein mit einer Staupunktsströmung vergleichbares Strömungsbild aus. Die Kühlung der Innenluft an der Unterseite der Abdeckscheibe ist vom thermischen Widerstand der Scheibe und der Größe des Quellbereiches abhängig.

Die Ausbildung der Wandstrahlen auf beiden Seiten der Abdeckscheibe ist in Abb. 4.14(b) zu sehen. Die höchste Temperatur wird innerhalb des Quellbereiches erreicht und liegt innerhalb der Abdeckscheibe. Im unteren Teil der Abdeckscheibe ist die Temperatur niedriger als die Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I} = 0,030$ , was die Abtriebsströmung hervorruft.

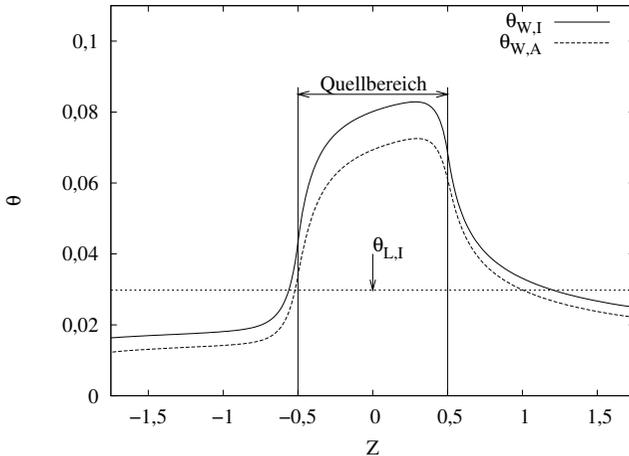
Der Temperaturverlauf an Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe entlang der Symmetrieebene ist in Abb. 4.15 dargestellt. Die Wärmequelle bzw. der Quellbereich erstreckt



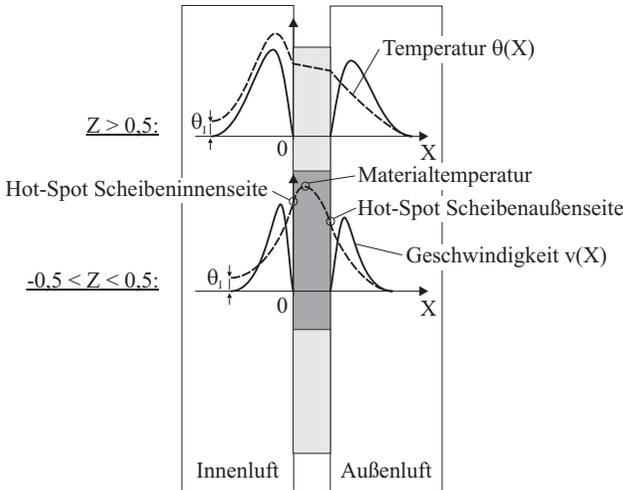
(a) Stromlinien. Auf der Außenseite (rechts) strömt die Luft durch den Auftrieb nach oben. Auf der Innenseite strömt sie im oberen Bereich aufwärts, im unteren Bereich bildet sich eine Abwärtsströmung durch die Kühlwirkung der Abdeckscheibe aus.

(b) Isolinien der Temperatur. Die höchste Temperatur liegt innerhalb der Abdeckscheibe. Oberhalb der Wärmequelle bilden sich sowohl auf der Innen- als auch auf der Außenseite Auftriebsstrahlen aus.

**Abbildung 4.14:** Stromlinien und Isolinien der Temperatur in der Symmetrieebene des Modells der Abdeckscheibe bei einer Dicke von 3mm und den Parametern:  $Ra = 9,2 \cdot 10^7$ ,  $\theta_{L,I} = 0,030$ .



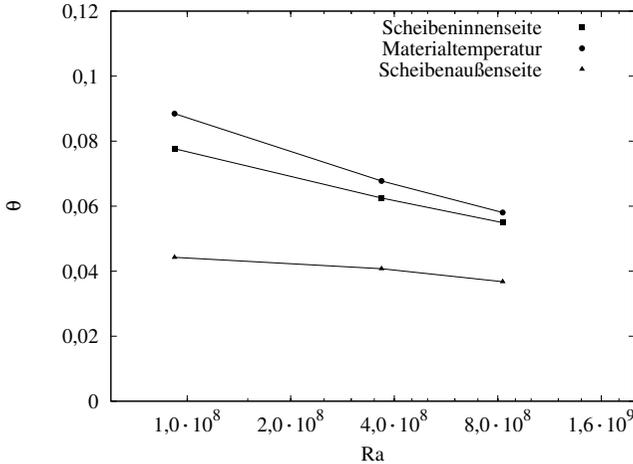
**Abbildung 4.15:** Temperaturverlauf entlang der Symmetrieebene der Abdeckscheibe an der Innen- und Außenseite. Der Hot-Spot ist durch Konvektion von  $Z=0$  verschoben. Die Temperatur auf der Innenseite ist für alle  $Z$  größer als auf der Außenseite.



**Abbildung 4.16:** Qualitative Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe in X-Richtung für den Quellbereich  $-0,5 < Z < 0,5$  und den passiven Bereich  $Z > 0,5$  in Strömungsrichtung. Auf der Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe bilden sich Auftriebsstrahlen aus. Im Quellbereich wird der Auftriebsstrahl geheizt, das Temperaturmaximum liegt innerhalb der Abdeckscheibe. Im passiven Bereich wird der Auftriebsstrahl an der Innenseite gekühlt, auf der Außenseite beheizt.

sich von  $-0,5 \leq Z \leq 0,5$ . Die Temperatur der Innenluft  $\theta_{L,I}$  ist als gepunktete Linie eingezeichnet. Die Temperatur der Innenseite der Abdeckscheibe liegt für alle Z-Werte über der Temperatur der Außenseite. Der Hot-Spot befindet sich nicht bei  $Z = 0$ , sondern ist in Auftriebsrichtung verschoben. Oberhalb der Wärmequelle ( $Z > 0,5$ ) sind die Temperaturen der Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe höher, als die jeweiligen Werte der Innen- und Außenluft. Die Auswirkung dieser Temperaturdifferenz auf den Wärmetransport wird in einem weiteren Abschnitt gesondert untersucht.

Abbildung 4.16 zeigt zusammenfassend den qualitativen Verlauf von Geschwindigkeit und Temperatur in X-Richtung im Quellbereich ( $-0,5 < Z < 0,5$ ) und im passiven Bereich ( $Z > 0,5$ ). Das Geschwindigkeitsprofil ist mit einer durchgezogenen Linie gekennzeichnet und das Temperaturprofil ist gestrichelt dargestellt. Im Bereich der Wärmequelle bildet sich auf beiden Seiten der Abdeckscheibe eine Auftriebsströmung aus. Die Maximalgeschwindigkeit ist auf der Innenseite durch die höhere Wandtemperatur größer als auf der Außenseite. Der Temperaturverlauf zeigt einen Hot-Spot auf der Scheibennenseite, auf der Scheibenaußenseite und den höchsten Temperaturwert innerhalb der Abdeckscheibe als Materialtemperatur. Mit zunehmender Lauflänge verbreitert sich das Geschwindigkeits- und Temperaturprofil. Oberhalb des Quellbereiches ( $Z > 0,5$ ) sind die Lufttemperaturen des Auftriebsstrahles an der Innenseite höher, als die Temperatur der Wand, deshalb wird sie hier konvektiv aufgeheizt. Dieser Effekt tritt auf der Außenseite nur kurz oberhalb des Quellbereiches auf. Sonst liegt die Temperatur der Scheibe höher



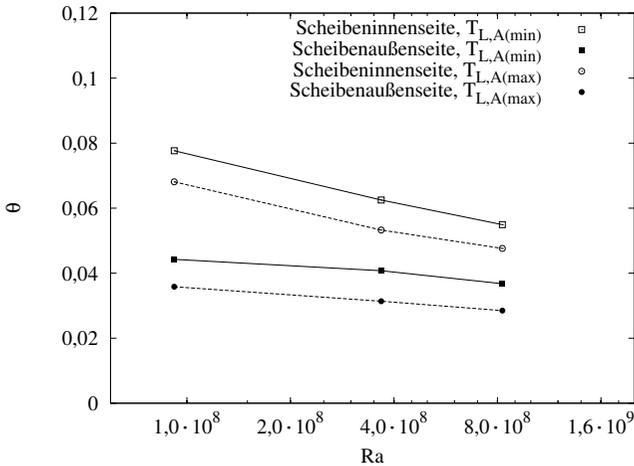
**Abbildung 4.17:** Die Hot-Spot Temperatur in Abhängigkeit von Ra für eine 12 mm dicke Scheibe bei  $T_{L,A(\min)}$  und  $0,007 \leq \theta_{L,I} \leq 0,056$ . Die Temperatur nimmt mit steigendem Ra für den Spot auf der Scheibenaußenseite, -innenseite und innerhalb der Abdeckscheibe (Materialtemperatur) ab.  $L_S = 12$  mm.

als die der Außenluft und es wird Wärme von der Scheibe abgegeben.

Im Folgenden soll die Temperatur und Lage des Hot-Spots in Abhängigkeit von Ra, der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  und der Scheibendicke  $L_S$  sowie des Lampentyps bzw. der Lampenleistung dargestellt werden. Die vertikale Position der Wärmequelle  $V_S$  beeinflusst sowohl Temperatur als auch Lage des Hot-Spots innerhalb der Rechengenauigkeit nicht.

### Hot-Spot Temperatur

Die Abhängigkeit der Hot-Spot Temperatur von der Rayleigh-Zahl für eine Scheibendicke von 12 mm bei einer Innenlufttemperatur  $0,007 \leq \theta_{L,I} \leq 0,056$ , einem Temperaturniveau  $T_{L,A(\min)}$  und der geschwärzten Lampe veranschaulicht Abb. 4.17. Dabei kann zwischen drei Hot-Spots unterschieden werden: Der Hot-Spot auf der Scheibenaußenseite, der mittels Thermokamera wie in Abschnitt 4.1 gemessen werden kann, der Hot-Spot auf der Scheibeninnenseite und der tatsächliche Punkt höchster Temperatur, der inmitten des Abdeckscheibenmaterials liegt. Zur Veranschaulichung sind diese drei Punkte in Abb. 4.16 im Quellbereich eingezeichnet. Der Spot auf der Scheibeninnenseite kann beispielsweise mit dem Verfahren von Senin [68] messtechnisch bestimmt werden. Die Materialtemperatur kann nur in Simulationen punktgenau ermittelt werden. Wie in Abb. 4.17 ersichtlich, hat der Hot-Spot auf der Außenseite die niedrigste Temperatur, gefolgt von der Innenseite und dem Spot innerhalb des Materials. Die Materialtemperatur verhält sich qualitativ wie die Temperatur der Scheibeninnenseite und wird in den folgenden

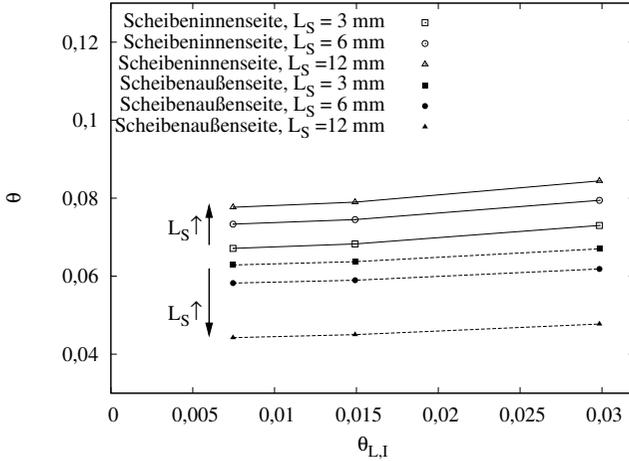


**Abbildung 4.18:** Temperatur des Hot-Spots  $\theta$  in Abhängigkeit von Ra bei unterschiedlichem Temperaturniveau auf der Außenseite der Abdeckscheibe  $T_{L,A}(\min) = 295$  K und  $T_{L,A}(\max) = 355$  K. Durch den Strahlungswärmetransport sinkt die Scheibentemperatur mit steigendem Temperaturniveau sowohl an der Innen-, als auch an der Außenseite.  $0,007 \leq \theta_{L,I} \leq 0,056$ ,  $L_S = 12$  mm.

Diagrammen nicht mehr dargestellt. Abbildung 4.17 zeigt, dass die Temperatur des Hot-Spots mit steigender Rayleigh-Zahl fällt. Dies ist durch den höheren Wärmeübergang bei größerem Ra bedingt. Der Temperaturunterschied zwischen Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe nimmt mit steigendem Ra ab.

Wird das Temperaturniveau der Außenluft  $T_{L,A}$  verändert, so variiert die Hot-Spot Temperatur gemäß Abb. 4.18. Die beiden Temperaturniveaus  $T_{L,A}(\min)$  und  $T_{L,A}(\max)$  sind durch verschiedene Linien gekennzeichnet. Ra, Scheibendicke und  $\theta_{L,I}$  verbleiben analog zur vorherigen Betrachtung. Für den Wärmeübergang an einer vertikalen Platte bei natürlicher Konvektion ergibt sich keine Veränderung der Hot-Spot Temperatur bei Änderung des Temperaturniveaus. Der gekoppelte Wärmetransport von Konvektion und Strahlung und die  $T_W^4$ -Abhängigkeit der Strahlung ergeben für diese Untersuchung eine Abhängigkeit vom Temperaturniveau. Da für höhere Temperaturen der Anteil des Strahlungswärmetransportes steigt, sinkt die Hot-Spot Temperatur ab. Diese Abhängigkeit ist in der Abb. 4.18 zu erkennen. Sie gilt für die Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe. Im gesamten Untersuchungsbereich wird die Hot-Spot Temperatur für das Temperaturniveau  $T_{L,A}(\max)$  um ca. 20% unabhängig von Ra reduziert.

Wird die Scheibe dicker, so werden zwei verschiedene Parameter beeinflusst: Die Absorption von Strahlung im Material erhöht sich, d.h. die Gesamtleistung der Wärmequelle steigt. Darüber hinaus erhöht sich der thermische Widerstand der Abdeckscheibe. Einen Überblick über die Absorption von Strahlung bei verschiedenen Scheibendicken zeigt Abb. A.12 im Anhang A.2.2. Für den Lampentyp P10 steigt die absorbierte Leistung

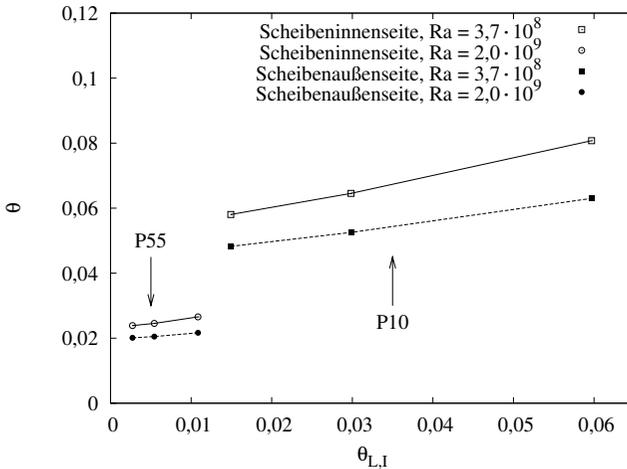


**Abbildung 4.19:** Abhängigkeit des Hot-Spots von der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  und der Scheibendicke  $L_S$ . Die Variation der Scheibendicke ist durch Pfeile dargestellt. Eine erhöhte Innenlufttemperatur erhöht die Hot-Spot Temperatur an der Abdeckscheibe. Für eine dickere Scheibe steigt die Temperatur auf der Innenseite und fällt auf der Außenseite.  $Ra = 7,2 \cdot 10^7$ ,  $T_{L,A(\min)}$ .

mit Vergrößerung der Dicke von 3 mm auf 6 mm an. Danach ist nahezu alle Strahlung absorbiert und die Leistung der Wärmequelle erhöht sich nicht weiter. Die optische Dicke ist demnach  $\tilde{\alpha}L_S > 1$ . Absorption und erhöhter thermischer Widerstand führen zu einer Erhöhung der Temperatur an der Innenseite der Abdeckscheibe und zu einer Reduzierung der Temperatur an der Außenseite. Die Differenz zwischen Innen- und Außenseite steigt. Diese Abhängigkeit ist in Abb. 4.19 bei einer Rayleigh-Zahl von  $Ra = 7,2 \cdot 10^7$  dargestellt. Sie zeigt die Hot-Spot Temperatur in Abhängigkeit von der Innenraumtemperatur  $\theta_{L,I}$ . Verschiedene Scheibendicken werden durch verschiedene Kurven symbolisiert. Die Änderung der Scheibendicke wird jeweils für die Innen- und Außenseite mit Pfeilen dargestellt. Durch die gleichzeitige Änderung von Absorption und thermischem Widerstand ist der Abstand der Kurven, d.h. deren Temperaturdifferenz, nicht gleich, sondern variiert mit der Scheibendicke.

Wird die Temperatur der Innenluft  $\theta_{L,I}$  erhöht, so erhöht sich die Scheibentemperatur auf Innen- und Außenseite. Diese Veränderung ist in Abb. 4.19 entlang der Abszisse dargestellt. Die Hot-Spot Temperatur steigt auf der Innenseite schneller als auf der Außenseite. Dies ist durch eine Verschiebung des Punktes der Materialtemperatur bedingt. Er verschiebt sich in Richtung Scheibeninnenseite und verursacht diesen Temperaturanstieg.

Die getrennte Wirkung von Variation der Scheibendicke und der Innenlufttemperatur tritt in der Praxis so nicht auf. Da der Scheinwerfer aus einem geschlossenen Gehäuse besteht, erhöht eine dickere Scheibe inhärent den thermischen Widerstand des Gehäuses.

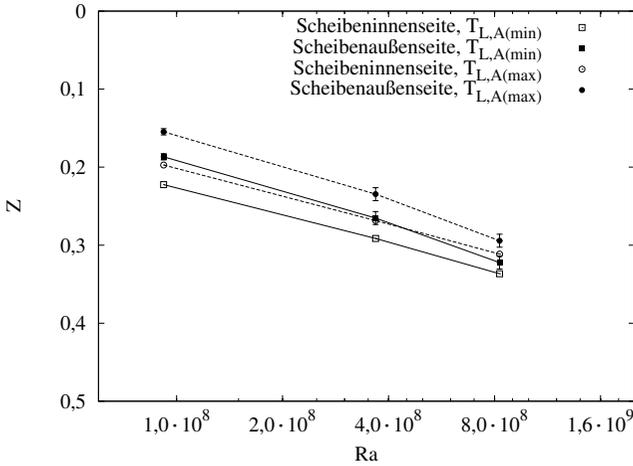


**Abbildung 4.20:** Hot-Spot Temperatur in Abhängigkeit der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  für die Lampentypen P10 und P55. Die Hot-Spot Temperatur fällt von P10 zu P55 aufgrund höherer Rayleigh-Zahl, höherem Strahlungswärmetransportes und homogenerer Wärmequellenverteilung ab.  $T_{L,A(\min)}$ ,  $L_S = 6$  mm.

Erhöht sich der thermische Widerstand, so führen die inneren Wärmequellen automatisch zu einer Anhebung der Innenlufttemperatur. Qualitativ muss deshalb mit erhöhter Dicke gleichzeitig eine steigende Innenlufttemperatur betrachtet werden. Die Erhöhung der Innenlufttemperatur hängt von Parametern ab, die in dieser Studie nicht abgebildet werden.

Aufgrund der Definition der Rayleigh-Zahl und der dimensionslosen Temperatur folgt aus einer Erhöhung von  $Ra$  automatisch eine Erhöhung der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$ . Interessant ist deshalb, dass eine Erhöhung von  $Ra$  die Temperaturen an der Abdeckscheibe reduziert, obwohl  $\theta_{L,I}$  ansteigt. Die Wirkung der Rayleigh-Zahl ist somit größer als die der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$ . In umgekehrter Richtung ist es dagegen möglich, die Innenlufttemperatur bei konstanter Rayleigh-Zahl zu variieren und die Wirkung beider zu trennen.

Einen Vergleich der Hot-Spot Temperatur der Lampen P10 und P55 liefern die Verläufe aus Abb. 4.20. Sie stellt die Hot-Spot Temperatur über der Innenlufttemperatur dar. Die Hot-Spot Temperatur sinkt für den Lampentyp P55. Dies hat folgende Gründe: Die höhere Rayleigh-Zahl der Lampe P55 bedingt einen größeren konvektiven Wärmetransport und Wärmetransport durch Strahlung und somit eine niedrigere Wandtemperatur. Die homogenere Wärmequellenverteilung innerhalb der Abdeckscheibe verhindert eine zu starke Überhöhung des Hot-Spots an der Innenseite der Abdeckscheibe. Die Wärmequellenverteilung wird in Abb. A.12 im Anhang A.2.2 verdeutlicht. Aufgrund der spektralen Zusammensetzung der Strahlung ergeben sich für den Lampentyp P55 von Null verschiedene Anteile der Queldichte  $q''_{\alpha}$  bei einer Scheibendicke größer 6 mm.



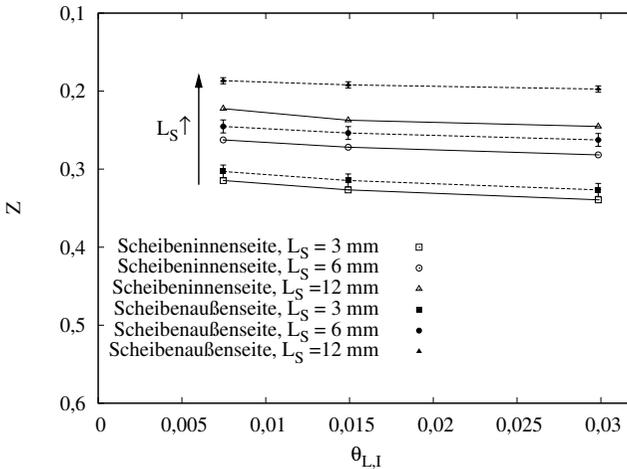
**Abbildung 4.21:** Abhängigkeit der Hot-Spot Lage von Ra bei verschiedenen Niveaus der Außenluft  $T_{L,A}(\min) = 295 \text{ K}$  und  $T_{L,A}(\max) = 355 \text{ K}$ . Je höher Ra, desto größer ist die Verschiebung des Hot-Spots vom Zentrum der Wärmequelle. Ein erhöhtes Temperaturniveau reduziert die Verschiebung des Hot-Spots.  $0,007 \leq \theta_{L,I} \leq 0,056$ ,  $L_S = 12 \text{ mm}$ .

Darüber hinaus zeigt die Abbildung, dass die absorbierte Gesamtleistung und somit auch Ra für die Lampe P55 höher ist, als für die Lampe P10.

### Hot-Spot Lage

Die Hot-Spot Lage wird jeweils auf der Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe aufgenommen. Die Ordinate wird in jeder Abbildung in umgekehrter Richtung (kleine Werte liegen oben, höhere Werte liegen unten) dargestellt, um einen leichteren Vergleich zu den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 mit einer veränderten Definition der Z-Achse zu ermöglichen. Der Hot-Spot befindet sich durch die Wahl des Modells immer in der Symmetrieebene. Die Darstellungen entsprechen deshalb einer Achse auf der Innen- bzw. Außenseite in der Symmetrieebene. In den Abbildungen wird an ausgewählten Datenreihen der Fehler der Hot-Spot Lage angegeben. Er resultiert aus dem Gitterabstand.

Die Abhängigkeit der Hot-Spot Lage von Ra zeigt Abb. 4.21 für eine Innenlufttemperatur  $0,007 \leq \theta_{L,I} \leq 0,056$  und die Temperaturniveaus der Außenluft  $T_{L,A}(\min)$  und  $T_{L,A}(\max)$ . Wird zunächst ein konstantes Temperaturniveau betrachtet, so wandert der Hot-Spot bei einer Reduzierung von Ra in Richtung Zentrum der Wärmequelle ( $Z=0$ ). Dieses Verhalten ist für die Innen- und Außenseite gleich. Die Entfernung des Hot-Spots vom Quellenzentrum ist für die Innenseite der Abdeckscheibe größer als für die Außenseite. Grund dafür ist die höhere Temperatur auf der Innenseite und die damit verbundenen stärkeren Auftriebskräfte. Wird das Temperaturniveau auf der Außenseite erhöht, so



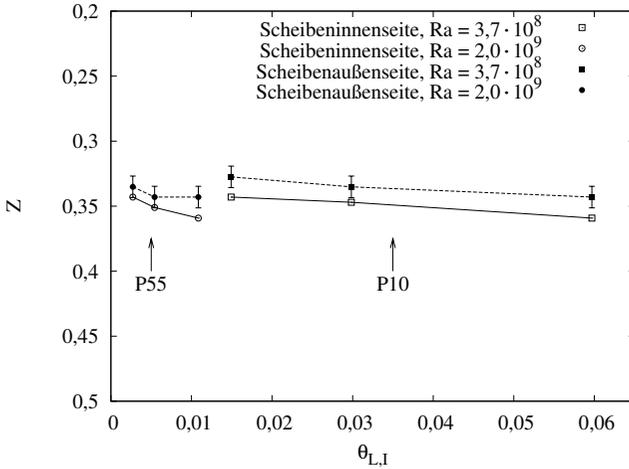
**Abbildung 4.22:** Abhängigkeit der Hot-Spot Lage von der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  und der Scheibendicke  $L_S$ . Der Hot-Spot bewegt sich mit erhöhter Innenlufttemperatur vom Zentrum der Wärmequelle weg. Eine dickere Scheibe verschiebt den Spot zum Zentrum der Wärmequelle hin.  $T_{L,A(\min)}$ .

steigt der Strahlungswärmetransport. Der Wärmetransport durch Konvektion wird reduziert und dadurch rückt der Hot-Spot näher zum Zentrum der Wärmequelle. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.21 sowohl für die Scheibeninnenseite als auch für die Scheibenaußenseite erkennbar.

Abbildung 4.22 zeigt die Hot-Spot Lage in Abhängigkeit der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  und der Scheibendicke für  $Ra = 7,2 \cdot 10^7$  beim Temperaturniveau  $T_{L,A(\min)}$ . Der Hot-Spot bewegt sich mit steigender Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  vom Zentrum der Wärmequelle weg. Dies wird durch die höhere Temperatur der Außenseite und die damit verbundene, größere Auftriebskraft bedingt. Die durch die erhöhte Innenlufttemperatur steigende Temperatur auf der Scheibeninnenseite verstärkt diesen Effekt.

Wird die Scheibendicke  $L_S$  erhöht, so bewegt sich der Hot-Spot zum Zentrum der Wärmequelle hin. Dies ist durch die Richtung des Pfeiles in Abb. 4.22 verdeutlicht. Der vergrößerte Scheibenquerschnitt der Abdeckscheibe und die damit verbundene Wärmeleitung in radialer Richtung homogenisiert die Temperaturverteilung. Der Hot-Spot bewegt sich näher zum Zentrum der Quelle. Gleichzeitig unterscheidet sich bei einer dickeren Scheibe die Hot-Spot Lage zwischen Scheibeninnenseite und -außenseite immer mehr, da die gegenseitige Beeinflussung durch die Wärmeleitung in der Scheibe nimmt ab.

Die Abhängigkeit der Hot-Spot Lage von der Innenlufttemperatur bei Variation des Lampentyps zeigt Abb. 4.23. Die Unterschiede in der Lage der beiden Lampentypen P10 und P55 sind in der Größenordnung des Gitterabstandes. Dennoch zeichnet sich ein eindeutiger Trend ab. Resultierend aus der Lampenleistung ergeben sich verschiedene



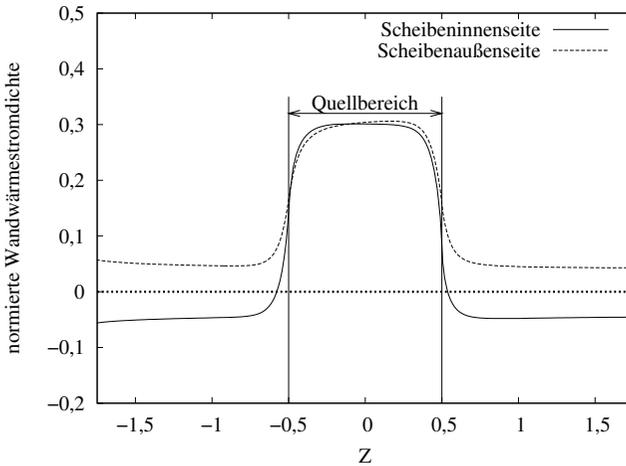
**Abbildung 4.23:** Abhängigkeit der Hot-Spot Lage von der Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  und dem Lampentyp. Durch die höhere Rayleigh-Zahl bewegt sich der Hot-Spot für P55 von der Wärmequelle weg.  $L_S = 6$  mm.

Rayleigh-Zahlen. Da der Hot-Spot mit steigendem  $Ra$  vom Zentrum der Wärmequelle weg wandert, hat der Hot-Spot für die Lampe P55 einen größeren Abstand zum Quellzentrum als für die Lampe P10. Der größte relative Unterschied zwischen P10 und P55 zeichnet sich auf der Außenseite der Abdeckscheibe für die jeweils niedrigste Innenraumtemperatur  $\theta_{L,I}$  ab. Die Quelledichte  $q''_{\alpha}(x)$  ist für die Lampe P55 in großer Scheibentiefe nicht vernachlässigbar und erhöht die Außentemperatur der Abdeckscheibe, was sich in einer größeren Verschiebung des Hot-Spots äußert.

## Wärmetransport

Nachdem die Temperatur des Hot-Spots diskutiert wurde, sollen nun Rückschlüsse auf den Wärmetransport auf der Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe gezogen werden. Wichtig ist dabei vor allem, ob die Abdeckscheibe insgesamt Energie an die Innenluft abgibt, sie also den Innenraum des Scheinwerfers beheizt, oder ob sie Energie entzieht, also kühlend wirkt. Dies ist für den Wärmehaushalt des Scheinwerfers von enormer Bedeutung.

Interessant ist der Vergleich der Wandtemperaturen mit dem tatsächlichen Wärmetransport an der Wand der Abdeckscheibe. Aufgrund des strömenden Fluids in der Nähe der Wand und der inneren Wärmequelle der Abdeckscheibe ist die Richtung und Größe des Wärmestromes nicht allein aus der Wandtemperatur bestimmbar. Dies erschwert die experimentelle Bestimmung von Nußelt-Zahlen durch Temperaturmessungen auf der Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe wie z.B. der Flüssigkristall-Methode [68]. Der prinzipielle Verlauf der Wärmestromdichte an der Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe

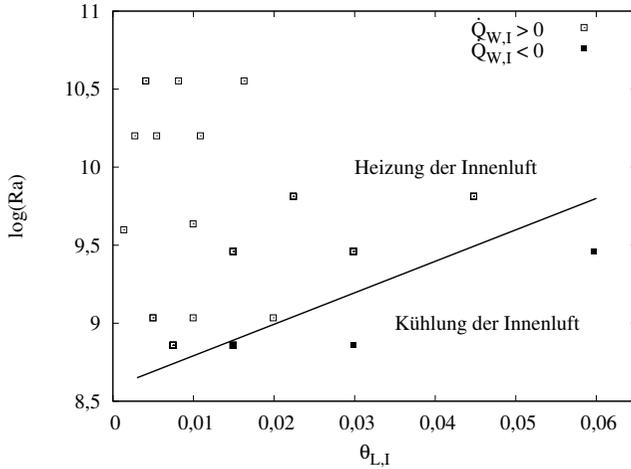


**Abbildung 4.24:** Verlauf der normierten Wärmestromdichte  $\dot{q}_{W,I A} / (\bar{q}_{\alpha}''' \cdot L_S)$  an Innen- und Außenseite der Abdeckscheibe in Z-Richtung. Im Quellbereich wird jeweils Wärme an die Luft abgegeben, im passiven Bereich wird Wärme durch Wärmeleitung von der Innen- zur Außenseite transportiert.

für eine Rayleigh-Zahl von  $Ra = 7,2 \cdot 10^7$ , einer Innenlufttemperatur von  $\theta_{L,I} = 0,030$  und Scheibendicke  $L_S = 3 \text{ mm}$  beim Temperaturniveau  $T_{L,A(\min)}$  wird in Abb. 4.24 veranschaulicht. Die Wandwärmestromdichte ist auf die eingebrachte Wärmestromdichte  $\bar{q}_{\alpha}''' \cdot L_S$  normiert. Im Quellbereich sind die angezeigten Werte jeweils positiv, es wird Wärme von der Abdeckscheibe in die Luft abgegeben. Außerhalb des Quellbereichs im passiven Bereich wird Wärme von der Innenseite aufgenommen (negatives Vorzeichen) und durch Wärmeleitung in der Abdeckscheibe zur Außenseite transportiert (positives Vorzeichen). Die Gewichtung von Quellbereich und passivem Bereich entscheidet, ob insgesamt Wärme von der Innenseite zur Außenseite transportiert wird. Interessant ist dabei der Vergleich zur Temperaturverteilung in Abb. 4.15. Auf der Scheibeninnenseite fließt der Wärmestrom im Bereich oberhalb der Wärmequelle  $0,5 \leq Z \leq 1$  in die Abdeckscheibe hinein, obwohl die Temperatur der Scheibeninnenseite höher als die Innenlufttemperatur ist.

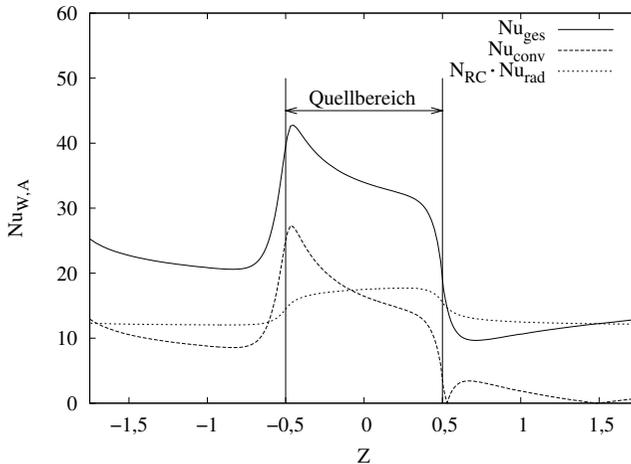
Eine Übersicht über den Netto-Wärmetransport an der Innenseite der Abdeckscheibe wird in Abb. 4.25 gegeben. In Abhängigkeit der Innenlufttemperatur und der Rayleigh-Zahl kann entschieden werden, ob die Abdeckscheibe die Innenluft kühlt oder beheizt. Dies ist unabhängig vom Temperaturniveau der Außenluft  $T_{L,A}$ . Der Grenzbereich ist in Abb. 4.25 durch eine Linie dargestellt. Werte oberhalb der Linie zeigen Beheizung der Innenluft an, Werte darunter die Kühlung der Innenluft. Nur für kleine  $Ra$  in Verbindung mit einer hohen Innenlufttemperatur  $\theta_{L,I}$  wirkt die Scheibe kühlend, alle anderen Fälle beheizen die Innenluft.

Anhand der Wärmestromdichte an der Wand kann die lokale Nußelt-Zahl an der Innen-



**Abbildung 4.25:** Netto-Wärmestrom an der Innenseite der Abdeckscheibe in Abhängigkeit von  $Ra$  und der Innenlufttemperatur. Für kleine  $Ra$  und große Innenlufttemperatur transportiert die Scheibe Wärme von der Innen- zur Außenluft.

und Außenseite angegeben werden. Die gesamte Wärmestromdichte  $Nu_{ges}$  setzt sich dabei aus der konvektiven Wärmestromdichte  $Nu_{conv}$  und der Strahlungswärmestromdichte  $N_{RC} \cdot Nu_{rad}$  zusammen. Der Verlauf der lokalen Nußelt-Zahl in  $Z$ -Richtung ist in Abb. 4.26 analog den vorherigen Parametern aufgezeigt und gilt prinzipiell für alle Parametervariationen. Die Konvektions-Nußelt-Zahl  $Nu_{conv}$  steigt am unteren Bereich der Wärmequelle sehr stark an und fällt über den Quellbereich wieder ab. Dieses Verhalten ist von der beheizten Platte bekannt. Zu beachten ist, dass die lokale Nußelt-Zahl nicht mit der Lauflänge  $Z$ , sondern mit der charakteristischen Länge  $L_Q$  gebildet wird. Im passiven Bereich der Abdeckscheibe oberhalb des Quellbereiches ( $Z > 0,5$ ) existieren Unstetigkeitsstellen der konvektiven Nußelt-Zahl ( $Z \approx 0,51$  und  $Z \approx 1,51$ ), zwischen denen die Scheibe konvektiv durch den Auftriebsstrahl aufgeheizt wird. Die Strahlungs-Nußelt-Zahl  $N_{RC}Nu_{rad}$  ist über den gesamten Bereich positiv, d.h. die Scheibe gibt Wärme an die Innen- bzw. Außenluft ab. Erhöhte Werte zeigen sich im Quellbereich. Da die Temperatur hier mit der Lauflänge  $Z$  ansteigt, steigt ebenfalls  $N_{RC}Nu_{rad}$ . Die gesamte Nußelt-Zahl  $Nu_{ges}$  wird für Werte  $Z < 0,5$  aus Konvektion und Strahlung gebildet, im Bereich  $Z > 0,5$  dominiert der Einfluss der Strahlung. Der Strahlungswärmeleitungs-Interaktionsparameter  $N_{RC}$  beträgt während der Untersuchungen für die Innenseite der Abdeckscheibe  $27 \leq N_{RC} \leq 337$  und an der Außenseite der Abdeckscheibe  $24 \leq N_{RC} \leq 154$ .



**Abbildung 4.26:** Verlauf der lokalen Nu-Zahl in Z-Richtung auf der Außenseite der Abdeckscheibe. Die gesamte Nu-Zahl setzt sich aus dem konvektiven Anteil  $Nu_{conv}$  und dem Strahlungsanteil  $N_{RC} \cdot Nu_{rad}$  zusammen. Die Abbildung gilt prinzipiell für alle untersuchten Parametersätze.

### 4.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Dieses Kapitel erarbeitete weiterführende Studien zum Wärmetransport in Automobilscheinwerfern mit Temperaturstrahlern, bei denen die Strahlung einen wesentlichen Beitrag zum Wärmetransport liefert. In einem experimentellen Modell wurden mit begleitenden Simulationen die charakteristischen Größen für die Eigenschaften des Hot-Spots an der Abdeckscheibe als Rayleigh-Zahl, Aspektverhältnis zwischen Reflektor und Abdeckscheibe und Emissionskoeffizient gefunden. Dabei gilt für die Temperatur  $\theta$  und Lage  $Z$  des Hot-Spots:  $\theta, Z = f(Ra, \Gamma_{RS}, \varepsilon)$ . Die Rayleigh-Zahl wurde über sechs Größenordnungen variiert. Alle drei Parameter haben einen vergleichbar starken Einfluss auf die Temperatur des Hot-Spots, während die Rayleigh-Zahl den größten Einfluss auf die Lage des Hot-Spots hat. Eine Reduzierung von  $Ra$  erhöht die Temperatur des Hot-Spots und verschiebt ihn in Richtung der Lampenachse. Ähnliches Verhalten wird für die Reduzierung des Emissionskoeffizienten des Reflektors festgestellt. Ein verringerter Abstand von Reflektor und Abdeckscheibe, ausgedrückt im Aspektverhältnis  $\Gamma_{RS}$ , lässt die Temperatur des Hot-Spots ansteigen. Das Aspektverhältnis hat einen sehr kleinen Einfluss auf die Lage des Hot-Spots. Es beinhaltet die Strahlungsverteilung des Reflektors auf der Scheibe, die durch die spezielle Reflektorform und dessen Lichtverteilung gegeben wird.

Kommerzielle Strömungsprogramme können die korrekte Strahlungsverteilung nur mit sehr großem Aufwand und einem geeigneten Strahlungsmodell berechnen. Um dieses Problem zu umgehen, wurde eine numerische Simulation eines vereinfachten Abdeckscheiben-

Modells durchgeführt. Die durch Strahlungsabsorption in die Abdeckscheibe eingebrachte Wärmemenge wurde über eine Wärmequelle losgelöst von Strahlungsmodellen betrachtet. Da die Wärmestromdichte über die Scheibenfläche homogen verteilt wurde, reduziert sich die obige Abhängigkeit auf  $\theta, Z = f(Ra)$ . Deshalb konnten zusätzliche Parameter in die Untersuchungen aufgenommen werden, die im Experiment so nicht möglich waren. Von ihnen hatte die Dicke der Abdeckscheibe den größten Einfluss auf Temperatur und Lage des Hot-Spots. Eine dickere Abdeckscheibe erhöht die Hot-Spot Temperatur und verschiebt den Hot-Spot näher zum Quellzentrum. Die im Experiment gefundenen Abhängigkeiten von  $Ra$  konnten sehr gut bestätigt werden. Ein erhöhtes Temperaturniveau auf der Außenseite der Abdeckscheibe, wie es z.B. in wärmeren Klimazonen vorkommt, führt zu einer Reduzierung der Hot-Spot Temperatur und verschiebt den Hot-Spot zum Quellzentrum hin. Die Simulation gibt einen umfassenden Überblick über die Strömungsvorgänge an der Abdeckscheibe. So wird der Hot-Spot in jedem untersuchten Fall durch die Wärmeübertragung an der Abdeckscheibe gebildet und ist kein Produkt von Strömungsvorgängen, wie z.B. Strömungsablösungen. Diese wurden zwar beobachtet, wirken aber nicht bei der Entstehung des Hot-Spots. Schlussfolgernd muss die in der Arbeit von Senin [33] gefundene Strömungsablösung durch die Interaktion mit der Konvektionsströmung der Lampe hervorgerufen werden. Der Einfluss solcher Strömungen könnte in weiterführenden Studien untersucht werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] LUMILEDS LIGHTING, U.S.: *Luxeon V Portable, Technical Data*, 2004. – [www.lumileds.com](http://www.lumileds.com)
- [2] *Interne Kommunikation Automotive Lighting Reutlingen GmbH*. 2006
- [3] *Kapitel Natural convection in enclosures*. In: OSTRACH, S.: *Advances in heat transfer*. Bd. 8. Academic Press, 1972, S. 161–227
- [4] CATTON, I.: Natural convection in enclosures. In: *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conference* Bd. 6, 1978, S. 13–31
- [5] SEZAI, I. ; MOHAMAD, A. A.: Natural convection from a discrete heat source on the bottom of a horizontal enclosure. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000), S. 2257–2266
- [6] YUCEL, N. ; TURKOGLU, H.: Numerical analysis of laminar natural convection in enclosures with fins attached to an active wall. In: *Heat and Mass Transfer* 33 (1998), S. 307–314
- [7] NADA, S. A.: Natural convection heat transfer in horizontal and vertical closed narrow enclosures with heated rectangular finned base plate. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), S. 667–679
- [8] MERRIKH, A. A. ; LAGE, J. L.: Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), S. 1361–1372
- [9] DAS, M. K. ; REDDY, K. S. K.: Conjugate natural convection heat transfer in an inclined square cavity containing a conducting block. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006), S. 4987–5000
- [10] BAROZZI, G. S. ; CORTICELLI, M. A.: Natural convection in cavities containing internal sources. In: *Heat and Mass Transfer* 36 (2000), Nr. 6, S. 473–480
- [11] DONG, S.-F. ; LI, Y.-T.: Conjugate of natural convection and conduction in a complicated enclosure. In: *Heat and Mass Transfer* 47 (2004), S. 2233–2239
- [12] SUN, Y. S. ; EMERY, A. F.: Effects of wall conduction, internal heat sources and an internal baffle on natural convection heat transfer in a rectangular enclosure. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40 (1997), Nr. 4, S. 915–929
- [13] TEERTSTRA, P. ; YOVANOVICH, M. M. ; CULHAM, J. R.: Conduction shape factor models for three-dimensional enclosures. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 19 (2005), Nr. 4, S. 527–532
- [14] YU, E. ; JOSHI, Y.: A numerical study of three-dimensional laminar natural convection in a vented enclosure. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 18 (1997), Nr. 6, S. 600–612

- [15] ALLEBORN, N. ; RASZILLIER, H. ; DURST, F.: Lid-driven cavity with heat transfer and mass transport. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42 (1999), S. 833–853
- [16] MOALLEMI, M. K. ; JANG, K. S.: Prandtl number effects on laminar mixed convection heat transfer in a lid-driven cavity. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 35 (1992), Nr. 8, S. 1881–1892
- [17] SAEIDI, S. M. ; KHODADADI, J. M.: Forced convection in a square cavity with inlet and outlet ports. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49 (2006), S. 1896–1906
- [18] SINGH, S. ; SHARIF, M. A. R.: Mixed convective cooling of a rectangular cavity with inlet and exit openings on differentially heated side walls. In: *Numerical Heat Transfer, Part A* 44 (2003), S. 233–253
- [19] HSU, T. H. ; HSU, P. T. ; HOW, S. P.: Mixed convection in a partially divided rectangular enclosure. In: *Numerical Heat Transfer, Part A* 31 (1997), S. 655–683
- [20] HSU, T. H. ; WANG, S. G.: Mixed convection in a rectangular enclosure with discrete heat sources. In: *Numerical Heat Transfer, Part A* 38 (2000), S. 627–652
- [21] PAPANICOLAOU, E. ; JALURIA, Y.: Mixed convection from a localized heat source in a cavity with conducting walls: A numerical study. In: *Numerical Heat Transfer, Part A* 23 (1993), S. 463–484
- [22] PAPANICOLAOU, E. ; JALURIA, Y.: Mixed convection from simulated electronic components at varying relative positions in a cavity. In: *Journal of Heat Transfer* 116 (1994), S. 960–970
- [23] PAPANICOLAOU, E. ; JALURIA, Y.: Computation of turbulent flow in mixed convection in a cavity with a localized heat source. In: *Journal of Heat Transfer* 117 (1995), S. 649–658
- [24] DUBOVSKY, V. ; ZISKIND, G. ; DRUCKMAN, S. ; MOSHKA, E. ; WEISS, Y. ; LETAN, R.: Natural convection inside ventilated enclosure heated by downward-facing plate: experiments and numerical simulations. In: *Heat and Mass Transfer* 44 (2001), S. 3155–3168
- [25] YERKES, K. L. ; FAGHRI, A.: Mixed convection analysis in large baffled rectangular chambers with internal heat sources. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 35 (1992), Nr. 5, S. 1209–1228
- [26] YANG, K. T.: Numerical modelling of natural convection–radiation interactions in enclosures. In: *Proceedings of the 8th International Heat Transfer Conference*, 1986, S. 131–140
- [27] ELSHERBINY, S. M. ; HOLLANDS, K. G. T. ; RAITHBY, G. D.: Effect of thermal boundary conditions on natural convection in vertical and inclined air layers. In: *Journal of Heat Transfer* 104 (1982), S. 515–520
- [28] SPIGA, G. ; SPIGA, M.: Effects of boundary reflection on radiative heat transfer in participating media. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 6 (1985), Nr. 240, S. 235–240

- [29] MOORE, W. I. ; POWERS, Ch.: Temperature predictions for automotive headlamp using a coupled specular radiation and natural convection model. In: *Society of Automotive Engineers Journal* 1999-01-0698 (1999), S. 65–71
- [30] CHENEVIER, C.: Thermal simulation in lighting systems – 5 days / 5 degrees. In: *Progress in Automobile Lighting (PAL) Symposium*, 2001, S. 109–118
- [31] FISCHER, P.: CFD-analysis and experimental verification of an automotive fog lamp. In: *Society of Automotive Engineers Journal* 2005-01-1921 (2005)
- [32] NOLTE, S.: *Eine Methode zur Simulation der Temperatur- und Strömungsverteilung in lichttechnischen Geräten*, Universität Paderborn, Fakultät für Elektrotechnik, Informatik und Mathematik, Dissertation, 2005
- [33] SENIN, S.: *Numerische und Experimentelle Untersuchungen zum Wärmetransport in einem Automobilscheinwerfer*, Technische Universität Ilmenau, Dissertation, 2007
- [34] SHIOZAWA, T. ; YONEYAMA, M. ; SAKAKIBARA, K. ; GOTO, S. ; TSUDA, N. ; SAGA, T. ; KOBAYASHI, T.: Thermal air flow analysis of an automotive Headlamp. In: *Progress in Automobile Lighting (PAL) Symposium*, 2001, S. 915–941
- [35] SOUSA, J. M. M. ; VOGADO, J. ; COSTA, M. ; BENSLE, H. ; FREEK, C. ; HEATH, D.: An experimental investigation of fluid flow and wall temperature distributions in an automotive headlight. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 26 (2005), S. 709–721
- [36] TREVINO, C. ; MENDEZ, F. ; HIGUERA, F. J.: Heat transfer across a vertical wall separating two fluids at different temperatures. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 39 (1996), Nr. 11, S. 2231–2241
- [37] MOSAAD, M.: Thermal interaction between natural convection on one side of a vertical wall and forced convection on the other side. In: *Heat and Mass Transfer* 35 (1999), S. 451–457
- [38] SHU, J. J. ; POP, I.: Thermal interaction between free convection and forced convection along a vertical conducting wall. In: *Heat and Mass Transfer* 35 (1999), S. 33–38
- [39] RAO, C. G. ; BALAJI, C. ; VENKATESHAN, S. P.: Conjugate mixed convection with surface radiation from a vertical plate with a discrete heat source. In: *Journal of Heat Transfer* 123 (2001), S. 698–702
- [40] TEERTSTRA, P. ; CULHAM, J. R. ; YOVANOVICH, M. M.: Comprehensive review of natural and mixed convection heat transfer models for circuit board arrays. In: *Journal of Electronics Manufacturing* 7 (1997), Nr. 2, S. 79–92
- [41] INCROPERA, F. P.: Convection heat transfer in electronic equipment cooling. In: *Journal of Heat Transfer* 110 (1988), Nr. 11, S. 1097–1111
- [42] KRAUS, A. D. ; AZIZ, A. ; WELTY, J.: *Extended Surface Heat Transfer*. John Wiley & Sons, Inc., 2001
- [43] INCROPERA, F. P.: *Liquid Cooling of Electronic Devices by Single-Phase Convection*. John Wiley & Sons, Inc., 1999
- [44] INCROPERA, F. P. ; DEWITT, D. P.: *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. John Wiley & Sons, Inc., 2001

- [45] MIN, J. Y. ; JANG, S. P. ; KIM, S. J.: Effect of tip clearance on the cooling performance of a microchannel heat sink. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47 (2004), S. 1099–1103
- [46] WIRTZ, R. A. ; CHEN, W. ; ZHOU, R.: Effect of flow bypass on the performance of longitudinal fin heat sinks. In: *Journal of Heat Transfer* 116 (1994), S. 206–211
- [47] MÜLLER, U. ; EHRHARD, P.: *Freie Konvektion und Wärmeübertragung*. 1. C. F. Müller Verlag, 1999
- [48] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE ; KURT, Helmut (Hrsg.): *VDI - Wärmeatlas*. 7. VDI-Verlag GmbH, 1994
- [49] ELENBAAS, W.: Heat dissipation of parallel plates by free convection. In: *Physica* 9 (1942), Nr. 1, S. 1–28
- [50] OERTEL, Herbert ; ETLING, Dieter ; PRANDTL, Ludwig: *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*. 10. Vieweg Verlag, 2001
- [51] YAO, L. S.: Free and forced convection in the entry region of a heated vertical channel. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 26 (1983), S. 65–72
- [52] CHURCHILL, S. W. ; USAGI, R.: A general expression for the correlation of rates of heat transfer and other phenomena. In: *AIChE Journal* 18 (1972), Nr. 6, S. 1121–1128
- [53] KITAMURA, Y. ; ISHIZUKA, M.: Chimney effect on natural air cooling of electronic equipment under inclination. In: *Journal of Electronic Packaging* 126 (2004), Nr. 4, S. 423–428
- [54] LIENHARD, J. H.: *A heat transfer textbook*. 3. Phlogiston Press, 2006
- [55] MODEST, M. F.: *Radiative Heat Transfer*. 1. McGraw-Hill, Inc., 1993
- [56] BALAJI, C. ; VENKATESHAN, S. P.: Combined surface radiation and free convection in cavities. In: *Journal of Thermophysics* 8 (1993), Nr. 2, S. 373–376
- [57] BARTH, T. J. ; JESPERSEN, D.: The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. In: *Technical Report AIAA-89-0366. AIAA 27th Aerospace Sciences Meeting*, 1989
- [58] FLUENT INC.: *FLUENT 6.2 User Guide*. Centerra Resource Park, 10 Cavendish Court, Lebanon, NH 03766, 2005
- [59] LAUNDER, B.E. ; SPALDING, D. B.: *Lectures in mathematical models of turbulence*. Academic Press, 1972
- [60] SCHLICHTING, H. ; GERSTEN, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 9. Springer Verlag, 1997
- [61] ERCOFTAC - EUROPEAN RESEARCH COMMUNITY ON FLOW, TURBULENCE AND COMBUSTION ; 1 (Hrsg.): *Best practice guidelines*. 2000
- [62] WOLFSTEIN, M.: The velocity and temperatur distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradients. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 12 (1969), S. 301–318
- [63] SIEGEL, R.: *Wärmeübertragung durch Strahlung*. Springer Verlag, 1993
- [64] BERNHARD, Frank: *Technische Temperaturmessung*. Springer Verlag, 2004

- [65] SENIN, S. ; KARCHER, Chr.: Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Wärmeübertragung in Scheinwerfern. In: *Proceedings of Applied Mathematics and Mechanics (PAMM)* 4 (2004), S. 496–497
- [66] SENIN, S. ; LANGEBACH, J. ; KARCHER, Ch.: Measuring surface temperatures using thermochromic liquid crystals. In: *PAMM Proc. Appl. Math. Mech.* Bd. 5, 2005, S. 585–586
- [67] SENIN, S. ; LANGEBACH, J. ; KARCHER, Ch.: Bestimmung von Innenoberflächentemperaturen mittels Leuchtdichtemessung von Flüssigkristallen. In: *Proc. of the 50th IWK* Bd. 50, 2005, S. 255–256
- [68] SENIN, S. ; LANGEBACH, J. ; KARCHER, Ch.: Determination of interior surface temperature using luminance measurement of thermochromic liquid crystals. In: *Experimental Heat Transfer* - (2007), Nr. -, S. -
- [69] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry*. Springer Verlag, 1998
- [70] NITSCHKE, W. ; BRUNN, A.: *Strömungsmesstechnik*. 2. Springer Verlag, 2006
- [71] WWW.BARLOPLASTICS.COM: *Barlo PC datasheet*. 2005
- [72] SIMON, A.: *Temperaturreduzierung an optoelektronischen Bauteilen im Scheinwerfer*, Hochschule Reutlingen, Fachbereich Maschinenbau, Diplomarbeit, 2006
- [73] BELLO-OCHEDE, T. ; BEJAN, A.: Optimal Spacing for mixed convection. In: *Journal of Heat Transfer* 126 (2004), S. 956–962
- [74] PARTZSCH, J.: *Experimentelle Untersuchungen zum Wärmetransport in einem evakuierten Scheinwerfermodell*, Technische Universität Ilmenau, Fakultät Maschinenbau, Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidynamik, Projektarbeit, 2004
- [75] GRAMSS, M.: *Experimentelle Untersuchungen des Wärmetransports in einem Scheinwerfermodell mit Hilfe der Vakuumtechnik*, Technische Universität Ilmenau, Fakultät Maschinenbau, Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidynamik, Projektarbeit, 2005
- [76] RAITH, W. (Hrsg.): *Bergmann / Schaefer – Lehrbuch der Experimentalphysik*. 5. Walter de Gruyter, 1992
- [77] BAEHR, H. D. ; SCHWIER, K.: *Die thermodynamischen Eigenschaften der Luft*. Springer Verlag, 1961
- [78] BRAUN, S.: *Strahlungsmodellierung in Fluent*
- [79] RUDOLPH, M.: *Analytische Modellierung und numerische Simulation des Wärmetransports in Automobilscheinwerfern*, Technische Universität Ilmenau, Fakultät Maschinenbau, Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidynamik, Diplomarbeit, 2007
- [80] ECK, B.: *Technische Strömungslehre*. 9. Springer Verlag, 1991
- [81] *Werkskalibrierung ebm-papst St. Georgen GmbH & Co. KG*. 2004
- [82] BREIER, A.: *CFD-Simulationsdaten zu Radiallüftern aus dem Produktspektrum der MNB-Minebea GmbH*. 2006



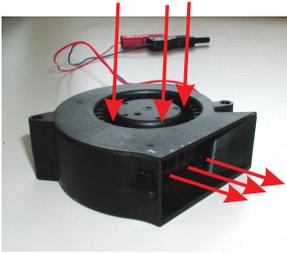
# A Zusätzliche Abbildungen und Informationen

## A.1 Scheinwerfer mit Halbleiter-Lichtquellen

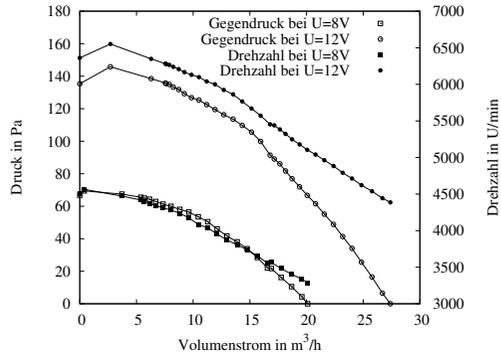
### A.1.1 Wahl der turbulenten Parameter

Die aus der Einströmöffnung in die Modellgeometrie eintretende Luft kann mit der Rohrströmung oder mit einem Freistrahл verglichen werden. Der laminar-turbulente Umschlag erfolgt bei der Rohrströmung bei  $Re > 2320$ . Für den Freistrahл gibt Eck [80] an, dass er für  $Re = 2000$  bereits nach einer Lauflänge von  $4,8 \cdot E$  zur Turbulenz übergeht. Dies entspricht  $0,84 \cdot H$  für die untersuchte Modellgeometrie. Schlichting [60] ermittelt sogar einen Wert  $Re = 30$  für den ebenen Freistrahл, bei dem das laminare Regime an der Strahlgrenze verlassen wird. Ab einer Reynolds-Zahl  $Re \approx 1500$  zeigen sich in der Simulation nicht-periodische Schwankungen und keine stationäre Lösung. Bei Nutzung des  $k$ - $\epsilon$ -Modells werden ab dieser Reynolds-Zahl Wirbelviskositäten erreicht, die größer als die molekulare Viskosität sind. Aufgrund dieser Schwankungen und den Angaben aus der Literatur werden für den Bereich  $Re < 1500$  die laminaren Grundgleichungen verwendet. Darüber erfolgt die Berechnung mit dem  $k$ - $\epsilon$ -Modell mit erweiterten Wandfunktionen, wie sie in Kapitel 2.2 eingeführt wurden.

Zur Überprüfung der Berechnungsergebnisse im Übergangsbereich werden für  $Re \approx 1000$  eine laminare Rechnung mit der turbulenten Rechnung verglichen. Die Ergebnisse des Wärmetransportes weichen weniger als 1% voneinander ab. Dies ist vor allem den erweiterten Wandfunktionen zuzuschreiben, die eine Auflösung der viskosen Unterschicht erlauben und gute Ergebnisse für kleine Reynolds-Zahlen liefern [58]. Um einen glatten Übergang von laminarer zu turbulenter Rechnung zu erreichen, wird die turbulente Intensität an der Einströmung auf 0,01% gesetzt und mit einer Dissipationsrate  $\epsilon = 1 \text{ m}^2/\text{s}^3$  eine sehr geringe Wirbelviskosität erreicht. Dieses Vorgehen wird auch von Papanicolaou [23] angewendet. Vorteilhaft ist dabei, dass das  $k$ - $\epsilon$ -Turbulenzmodell unempfindlich gegenüber der Variation der Einströmparameter ist [61]. Werden die turbulenten Parameter an der Einströmöffnung erhöht, so kann der Wärmeübergang ebenfalls erhöht werden. Die Ergebnisse der Untersuchungen stellen deshalb eine untere Schwelle des möglichen Wärmeübergangs dar.



(a) RL48-19/12/2 der Firma ebm-papst St. Georgen GmbH & Co. KG.



(b) Druck-Volumenstrom und Drehzahl-Volumenstrom Kennlinie.

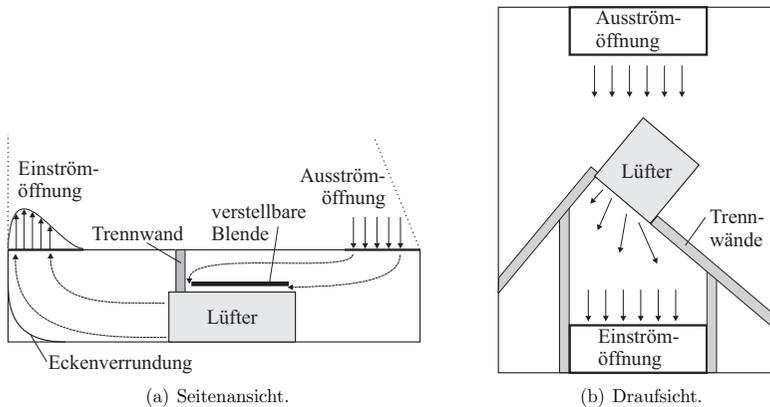
**Abbildung A.1:** Bild des im Experiment verwendeten Lüfters und dessen Kenndaten, Quelle: ebm-papst [81].

### A.1.2 Modellaufbau zur Wirkung der gemischten Konvektion

Bei dem eingesetzten Lüfter handelt es sich um einen Radiallüfter Typ RL48/12 der Firma ebm-papst St. Georgen GmbH & Co. KG wie er in Abb. A.1(a) dargestellt ist. Das Prinzip des Radiallüfters bedingt das Ansaugen von Luft auf der Oberseite des Lüfters und verlässt diesen in radialer Richtung. Eine typische Kennlinie des Radiallüfters ist die Druck-Volumenstrom-Kennlinie. Sie ist beispielhaft in Abb. A.1(b) dargestellt. Für diesen Lüftertyp existieren in der Kennlinie keine lokalen Minima oder Maxima. Dies erlaubt eine eindeutige Zuordnung von Gegendruck zu Volumenstrom aus der Kennlinie. Des Weiteren erhöht der Lüfter proportional zum Gegendruck seine Drehzahl. Durch diese Eigenschaft lässt sich über eine Kalibrierkurve eine eindeutige Zuordnung von Drehzahl und Volumenstrom bzw. Druck herstellen. Die Drehzahl ist von außen sehr leicht messbar und kann zur Charakterisierung des jeweiligen Betriebspunktes genutzt werden. Diese Zuordnung ist in Abb. A.1 als zweite Kurve auf der rechten Achse dargestellt.

Der Volumenstrom des Lüfters kann einerseits über seine Betriebsspannung andererseits über den Gegendruck am Eingang reguliert werden und verhält sich in erster Näherung proportional zur Betriebsspannung. Im zulässigen Intervall der Betriebsspannung von 8 – 13,5 V ist hierdurch eine Veränderung des Volumenstromes von ca. 60% erreichbar. Der Gegendruck am Eingang kann über eine verstellbare Blende geregelt werden. Sie ist in Abb. A.2 erkennbar. Eine Kombination beider Maßnahmen wird in den Experimenten zur Einstellung des Volumenstromes benutzt.

Das beschleunigte Fluid verlässt den Radiallüfter immer tangential zur Drehrichtung. Daraus ergibt sich über die Fläche der Ausströmöffnung eine Variation der Strömungsgeschwindigkeit und -richtung. Um die Geschwindigkeit zu vergleichmäßigen und die Strömung parallel auszurichten, werden im Zwischenboden des experimentellen Modells zwei Wände eingefügt. In Voruntersuchungen wurden alternative Wandpositionen und der



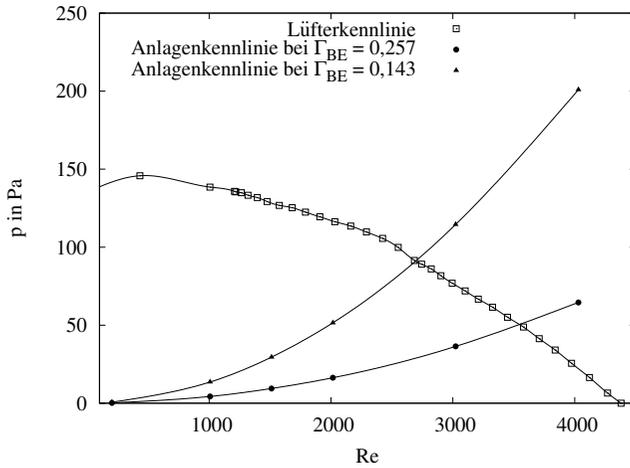
**Abbildung A.2:** Schematische Darstellung des Zwischenbodens im experimentellen Modell mit seinen Komponenten: Lüfter, verstellbare Blende, Trennwände und Eckenverrundung. Die Luft tritt über die Ausströmöffnung in den Zwischenboden ein und verlässt ihn an der Einströmöffnung.

Einsatz eines Strömungsgleichrichters geprüft. Die in Abb. A.2 dargestellte Geometrie stellt dabei den besten Kompromiss aus maximaler Strömungsgeschwindigkeit und homogener Geschwindigkeitsverteilung dar. Zur Verbesserung der Strömungsumlenkung wird vor der Einströmöffnung eine Umlenkfolie zur Verrundung der Ecke installiert. Der Ein- und Ausströmbereich des Lüfters wird durch Trennwände gegeneinander abgeschirmt, um einen Kurzschlussbetrieb zu verhindern.

Die Änderung der Radialkraft bei Drehzahländerung bedingt eine Änderung der Strömungsrichtung des Lüfters. Darüber hinaus ändert sich das Strömungsprofil über dem Auslass in Abhängigkeit des Gegendrucks [82]. Deshalb verändert sich die Strömungsrichtung während der Variation des Volumenstromes an der Einströmöffnung. Durch die erwähnte Strömungsführung konnte diese Änderung minimiert, aber nicht beseitigt werden. Sie ist als Unterschied im Vergleich zur numerischen Simulation zu betrachten.

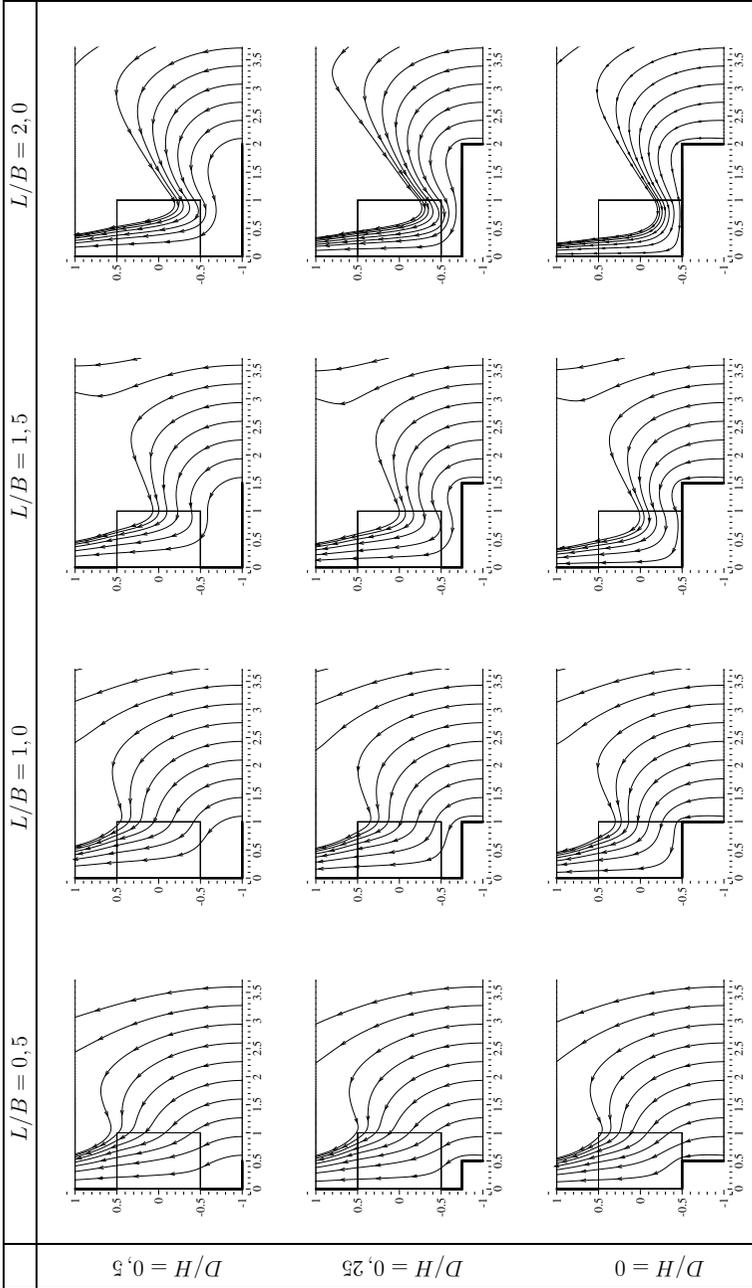
### A.1.3 Abbildungen: Wirkung der gemischten Konvektion

Im experimentellen Aufbau bewirkt die Blende eine Erhöhung des Strömungswiderstandes, d.h. eine Erhöhung des Gegendrucks für den Lüfter. Somit reduziert sich der Volumenstrom des Lüfters und damit die resultierende Reynolds-Zahl. Diese kann durch den Schnittpunkt der Lüfterkennlinie mit der Anlagenkennlinie bei entsprechendem Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE}$  abgelesen werden. Lüfter- und Anlagenkennlinie sind in Abb. A.3 dargestellt.

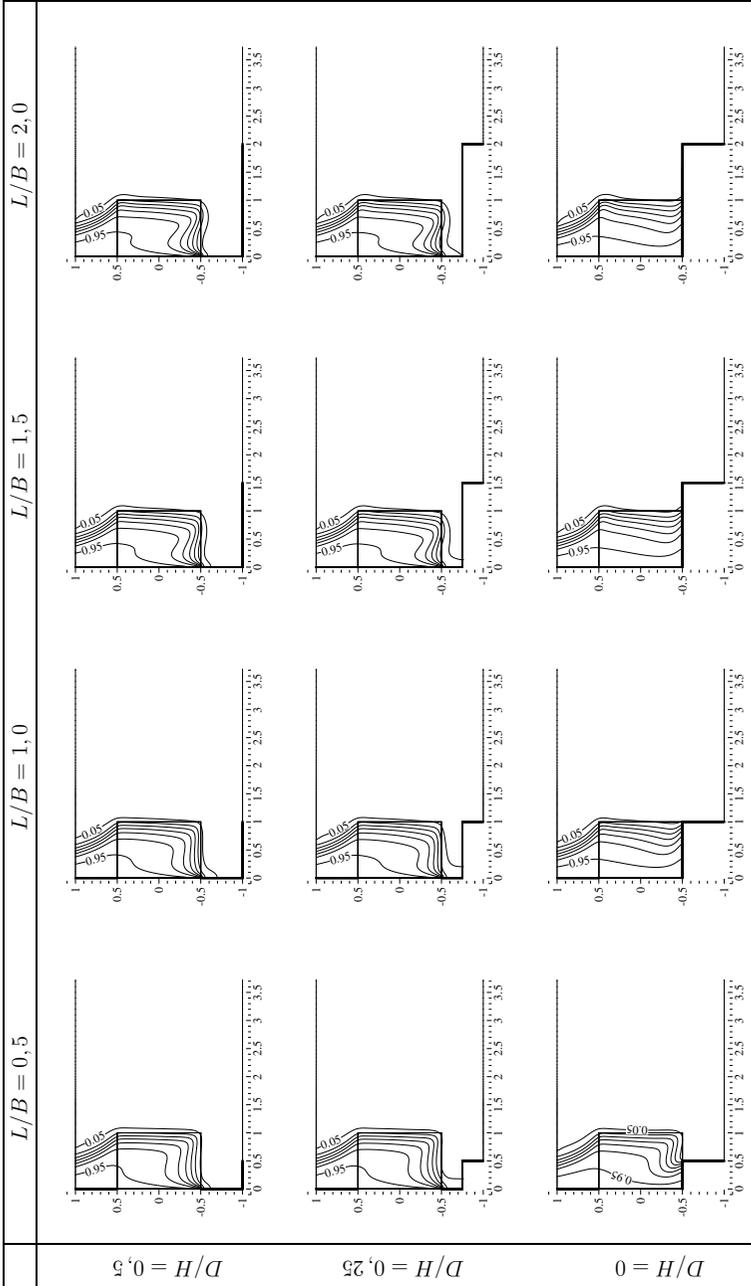


**Abbildung A.3:** Abhängigkeit des Drucks von der Re-Zahl für den Lüfter und das Gehäuse mit eingebauter Blende. Der Schnittpunkt von Lüfterkennlinie und Gehäusekennlinie definiert den Arbeitspunkt. Je kleiner das Aspektverhältnis  $\Gamma_{BE}$ , desto mehr verschiebt sich der Schnittpunkt der Kennlinien zu kleinen Reynolds-Zahlen.

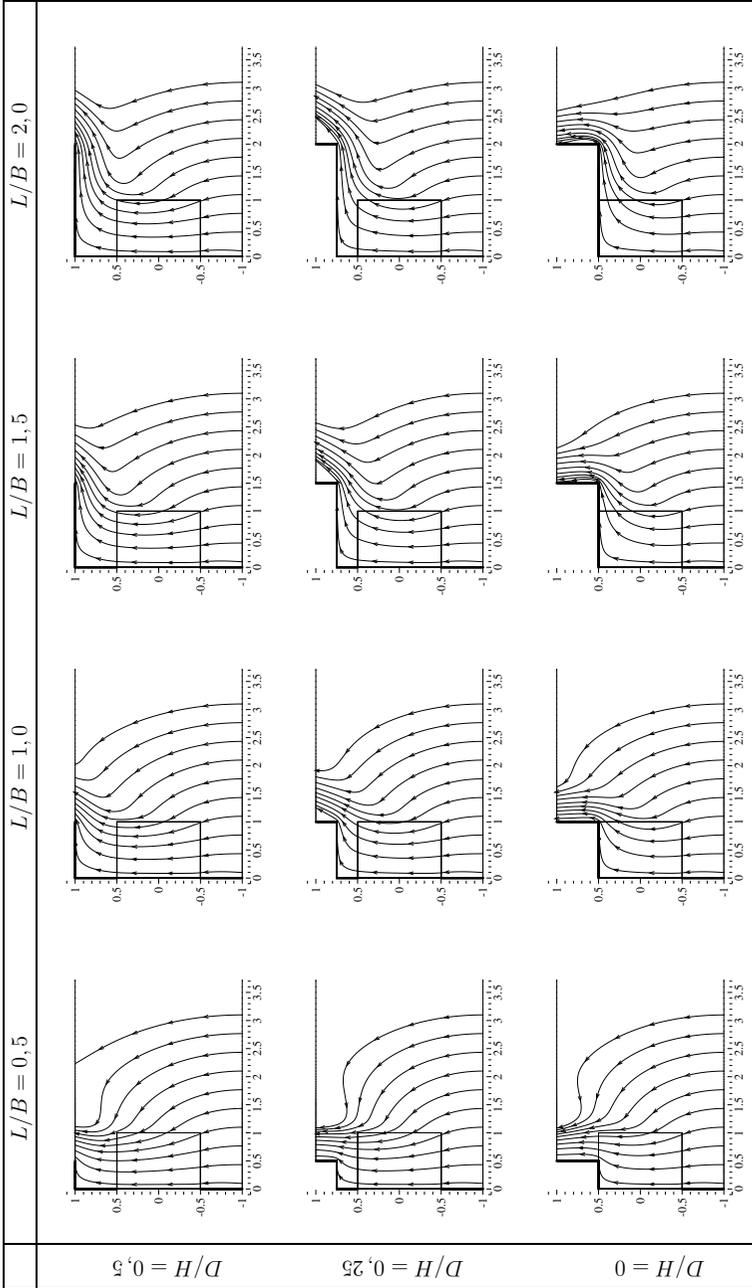
#### A.1.4 Abbildungen: Wirkung geometrischer Begrenzung



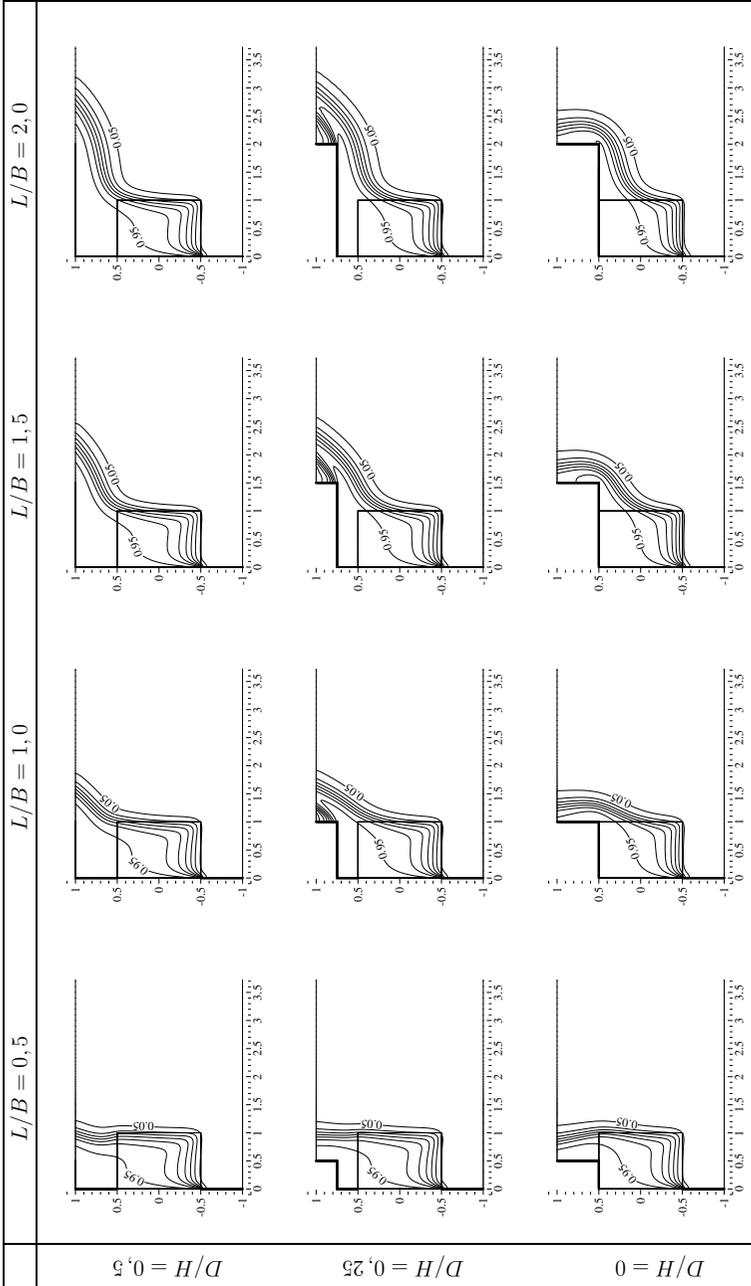
**Abbildung A.4:** Stromlinien bei Begrenzung von unten in der  $Y$ - $Z$ -Ebene für  $Z = 0$  (Mittenebene des Kanals). Auf der Ordinate ist die  $Y$ -Richtung und auf der Abszisse die  $Z$ -Richtung abgetragen. In den Tabellenspalten variiert die Begrenzungslänge  $L/B$  und in den Tabellenspalten variiert der Begrenzungsabstand  $D/H$ .



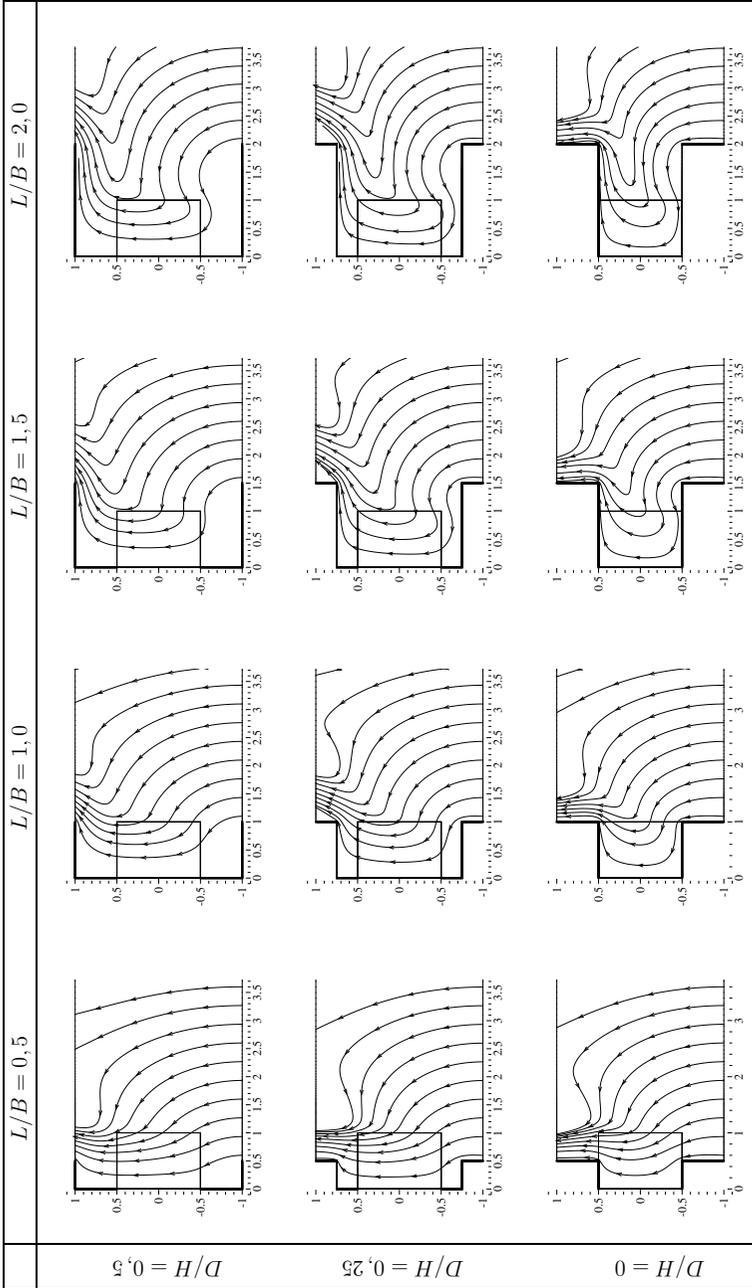
**Abbildung A.5:** Isolinien der Temperatur  $\theta$  bei Begrenzung von unten in der  $Y$ - $Z$ -Ebene für  $Z = 0$  (Mittenebene des Kanals). Auf der Ordinate ist die  $Y$ -Richtung und auf der Abszisse die  $Z$ -Richtung abgetragen. In den Tabellenzellen variiert die Begrenzungslänge  $L/B$  und in den Tabellenspalten variiert der Begrenzungsabstand  $D/H$ .



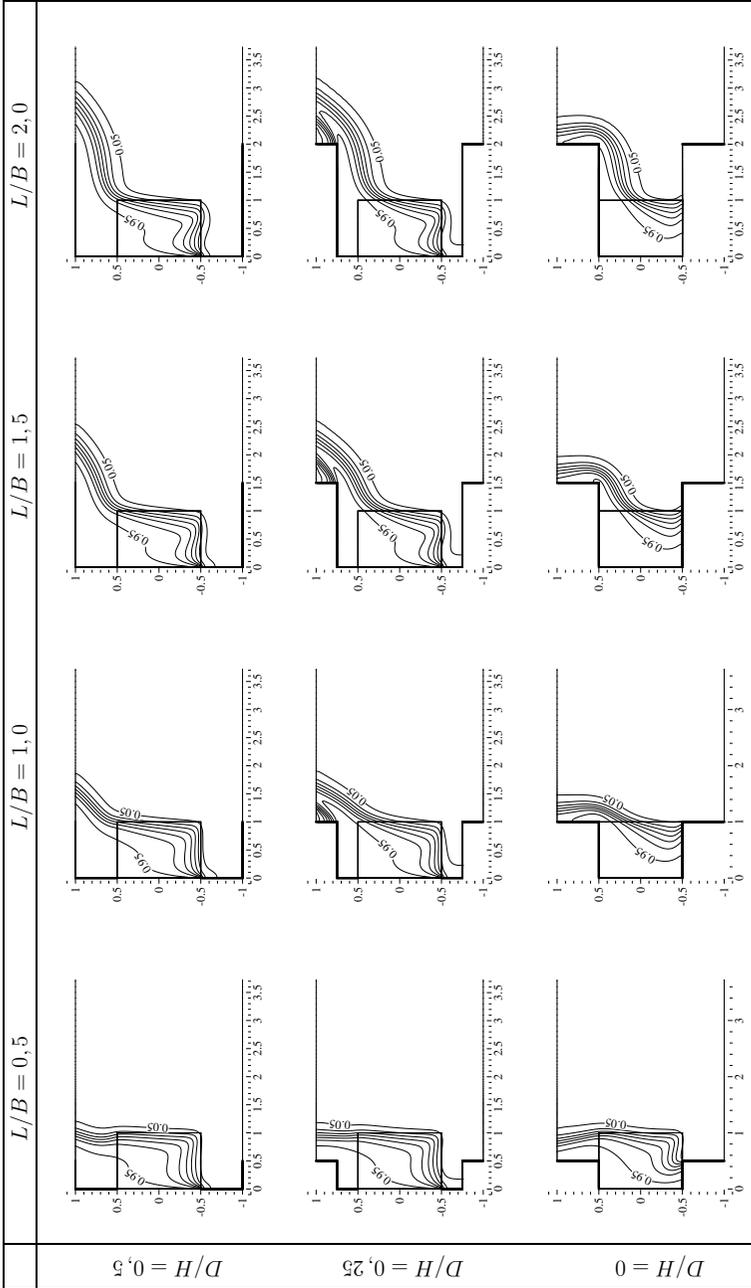
**Abbildung A.6:** Stromlinien bei Begrenzung von oben in der  $Y-Z$ -Ebene für  $Z = 0$  (Mittenebene des Kanals). Auf der Ordinate ist die  $Y$ -Richtung und auf der Abszisse die  $Z$ -Richtung abgetragen. In den Tabellenspalten variiert die Begrenzungslänge  $L/B$  und in den Tabellenspalten variiert der Begrenzungsabstand  $D/H$ .



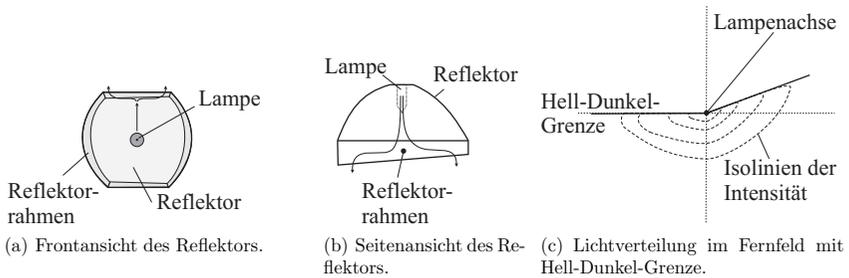
**Abbildung A.7:** Isolinien der Temperatur  $\theta$  bei Begrenzung von oben in der  $Y$ - $Z$ -Ebene für  $Z = 0$  (Mittenebene des Kanals). Auf der Ordinate ist die  $Y$ -Richtung und auf der Abszisse die  $Z$ -Richtung abgetragen. In den Tabellenzellen variiert die Begrenzungslänge  $L/B$  und in den Tabellenspalten variiert der Begrenzungsabstand  $D/H$ .



**Abbildung A.8:** Stromlinien bei symmetrischer Begrenzung in der  $Y-Z$ -Ebene für  $Z = 0$  (Mittenebene des Kanals). Auf der Ordinate ist die  $Y$ -Richtung und auf der Abszisse die  $Z$ -Richtung abgetragen. In den Tabellenspalten variiert die Begrenzungslänge  $L/B$  und in den Tabellenspalten variiert der Begrenzungsabstand  $D/H$ .



**Abbildung A.9:** Isolinen der Temperatur  $\theta$  bei symmetrischer Begrenzung in der  $Y$ - $Z$ -Ebene für  $Z = 0$  (Mittenebene des Kanals). Auf der Ordinate ist die  $Y$ -Richtung und auf der Abszisse die  $Z$ -Richtung abgetragen. In den Tabellenzeilen variiert die Begrenzungslänge  $L/B$  und in den Tabellenspalten variiert der Begrenzungsabstand  $D/H$ .



**Abbildung A.10:** Geometrie des Reflektors und dessen Lichtverteilung im Fernfeld. Durch den Einbau im Fahrzeug ist die Reflektorgeometrie asymmetrisch und beeinflusst so die Konvektion (Pfeile). Die Strahlungsverteilung ist durch die Erzeugung der Hell-Dunkel-Grenze ebenfalls asymmetrisch.

## A.2 Scheinwerfer mit Temperaturstrahlern

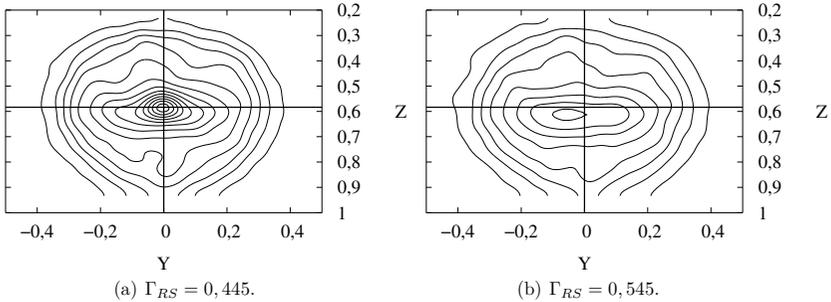
### A.2.1 Abbildungen: Beeinflussung der Konvektion durch Druckvariation

Durch die asymmetrische Form des Reflektors kommt es zur Beeinflussung der Konvektionsströmung und der Strahlungsverteilung. Die Abbildungen A.10(a) und A.10(b) zeigen die Form des Reflektors. Die entstehende Konvektionsströmung ist durch Pfeile gekennzeichnet. Speziell die asymmetrische Oberkante des Reflektors hemmt die Konvektionsfahne auf der linken Seite. Die Strahlungsverteilung des Reflektors im Fernfeld ist für die Bildung einer Hell-Dunkel-Grenze ausgelegt, wie in Abb. A.10(c) gezeigt. Sie wirkt sich ebenfalls auf die Strahlungsverteilung an der Abdeckscheibe aus.

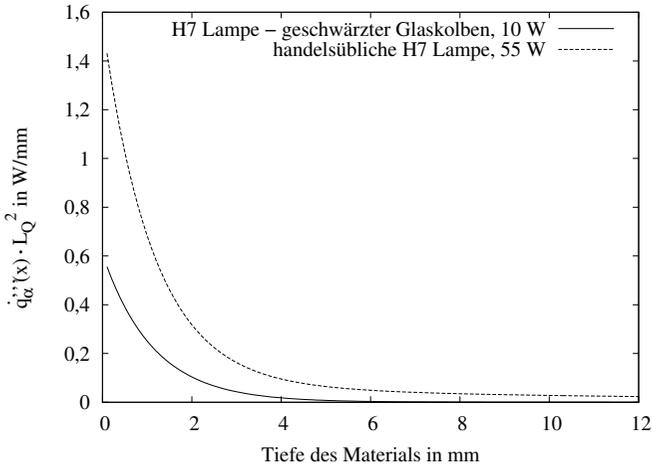
Wird der Abstand des Reflektors zur Abdeckscheibe geändert, so ändert sich seine Strahlungsverteilung auf der Abdeckscheibe. Abbildung A.11 zeigt die Veränderung der Isolinien der Bestrahlungsstärke bei verschiedenen Aspektverhältnissen  $\Gamma_{RS}$ . Der Punkt höchster Bestrahlungsstärke wandert sichtbar bei geändertem Aspektverhältnis.

### A.2.2 Abbildungen: Entstehung des Hot-Spot an der Abdeckscheibe

Die absorbierte Leistung innerhalb der Abdeckscheibe hängt einerseits von der spektralen Absorption des Materials, andererseits von der spektralen Zusammensetzung der einfallenden Strahlung ab. Abbildung A.12 veranschaulicht die absorbierte Strahlungsleistung in Abhängigkeit der Scheibentiefe für eine handelsübliche H7-Lampe (P55) und die geschwärzte Lampe (P10) aus Kapitel 4.1. Die Strahlung der geschwärzten Lampe befindet sich im langwelligen infraroten Spektralbereich und wird schon bei kleiner Scheibendicke nahezu vollständig absorbiert. Die Strahlung der H7-Lampe hat wesentliche Anteile im



**Abbildung A.11:** Leuchtdichteverteilung des Reflektors aus der Simulation bei verschiedenem Aspektverhältnis. Der Punkt maximaler Leuchtdichte verschiebt sich bei Variation des Aspektverhältnisses aufgrund der asymmetrischen Lichtverteilung. Die Lampenachse wird durch das Fadenkreuz angezeigt. Quelle: AL [2].



**Abbildung A.12:** Absorbierte Leistung in der Dicke der Abdeckscheibe  $q''_{\alpha}(x) \cdot L_Q^2$  für die geschwärzte Lampe (P10) und eine handelsübliche H7 Lampe (P55). Für die Lampe P10 ist nahezu alle Strahlung bei einer Tiefe/Dicke von 6 mm absorbiert, die Lampe P55 hat wesentliche Beiträge über die komplette Dicke der Scheibe.

sichtbaren Spektralbereich sowie im nahen infraroten Bereich, welche wesentlich tiefer in die Scheibe eindringen. Da die H7-Lampe eine höhere Anschlussleistung besitzt, ist auch deren gesamte absorbierte Leistung höher als die der geschwärzten Lampe.

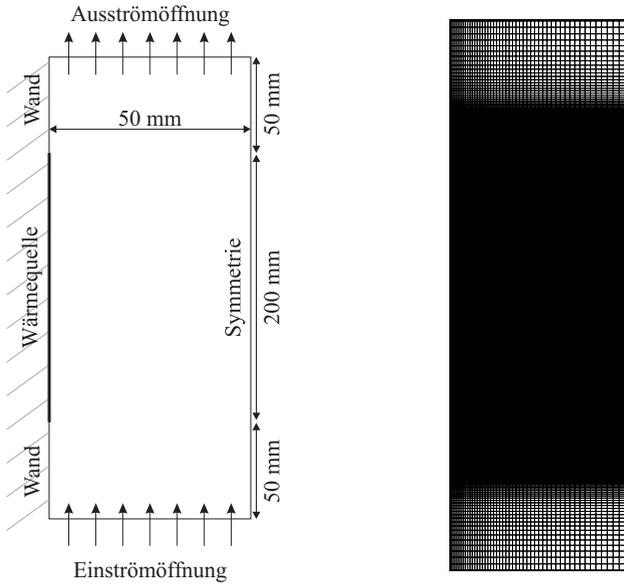
# B Berechnungsgitter und Gitterstudien

Der folgende Abschnitt zeigt die verschiedenen Berechnungsgitter dieser Arbeit und die daraus resultierenden Fehler der Berechnungsergebnisse. Ausgewählte Beispiele werden mit Angaben aus der Literatur verglichen. Somit kann sichergestellt werden, dass die gewählten Gitter und Solvereinstellungen zuverlässige Ergebnisse liefern. Zuerst wird eine Hilfsgeometrie eingeführt, die die wesentlichen Aspekte aller anderen Geometrien in sich vereint. Der Einfluss des Gitters auf die natürliche und gemischte Konvektion wird mit ihrer Hilfe untersucht. Danach werden systematisch die Berechnungsgitter der Kapitel 3 und 4 vorgestellt.

Für die Erstellung der Gitter werden vorrangig Quad-Zellen (zweidimensional) oder Hexaeder-Zellen (dreidimensional) verwendet. Diese bieten bezüglich der Konvektion eine erhöhte Genauigkeit, wenn der Geschwindigkeitsvektor nahezu mit einer der Flächennormale übereinstimmt. Darüber hinaus läßt sich so die Anzahl der Gitterelemente minimieren. Abweichend davon wird nur das Innere der Scheinwerfergeometrie aus Abschnitt 4.1 mit Tetraeder-Elementen vernetzt. Aufgrund der Komplexität war eine Hexaeder-Netzgerstellung mit den vorhandenen Werkzeugen nicht möglich.

## B.1 Hilfsgeometrie - beheizte vertikale Platte

Die Hilfsgeometrie ist in Abb. B.1(a) schematisch dargestellt. Sie besteht aus einer beheizten vertikalen Platte am linken Rand. Diese ist von oben und unten durch zwei adiabate Wände begrenzt. Die Geometrie besitzt an der Unterseite eine Einströmöffnung und an der Oberseite eine Ausströmöffnung. Die rechte Wand ist reibungsfrei und ermöglicht keinen Impuls- und Wärmetransport senkrecht zur Wand. Die Wärmequelle entspricht mit einer absoluten Länge von 200 mm der typischen Größe der später verwendeten Gitter. Während der einzelnen Vergleichsrechnungen wird das Gitter in Nomalenrichtung zur Wärmequelle variiert. Das Gitter mit einer Auflösung der wandnächsten Schicht von 0,5 mm wird beispielhaft in Abb. B.1(b) dargestellt. Der Bereich um die Wärmequelle ist sehr fein vernetzt. Die Ergebnisse der Gitterstudie sind in Tab. B.1 aufgelistet. Ein Fehler der Nußelt-Zahl von  $<1\%$  konnte mit dem Gitterabstand 0,5 mm erreicht werden. Die Nußelt-Zahlen in Tab. B.1 werden mit Angaben der Literatur verglichen. Diese stimmen für natürliche Konvektion mit weniger als 1% Abweichung mit der Berechnung überein. Größere Abweichungen zeigen sich für die erzwungene Konvektion. Hier ist die berechnete Nußelt-Zahl kleiner als der theoretische Wert. Die Nußelt-Zahl wurde mit Korrelation nach Incropera [44] für eine Platte bestimmt deren Geschwindigkeits- und thermische Grenzschicht getrennt ausgebildet sind, doch die Abweichung zu den Korrelationen ist größer 1%. Leider sind keine Angaben zur Genauigkeit dieses Spezialfalls in



(a) Schematische Darstellung.

(b) Berechnungsgitter mit einem Gitterabstand von 0,5 mm in der wandnächsten Schicht an der Wärmequelle.

**Abbildung B.1:** Darstellung und Gitter der Hilfsgeometrie zur Bestimmung der Gitterdiskretisierung normal zur Wand für alle Geometrien dieser Arbeit. Ein Fehler der Nußelt-Zahl von  $<1\%$  kann mit einem wandnächsten Abstand von 0,5 mm erzielt werden.

**Tabelle B.1:** Variation des Gitterabstandes normal zur Wand und die Auswirkungen auf die Nußelt-Zahl für die natürliche, erzwungene und gemischte Konvektion in der Hilfsgeometrie.

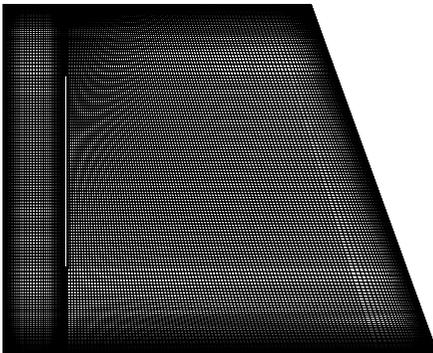
Gitterabstand normal zur Wand in mm	nat. Konvektion $Gr = 3,9 \cdot 10^7$	erzw. Konvektion $Re = 1,1 \cdot 10^4$	gem. Konvektion $Gr = 3,9 \cdot 10^7$ $Ri = 0,25$
2,0	42,0	58,9	65,4
1,0	39,9	58,8	63,6
0,5	39,3	59,2	63,5
0,1	39,1	59,3	63,4
Theorie	39,3	60,7	-

der Literatur enthalten. Die Nußelt-Zahl variiert auch für die erzwungene Konvektion für den Gitterabstand von 0,5 mm weniger als 1%. Dieser Gitterabstand wird für alle weiteren Berechnungsgitter als Richtwert verwendet.

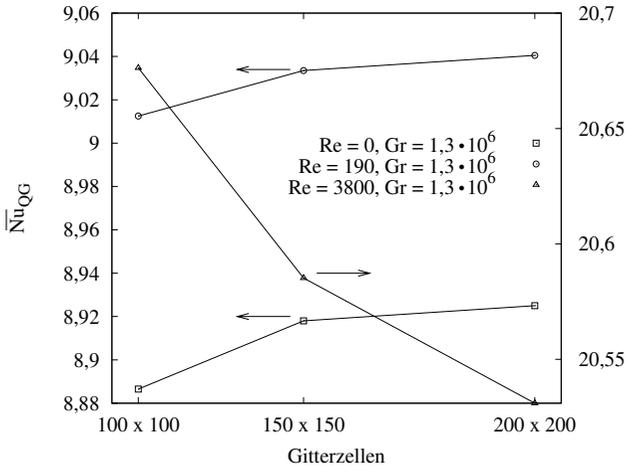
## B.2 Wirkung der gemischten Konvektion

Das Gitter zur Modellgeometrie aus Abb. 3.10(a) in Abschnitt 3.2 ist in Abb. B.2 dargestellt. Eine Variation der Nußelt-Zahl  $Nu_{QG}$  von weniger als 1% wurde mit  $150 \times 150$  Gitterpunkten erreicht. Die Abhängigkeit der Nußelt-Zahl von der Zellenzahl für natürliche Konvektion und gemischte Konvektion ist in Abb. B.3 zusammengefasst. Gemischte Konvektion wurde für  $Re = 190$  mit laminarem Modell und für  $Re = 3800$  mit dem  $k-\epsilon$  Turbulenzmodell berechnet. Dabei fanden die in Abschnitt 2.2 erläuterten erweiterten Wandfunktionen zur Auflösung der viskosen Unterschicht Anwendung. Der dafür notwendige Wert  $y^+ < 2$  war für das gewählte Rechengitter an den Wänden erfüllt.

Ein vergleichbarer Berechnungsfall, der in der Literatur intensiv studiert wurde, ist die lid-driven cavity. Hier wird eine der horizontalen Wände mit einer Geschwindigkeit gezogen. Durch viskose Scherkräfte entstehen ein oder mehrere Wirbel innerhalb des Gehäuses. Moallemi [16] erwähnt diese in seiner numerischen Studie. Mit einem Winkel  $\gamma = 0^\circ$  wird die Geometrie aus Abb. 3.10(a) bei einem Aspektverhältnis  $\Gamma_{LH} = 1,0$  mit den entsprechenden Randbedingungen versehen. Die Simulationen von Moallemi wurden für  $Pr = 1,0$  durchgeführt. Die Stoffwerte der Simulation werden deshalb für diese Prandtl-Zahl angepasst. Ein Vergleich der Nußelt-Zahl nach Moallemi und der eigenen Berechnung ist in Tab. B.2 dargestellt. Die Werte für natürliche Konvektion weichen um 4% und die Werte für gemischte Konvektion um 16% voneinander ab. Da Moallemi keinen Vergleich zu experimentellen Werten gibt, können die Unterschiede nur schwer gewertet



**Abbildung B.2:**  
Berechnungsgitter mit  $150 \times 150$  Zellen gemäß der schematischen Darstellung in Abb. 3.10(a).



**Abbildung B.3:** Abhängigkeit der Nußelt-Zahl  $\overline{Nu}_{QG}$  von der Gitterdiskretisierung für natürliche und gemischte Konvektion. Eine Abweichung von weniger als 1% wird mit dem Gitter  $150 \times 150$  erreicht.

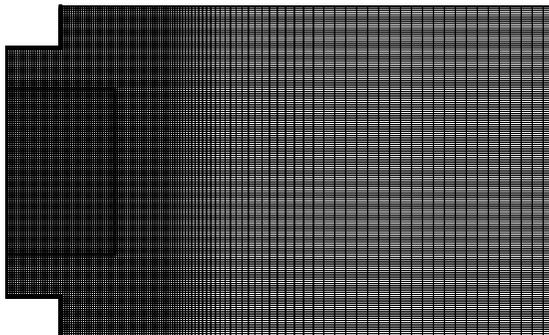
**Tabelle B.2:** Vergleich der eigenen Berechnungen zur lid-driven cavity und der nach Moallemi [16].

	Ri $\rightarrow$ 0	Ri $\approx$ 3
Moallemi	$\frac{\overline{Nu}}{\sqrt{Re}} = 0,25$	$\frac{\overline{Nu}}{\sqrt{Re}} = 0,24$
Berechnung	$\frac{\overline{Nu}}{\sqrt{Re}} = 0,30$	$\frac{\overline{Nu}}{\sqrt{Re}} = 0,25$

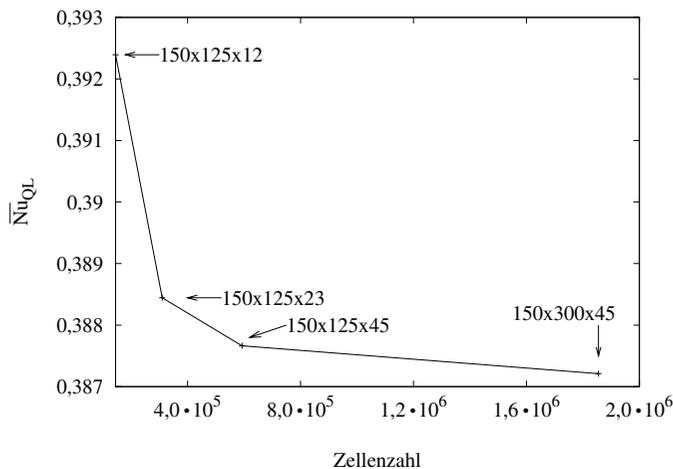
werden. Vergleicht man die qualitativ erhaltenen Strömungs- und Temperaturfelder, so stimmen diese sehr gut überein. Da es in dieser Studie nicht vorrangig um quantitative Aussagen, sondern vielmehr um vergleichende Aussagen zwischen Geometrien gehen soll, können Gitter und Solvereinstellungen als akzeptabel angesehen werden.

### B.3 Wirkung geometrischer Begrenzung

Das Gitter der Modellgeometrie aus Abb. 3.49(b) in Abschnitt 3.4 mit einer Anzahl von  $\approx 840.000$  Zellen ist in Abb. B.4 dargestellt. Der Gitterabstand in Z-Richtung wird gemäß der Hilfsgeometrie variiert und der Gitterabstand in X- und Y-Richtung mit konstantem Abstand gemäß der Gitterstudie in Abb. B.5 belassen. Die angestrebte Genauigkeit der Nußelt-Zahl von weniger als 1% konnte mit dem Gitter  $150 \times 125 \times 45$  erreicht werden, wie in Abb. B.5 dargestellt. Dieses Gitter wird in allen Berechnungen angewendet. Die

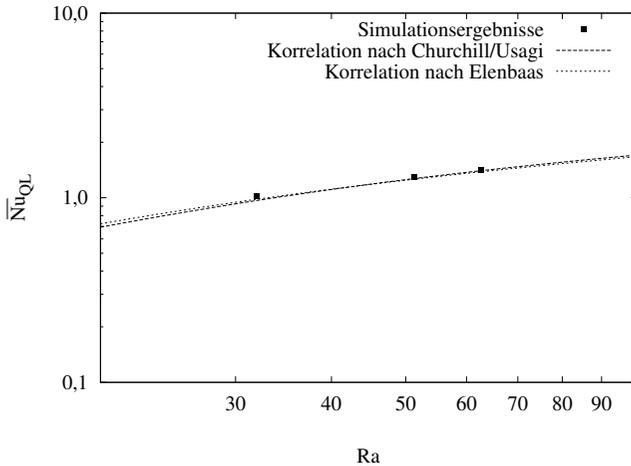


**Abbildung B.4:** Berechnungsgitter mit einer Zellenzahl von  $150 \times 125 \times 45$  gemäß der schematischen Darstellung in Abb. 3.49(b). Geometrieparameter:  $L/B = 0,5$ ,  $D/H = 0,25$ .

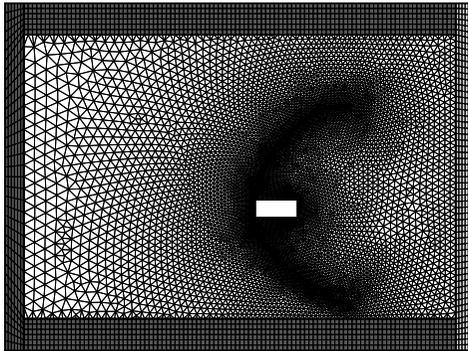


**Abbildung B.5:** Gitterstudie zur Wirkung geometrischer Begrenzung. Für eine Zellenzahl von  $150 \times 125 \times 45$  beträgt die Variation von  $\overline{Nu}_{QL}$  weniger als 1%.

Berechnungsergebnisse des unbegrenzten Kanals können mit den Korrelationen aus der Literatur nach Elenbaas [49] und Churchill und Usagi [52] verglichen werden. Wie in Abb. B.6 gezeigt, stimmen die Berechnungsergebnisse sehr gut mit deren Korrelationen und somit mit Experimenten überein.



**Abbildung B.6:** Vergleich der Berechnungsergebnisse zu den Korrelationen von Churchill und Usagi [52] und Elenbaas [49]. Die Ergebnisse stimmen sehr gut überein.



**Abbildung B.7:** Berechnungsgitter zur Beeinflussung der Konvektion durch Druckminderung. Mit Ausnahme der Fluid-Domän werden Hexaeder zur Vernetzung genutzt.

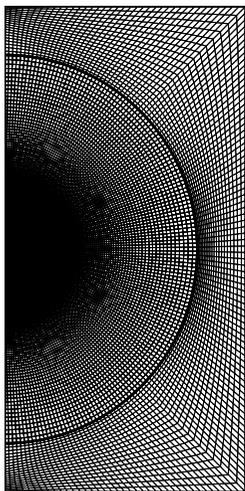
## B.4 Beeinflussung der Konvektion durch Druckminderung

Das Gitter entsprechend der Modellgeometrie aus Abb. 4.2 in Abschnitt 4.1 zeigt Abb. B.7. Die gesamte Zellenzahl beträgt  $\approx 1,3 \cdot 10^6$ . Durch die Nutzung des DO-Strahlungsmodells stellt dies die Obergrenze durch die zur Verfügung stehenden Rechenressourcen dar.

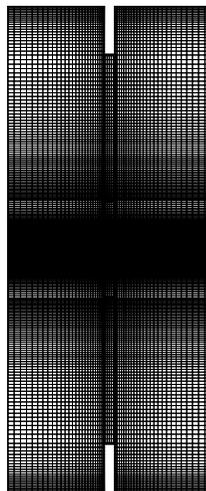
Mit Ausnahme der Fluid-Domain wird mit Hexaeder-Zellen vernetzt. Die Zellgröße an der Reflektoroberfläche wird gemäß der Gitterstudie an der Hilfsgeometrie gewählt, an den Wänden des Gehäuses muss das Gitter leicht vergrößert werden. Auf eine explizite Gitterstudie wird wegen der Größe der Geometrie verzichtet, da die Rechenzeit bis zur Konvergenz ca. 3,5 d betrug. Numerische Simulationen für komplexe Geometrien sind dem Autor aus der Literatur nicht bekannt.

## B.5 Parameterstudie an der Abdeckscheibe

Das Gitter des vereinfachten Abdeckscheiben-Modells gemäß Abb. 4.13 in Abschnitt 4.2 ist in Abb. B.8 in der Front- und Seitenansicht dargestellt. Der Bereich der Wärmequelle wird innerhalb der Abdeckscheibe und zum jeweils angrenzenden Fluid gemäß den Vorgaben aus der Hilfsgeometrie vernetzt. Die Zellenzahl des gesamten Gitters beträgt je nach Dicke der Abdeckscheibe  $\approx 1,1 \cdot 10^6$  Zellen. Die Speicheranforderung konnte durch Nutzung des DTRM-Strahlungsmodells an den Oberflächen der Festkörper gegenüber dem DO-Modell leicht reduziert werden, dennoch stellte auch dieses Modell erhebliche Anforderungen an Ressourcen. Um den Einfluss der X-Ausdehnung der Fluid-Domänen zu prüfen, werden diese versuchsweise um die doppelte Länge erweitert. Die Veränderungen des Wärmetransportes an der Scheibenwand betragen dabei weniger als 1% und haben keinen signifikanten Einfluss auf die Berechnungsergebnisse.



(a) Frontansicht.



(b) Seitenansicht.

**Abbildung B.8:** Berechnungsgitter zur Parameterstudie an der Abdeckscheibe. Der Bereich der Wärmequelle und des angrenzenden Fluids ist sehr fein aufgelöst.



# C User Defined Functions (UDF)

Durch UDFs wurde während der Simulation das Einströmprofil mit seiner parabolischen und kubischen Form sowie die thermische Kopplung von Ein- und Ausströmöffnung realisiert. Die thermische Kopplung wird im Folgenden kurz umrissen.

Durch die Flächengleichheit von Ein- und Ausströmöffnung ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung der gleiche Massenstrom an beiden Öffnungen. Die damit transportierte thermische Energie muss an beiden Öffnungen übereinstimmen. Unabhängig der offiziellen Nomenklatur sollen hier alle Größen des Einströmöffnung mit „ein“ und der Ausströmöffnung mit „aus“ bezeichnet werden.

$$\int_{\text{ein}} c_p T_{\text{ein}} dm = \int_{\text{aus}} c_p T_{\text{aus}} dm \quad (\text{C.1})$$

$$\int_{\text{ein}} c_p T_{\text{ein}} t \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int_{\text{aus}} c_p T_{\text{aus}} t \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} \quad (\text{C.2})$$

Durch die Kontinuitätsbedingung  $\int_{\text{ein}} \rho \vec{v} \cdot d\vec{A} = \int_{\text{aus}} \rho \vec{v} \cdot d\vec{A}$  kann die über die gesamte Einströmöffnung konstante Temperatur anhand der Ausströmöffnung wie folgt berechnet werden:

$$T_L = T_{\text{ein}} = \frac{\int_{\text{aus}} c_p T_{\text{aus}} \rho \vec{v} \cdot d\vec{A}}{\int_{\text{aus}} \rho \vec{v} \cdot d\vec{A}} \quad (\text{C.3})$$

Die Temperatur  $T_L$  bildet die Randbedingung für die Einströmöffnung .



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich recht herzlich bei all denjenigen bedanken, die zum Entstehen und Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich bedanke mich besonders bei meinem Doktorvater Herrn Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. André Thess für das starke Interesse an meiner Arbeit sowie der Möglichkeit, meine Dissertation an seinem Fachgebiet durchführen zu können.

Ich danke meinen beiden Betreuern PD Dr.-Ing. habil Ch. Karcher und Dr.-Ing. Peter Fischer für die vielen Fachdiskussionen, Tipps und Ratschläge im Laufe meiner Arbeit. Sie haben maßgeblichen Anteil an der hervorragenden Kooperation zwischen der Technischen Universität Ilmenau und Automotive Lighting Reutlingen GmbH und ermöglichten mir an beiden Orten ein wunderbares Arbeitsklima.

Den vielen Kollegen bei Automotive Lighting Reutlingen, besonders der Abteilung EEV, möchte ich an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen. Neben der uneingeschränkten Hilfsbereitschaft habe ich den kleinen Exkurs in die schwäbische Mundart sehr genossen. Die tägliche Anwesenheit in der Firma hat meinen Erfahrungsschatz sehr stark erweitert. Besonders möchte ich Herrn B. Wörner meinen Dank aussprechen. Mit seinem persönlichen Engagement hat er mir die Möglichkeit zur Promotion bei Automotive Lighting eröffnet und stand mir jederzeit mit Tipps und freundschaftlichen Ratschlägen zur Seite. Ich wünsche ihm einen erholsamen Ruhestand.

Im Fachgebiet für Thermo- und Magnetofluidynamik habe ich nicht nur hilfsbereite Kollegen kennengelernt, sondern auch tolle sportliche Aktivitäten erlebt. Für die freundliche Aufnahme in ihrem Kreis kann ich mich nicht genug bedanken. Sehr großer Dank gilt dem Administrator der Compute-Services am Uni-RZ H. Schwanbeck. Durch seine professionelle Problembeseitigung und fachkundigen Ratschläge konnten die Simulationsaufgaben immer optimal erledigt werden.

Ich danke den Studenten, die durch ihre Arbeiten und die gemeinsamen Messungen eine schöne Atmosphäre für das wissenschaftliche Arbeiten gegeben haben: J. Partzsch, M. Gramß, W. Kob, A. Simon, F. Wais, M. Rudolph.

Ganz besonders möchte ich unserer kleinen Doktorandenrunde mit C. Gießler, A. Maystrenko, E. Drapala, S. Senin, A. Karno und M. Conrath meinen Dank sagen. Die gemeinsamen Gespräche und Aktivitäten halfen nie das Ziel vor Augen zu verlieren. Meinen Mitbewohnern in Reutlingen und Ilmenau danke ich für tolle abendliche Geselligkeit.

Nicht zuletzt gilt großer Dank meiner Familie und den Freunden in der Heimat, besonders meiner Mutter, meinem Bruder Robin sowie meiner Freundin Manja die mir am Wochenende eine wunderbare Erholung ermöglichten und mich mit all ihrer Kraft unterstützten.



# Lebenslauf

geboren am	Jan Langebach
in	25. Juli 1978 Greiz
1985 - 1991	Polytechnische Oberschule „Johann Wolfgang Goethe“ Greiz
1991 - 1997	Pestalozzigymnasium Greiz, Allgemeine Hochschulreife
Okt. 1998 - Sept. 2003	Friedrich-Schiller-Universität Jena Studium der Physik / Fachrichtung technische Physik Abschluss: Diplom-Physiker, Prädikat: Sehr gut
Mai 2004 - Dez. 2007	Technische Universität Ilmenau externer Promotionsstudent in Kooperation mit der Automotive Lighting Reutlingen GmbH
3. Dezember 2007	Verleihung des akademischen Grades „Dr.-Ing.“ durch die Technische Universität Ilmenau Prädikat „summa cum laude“



# Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quelle gekennzeichnet.

Bei der Auswahl und Auswertung folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise entgeltlich/umentgeltlich geholfen:

1. A. Simon      Messaufgaben im Rahmen einer Diplomarbeit
2. J. Partzsch   Messaufgaben im Rahmen einer Studienarbeit
3. M. Gramß     Messaufgaben im Rahmen einer Studienarbeit
4. M. Rudolph   Simulationen im Rahmen einer Diplomarbeit

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten ( Promotionsberater oder anderer Personen ) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalte der vor gelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich bin darauf hingewiesen worden, dass die Unrichtigkeit der vorstehenden Erklärung als Täuschungsversuch angesehen wird und den erfolglosen Abbruch des Promotionsverfahrens zur Folge hat.