

Stepan Zenin

**Numerische und experimentelle Untersuchungen zum
Wärmetransport in einem Automobilscheinwerfer**

Numerische und experimentelle Untersuchungen zum Wärmetransport in einem Automobilscheinwerfer

Von Stepan Zenin



Universitätsverlag Ilmenau
2007

Impressum

Bibliographische Information der Deutschen Bibliothek

Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie; detaillierte bibliographische Angaben sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

Diese Arbeit hat der Fakultät Maschinenbau als Dissertation vorgelegen

Tag der Einreichung:	6. Juli 2006
1. Gutachter:	Univ.-Prof. A. Thess, Technische Universität Ilmenau
2. Gutachter:	Univ.-Prof. P. Ehrhard, Universität Dortmund
3. Gutachter:	Dr.-Ing. W. Huhn, Audi AG Ingolstadt
Tag der Verteidigung:	19. April 2007

Technische Universität Ilmenau/Universitätsbibliothek

Universitätsverlag Ilmenau

Postfach 10 05 65

98684 Ilmenau

www.tu-ilmenau.de/universitaetsverlag

Herstellung und Auslieferung

Verlagshaus Monsenstein und Vannerdat OHG

Am Hawerkamp 31

48155 Münster

www.mv-verlag.de

ISBN 978-3-939473-16-9

urn:nbn:de:gbv:ilm1-2007000150

Kurzreferat

In der vorliegenden Arbeit wird der Wärmetransport in einem Automobilscheinwerfer numerisch und experimentell untersucht. Der Wärmetransport wird durch das gleichzeitige Auftreten von Konvektion, Wärmeleitung und Wärmestrahlung charakterisiert. Im vorliegenden Fall dominiert Strahlung den Wärmetransport. Durch die gekoppelten Transportmechanismen bilden sich lokale Überhitzungen (sog. Hot Spots) an Gehäuse und Abschlusscheibe. Das Entstehen dieser Hot Spots und damit ein Verständnis des Wärmetransports gehören zu den Schwerpunkten der Arbeit.

Zur Modellierung des gekoppelten Wärmetransports werden zwei- und dreidimensionale numerische Modelle entworfen. Die numerische Simulation wird mit Hilfe eines kommerziellen Strömungssimulationsprogramms STAR-CD durchgeführt, das über die DTRM-Methode zur Strahlungsberechnung verfügt. Diese Methode beschränkt die Strahlungsberechnung auf die diffuse Komponente. Die gerichtete Komponente bleibt zunächst unberücksichtigt. Das Verhalten des Wärmetransports wird in 2D-Modellen in verschiedenen Kombinationen untersucht: reine Konvektion, reine Strahlung und Konvektion gekoppelt mit Strahlung. Als Ergebnis werden Korrelationen zum Wärmeübergang ermittelt und daraus Maßnahmen zur Reduzierung des Temperaturniveaus des Hot Spots abgeleitet. Dazu zählen die Erhöhung der konvektiven Kräfte (Erhöhung der Ra -Zahl), die Reduzierung des Emissionsgrads der Lampe und die Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit der Abschlusscheibe (Reduzierung R_{λ}). Anschließend werden die Ergebnisse aus der 2D-Simulation in der 3D-Geometrie verifiziert.

Neben der numerischen Modellierung werden die strömungsmechanischen Phänomene auch experimentell untersucht. Dafür werden Versuchsmodelle zur Strömungs- und Temperaturanalyse aufgebaut. Die Strömungsanalyse wird mit Hilfe eines optischen PIV-Messverfahrens (Particle Image Velocemetry) durchgeführt. Damit wird sowohl das globale Strömungsfeld als auch die Strömung in der Nähe des Hot Spots an der Scheibe analysiert. In einem weiteren Experiment wird das Verhalten des Hot Spots in Abhängigkeit vom Innendruck experimentell untersucht. Mittels der Druckvariation wird das Verhältnis zwischen Konvektion und Strahlung verändert. Dazu wird der Wärmetransport in einem Parameterbereich untersucht, für den bisher keine Untersuchungen vorliegen. So kann die Ra -Zahl im Bereich $10^4 \leq Ra \leq 10^6$ variiert werden. Zur Analyse des Wärmeübergangs wird eine neuartige Messmethode vorgestellt, die auf dem Einsatz einer Leuchtdichtemesskamera in Verbindung mit thermochromen Flüssigkristallen basiert. Diese Methode wird zur berührungsfreien Bestimmung der Temperaturverteilung auf der Innenseite des transparenten Modells eingesetzt. Gleichzeitig wird die Temperaturverteilung an Außenoberflächen mittels Infrarot-Messkamera erfasst. Dadurch können Aussagen zum Wärmeübergang an der Abschlusscheibe getroffen werden. Die Anwendung dieser Methode an einem Scheinwerfermodell zeigt die Genauigkeit von $\pm 0.35 K$ im Vergleich zu Standardmethoden.

Die Erkenntnisse aus numerischen und experimentellen Untersuchungen werden für die Analyse des Wärmetransports in einem realen Scheinwerfer angewandt. Die DTRM-Methode mit der diffusen Strahlung führt zu großen Abweichungen zur Realität. Zur Verbesserung der Strahlungsmodellierung wird eine optimierte Berechnungsmethode entwickelt, die auf der Kopplung zwischen einem kommerziellen Strömungssimulationspro-

gramm und einem Ray Tracing Programm beruht. Mit diesem Verfahren gelingt es, die korrekte Lage des Hot Spots und dessen Temperaturniveau in realer Geometrie zu bestimmen.

Abstract

In this work the heat transfer in an automotive headlamp is investigated both numerically and experimentally. In this case the heat transport is affected by interaction between natural convection, heat conduction and radiation. In the headlamp, the dominant role in the heat transfer belongs to the radiation. However, due the simultaneous action of all other basic heat transport mechanisms, there are overheatings (so-called Hot Spots) on the housing and on the optical lens. To get an insight into Hot Spot formation and behaviour is the main subject of the presented work.

To model the coupled heat transport, both two-dimensional and three-dimensional numerical models were developed and solved with the help of the commercial CFD code STAR-CD with the DTRM method to calculate radiation. The DTRM method takes into account the diffuse and neglects specular radiation. At the beginning, the effect of the heat transport was studied by means of a two-dimensional model for the following cases: pure convection, pure radiation, and convection coupled with the radiation. As a result, the heat transfer correlations were clarified, and the measures to reduce the hot spot temperature were elaborated, such as an increase of the convective force (increase of Ra number), an increase of emissivity of the lamp, and an increase of conductivity of the lens (decrease of thermal conductivity ratio). Also, 2D simulation models were extended to the 3D geometry.

In addition to the numerical simulation, the arising flow-mechanical phenomena were studied experimentally and the corresponding physical models for the flow and temperature analysis were prepared. At the beginning, the flow was analyzed with the help of the Particle Image Velocemetry technique to study the natural convection and the flow near hot spots. Then, the behavior of the Hot Spots as a function of the internal pressure was investigated. By means of the internal pressure, the relationship between the natural convection and radiation can be varied, which allowed us to study the parameter range ($10^1 \leq Ra \leq 10^6$), which was not available earlier. As well, to analyze the general heat transfer mechanisms, a new measuring method was developed, which is based on the application of the luminance camera and thermochromic liquid crystals. This method is used for the contactless determination of the temperature distribution inside of the transparent model. Using the infrared camera, the temperature field can be measured on the outside surface of the model. The comparison of this method with standard ones shows a difference of $\pm 0.35 K$.

The results obtained both from numerical and experimental models were used to analyze a real headlamp. It turned out that the diffuse radiation mechanism in the DTRM method used in aforesaid numerical models does not properly describe the heat transfer under real conditions. Therefore, another optimized method was elaborated featured by a simultaneous use of the CFD code and the selfdeveloped software to calculate the specular radiation (so-called Ray tracer). With the help of the optimized method, the correct Hot Spot position and its temperature level in the headlamp were determined.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als externer Doktorand in der Abteilung I/EE-1 "Licht und Sicht" bei der Firma Audi AG und gleichzeitig während der wissenschaftlichen Arbeit im Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidynamik der Fakultät für Maschinenbau an der Technischen Universität Ilmenau.

An dieser Stelle möchte ich mich ganz herzlich bei allen bedanken, die mit ihrer Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Dieser Dank gilt insbesondere:

- Herrn Andreas Reich (Audi AG) und Herrn Dr.-Ing. Juergen Wulf (Audi AG) für die Definition der interessanten Aufgabenstellung
- Herrn Univ.-Prof. Gerhard Linß für seine Unterstützung bei der Überwindung der bürokratischen Hürde
- Herrn Univ.-Prof. André Thess für das außerordentliche Interesse, mit dem er die Arbeit gefördert und verfolgt hat und für die Möglichkeit an seinem Fachgebiet eine interessante Promotion im Bereich der Wärmeübertragung unter optimalen Bedingungen durchführen zu können
- Herrn PD Dr.-Ing. habil. Christian Karcher für die hervorragende theoretische und praktische wissenschaftliche Betreuung und die kritische Durchsicht der Arbeit. Seine ständige Diskussions- und Hilfsbereitschaft haben sehr zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen
- Herrn Ernst-Peter Wachsmann (Audi AG) für die interessanten Diskussionen über alle Fragen numerischer Strömungssimulation
- Herrn Dr.-Ing. Christian Resagk und Herrn Helmut Hoppe für ihre Unterstützung und Ratschläge beim Aufbau und bei der Durchführung der Strömungsmessungen
- Herrn Univ.-Prof. Dietrich Gall für die Bereitstellung der Messtechnik des Fachgebiets Lichttechnik der TU Ilmenau
- Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern auf dem Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidynamik für die interessante und lehrreiche Zeit in Ilmenau sowie Studierenden, die durch ihre Studien- und Diplomarbeiten zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben. Hier sind die Herren R. Mayer, Z. Hussien, M. Akthar, J. Partzsch, M. Gramß und W. Kob zu nennen

- meinem Vorgesetzten Herrn Stephan Berlitz, Herrn Johannes Scheuchenpflug und allen Mitarbeitern der Abteilung "Licht und Sicht" der Fa. Audi AG für ihre Unterstützung und gute Zusammenarbeit
- "Uni"-Kollegen Michael Conrath, Cornelia Gießler, Jan Langebach und Dr.-Ing. Konrad Költzsch (Audi AG) für Durchsicht und sprachliche Korrektur der Arbeit. Meinem Arbeitskollegen Herrn Mathias Hahn (Audi AG) danke ich für seine Ratschläge in und außerhalb des Tagesgeschäfts sowie die wertvollen Korrekturhinweise
- meinem Vater Viktor und meinem Bruder Nikolai, die mich während meiner Promotion von fern immer unterstützt und motiviert haben.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	vii
1 Einleitung	1
1.1 Problemstellung	1
1.2 Übersicht über das Forschungsgebiet	3
1.3 Zielsetzung und Übersicht über die Arbeit	6
2 Theoretische und numerische Untersuchungen	9
2.1 Grundlagen der Thermofluiddynamik	9
2.1.1 Dimensionslose Parameter	9
2.1.2 Dimensionslose Parameter für einen Scheinwerfer	12
2.1.3 Zusammensetzung dimensionsloser Parameter	14
2.2 Numerische Strömungssimulation	15
2.3 Grundlagen der Wärmestrahlung	17
2.3.1 Stoffeigenschaften	22
2.3.2 Numerische Methoden zur Berechnung der Strahlung	23
2.3.3 Ableitung des aktuellen Standes der numerischen Methoden	28
2.4 Ergebnisse der numerischen Simulation	29
2.4.1 Modellbildung und numerisches Modell	29
2.4.2 Ergebnisse der 2D-Simulation	31
2.4.3 Ergebnisse der 3D-Simulation	37
2.4.4 Diskussion	40
2.5 Zusammenfassung	45
3 Experimentelle Untersuchungen	47
3.1 Strömungsuntersuchungen	47
3.1.1 Experimenteller Aufbau	50
3.1.2 Ergebnisse	50
3.1.3 Diskussion	54
3.2 Temperaturuntersuchungen	55
3.2.1 Experimenteller Aufbau	55
3.2.2 Ergebnisse	57
3.2.3 Diskussion	60
3.3 Wärmeüberganguntersuchungen	62
3.3.1 Flüssigkristalle	62
3.3.2 Messmethode	63
3.3.3 Experimenteller Aufbau	64
3.3.4 Ergebnisse	64

3.3.5	Diskussion	67
3.4	Zusammenfassung	68
4	Anwendung der Temperatursimulation auf einen Scheinwerfer	69
4.1	Einleitung	69
4.2	Modul zur Berechnung der gerichteten Strahlung	70
4.3	Berechnungsmethode für die Temperatursimulation	73
4.4	Berechnungsergebnisse	76
4.5	Diskussion	79
4.6	Zusammenfassung	81
5	Zusammenfassung und Ausblick	83
5.1	Zusammenfassung	83
5.2	Ausblick	85
	Literaturverzeichnis	86
	Anhang	92
	Symbolverzeichnis	99

1 Einleitung

1.1 Problemstellung

Der Wettbewerb zwischen den Automobilherstellern hat sich insbesondere im oberen Premiumsegment in den letzten Jahren verstärkt. In dieser Situation ist jeder Hersteller bestrebt, den Kunden die attraktivsten Produkte anzubieten. Deshalb müssen neue technische Funktionen in immer kürzerer Zeit entwickelt werden. Das führt dazu, dass die Produktpalette vielseitiger und die Entwicklungszeit für ein Produkt kontinuierlich kürzer wird. Gleichzeitig müssen die unverändert hohen Qualitätsstandards, die sog. Null-Fehler-Qualität, eingehalten werden. In dieser Situation nehmen die individuellen Merkmale eines Produktes wie z.B. Design eine bedeutende Rolle ein.

Scheinwerfer und Heckleuchten in einem Auto sind ein wichtiger Bestandteil der Exterieurerscheinung. Bereits in den ersten Entwicklungsphasen neuer Scheinwerfer müssen die Designideen auf technische Machbarkeit und internationale Zulassungsfähigkeit geprüft werden. Zusätzlich muss ein erstes Designkonzept des Scheinwerfers auch aus wirtschaftlicher Sicht bewertet werden.

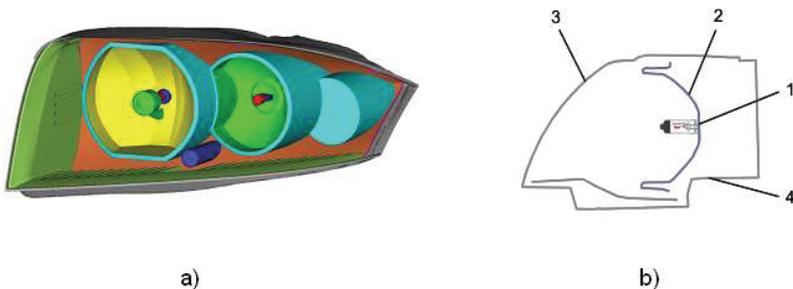


Abbildung 1.1: Scheinwerfergeometrie. Abbildung a) zeigt einen typischen Scheinwerferaufbau mit dem Reflektionssystem. Abbildung b) zeigt einen vertikalen Schnitt über einen Scheinwerfer mit 1 - Lampe; 2 - Reflektor; 3 - Scheibe; 4 - Gehäuse

Der typische Aufbau eines Scheinwerfers mit einem Reflexionssystem ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Die wesentlichen Funktionsteile sind die Lampe (z.B. Halogenlampe mit einer Wolframwendel), der Reflektor und die Abschlusscheibe. Die Lampe erfüllt die Hauptfunktion, nämlich die Erzeugung einer ausreichenden Leuchtdichte, der über den Reflektor auf die Straße projiziert wird. Der Reflektor, dessen Innenseite poliert und mit einer dünnen Aluminiumschicht bedampft wird, ist aus einem Kunststoff gefertigt.

Die Form des Reflektors ist entscheidend, um die gesetzlich geforderte Lichtverteilung zu erfüllen. Vor einigen Jahren wurde diese Aufgabe noch mittels einer Streuoptik auf der Abschlusscheibe gelöst. Jetzt werden die Scheiben ausschließlich in Klarglas-Optik ausgeführt. Die Lampe und der Reflektor werden in ein geschlossenes Gehäuse eingebaut. Im Betrieb erreicht die Temperatur des Wolframdrahtes Werte bis zu 3470 K [50], die an die Glasoberfläche der Lampe übertragen werden. Die hohen Temperaturunterschiede in einem Scheinwerfer führen zu einer Ausdehnung der im Scheinwerfer eingeschlossenen Luft. Diese werden über die Öffnungen am Gehäuse mit der Umgebung ausgeglichen. Dadurch findet ein Austausch mit der Fahrzeugumgebung statt.

Ein wichtiger Aspekt in der Beleuchtungsentwicklung ist die thermische Auslegung. Die in einem Scheinwerfer verwendeten Materialien sind aus Gewichts-, Kosten- und Fertigungsgründen meist Kunststoffe (z.B. Polycarbonat, Thermoplast und Polypropylen - PP). Bei der Materialauswahl spielt die Information über die maximal entstehenden Temperaturen in jedem Bauteil eine entscheidende Rolle. Wird die Temperaturbeständigkeit höher definiert, steigt der Preis. Wird dagegen die obere Temperaturgrenze zu niedrig gewählt, schmilzt der Kunststoff im Betrieb. Beispielsweise wird die Abschlusscheibe eines Scheinwerfers heutzutage aus einem Polycarbonat (PC) gefertigt, dessen spezifizierte maximale Temperatur bei 120 °C liegt. Diese Grenze darf bei verschiedenen Betriebsituationen wie Fahrt mit verschmutzter Scheibe oder bei Sonneneinstrahlung nicht überschritten werden.

Die Wärmeübertragung in einem Scheinwerfer ist hoch komplex und durch das Zusammenspiel von Wärmestrahlung, Konvektion und Wärmeleitung charakterisiert. Aufgrund der hohen Lampentemperaturen hat die Strahlung den dominierenden Anteil an der Wärmeübertragung. Die eingesetzten Halogenlampen geben ihre Energie in einem breiten Bereich des Strahlungsspektrums ab. Dieses Spektrum enthält nicht nur den effektiven Anteil von ca. 25% [50] im sichtbaren Bereich, sondern auch ungünstige Anteile von ca. 75% im Infrarotbereich. Die IR-Anteile werden in Wärme umgewandelt. Ein Teil der Strahlungsenergie wird an der hochglänzenden Reflektoroberfläche reflektiert und erreicht so die Scheibe. Der sichtbare Bereich des Spektrums wird durch die Scheibe durchgelassen und verlässt den Scheinwerfer. Die Strahlung im Infrarotbereich wird dagegen absorbiert und führt zur Erwärmung der Scheibe. Zusätzlich bildet sich eine thermische Auftriebströmung - eine sogenannte Naturkonvektion - oberhalb der Lampe aus, die heiße Luft nach oben treibt. Diese Strömung erreicht die Scheibe und trägt somit ebenfalls zu ihrer Wärmebelastung bei. Infolge der gleichzeitigen Wirkung der beiden Wärmetransportmechanismen Strahlung und Naturkonvektion entstehen an der Scheibe lokale Überhitzungen, auch *Hot Spots* genannt. Sie müssen zuverlässig und korrekt vorhergesagt werden, um mögliche Materialversagen zu vermeiden. Aus diesem Grund gilt der Analyse der Kopplung der Transportmechanismen Strahlung und Konvektion an der Scheibe ein besonderes Interesse.

Neuentwicklungen in der Fahrzeugbeleuchtung wie AFS und LED-Technik sowie die Änderungen der gesetzlichen Lage wie z.B. Forderungen eines Tagfahrlichts tragen dazu bei, dass die thermische Materialbelastung im Scheinwerfer weiter zunimmt. Eine Aufgabe in der Entwicklung besteht darin, frühzeitig einen Kompromiss zwischen den unterschiedlichen Gesetzes-, Design-, Funktions- und Kostenanforderungen zu finden. Für diese Aufgabe sind numerische Simulationen unverzichtbar. Sie ermöglichen es, verschie-

dene Designvarianten ohne kostenintensive und zeitintensive physikalische Prototypen auf Machbarkeit zu überprüfen, bevor erste Musterteile gefertigt werden. Hier kommt es auf die Genauigkeit des numerischen Modells an, um komplexe physikalische Phänomene abbilden zu können, die Entscheidungsfindung der optimalen Designvariante eines Scheinwerfers zu unterstützen und die korrekte Materialauswahl zu treffen.

Die Funktionalität eines Scheinwerfers muss nicht nur unter Laborbedingungen, sondern auch in einem Fahrzeug gewährleistet werden. Hierbei können die Umgebungsfaktoren wie z.B. Aufheizung durch Motorabwärme, Sonneneinstrahlung und der Scheibenzustand (Verschmutzung) den Wärmetransport in einem Scheinwerfer ungünstig beeinflussen. Diese Faktoren werden ebenfalls in der Entwicklung von Scheinwerfern berücksichtigt und durch numerische Simulation abgesichert.

1.2 Übersicht über das Forschungsgebiet

Das Gebiet des gekoppelten Wärmetransports durch Naturkonvektion und Wärmestrahlung ist in den letzten Jahren intensiv untersucht worden. Die Möglichkeiten von analytischen Methoden sind auf sehr einfache Modellgeometrien beschränkt wie z.B. den Strahlungsaustausch von zwei unendlich ausgedehnten Platten oder von zwei konzentrisch angeordneten Zylindern. Das Problem liegt darin, dass der Strahlungsaustausch durch die Modellgeometrie bzw. Topologie geprägt ist. Für genaue Ergebnisse müssen die Oberflächen in diskrete Elemente aufgeteilt und die Lösung mit Hilfe numerischer Methoden bestimmt werden. Eine Übersicht über die numerischen Algorithmen der Strahlungsberechnung und deren Möglichkeiten gibt Yang [84], [85]. Einen Überblick über die numerischen Methoden zur Kopplung der klassischen Arten Wärmeübertragung mit der Wärmestrahlung stellt Viskanta [82] vor.

Bei der Behandlung des Strahlungstransports müssen verschiedene Faktoren berücksichtigt werden. Beispielsweise unterscheidet man zwischen *passiven* (non-participating) und *aktiven* (participating) Medien. Im ersten Fall wird die Strahlungsmodellierung nur auf den Strahlungsaustausch zwischen Oberflächenelementen beschränkt, welche die Modellgeometrie umhüllen. Das eingeschlossene Medium (z.B. Luft) beteiligt sich nicht am Strahlungsaustausch. Dieses Medium wird als transparent bezeichnet. Im Fall von aktiven Medien muss in den Strahlungsaustausch zusätzlich zu den Oberflächenelementen auch das Fluid in der numerischen Modellierung berücksichtigt werden. Die vorgelegte Arbeit beschränkt sich auf den Strahlungsaustausch zwischen Oberflächen. Diese Approximation gilt für trockene Luft [12].

Die rein konvektiven Aspekte der Wärmeübertragung wurden ausführlich untersucht und die Ergebnisse in den Studien von Ostrach [51], Markatos [45] und Leonardi [41] beschrieben.

Die erste numerische Analyse zum gekoppelten Wärmetransport durch Konvektion und Strahlung stellt Larson [39] in einer zweidimensionalen Boxgeometrie eines Heizofens vor. Seine Studie konzentriert sich auf die Analyse des Wärmetransports bei extrem hohen Temperaturen. Der Wärmetransport durch die Kopplung Strahlung und Konvektion verändert sich rasant. Die Strahlung führt zur Erhöhung der Temperaturen sowohl an geschwärzten Oberflächen als auch in der eingeschlossenen Luft. Durch den

hohen Strahlungsanteil verändert die Strömung ihren Verlauf. Gleichzeitig steigen die Strömungsgeschwindigkeiten. Die Variation verschiedener Oberflächeneigenschaften an den Boxwänden führt zur Veränderung des Strahlungsaustausches und beeinflusst den Gesamtwärmetransport.

Kim [36], Balaji [8], [9], [10], Sen [61], Venkateshan [81], Akiyama [3] sowie Mahaparta [43] beschäftigen sich mit der Ermittlung der für den gekoppelten Wärmetransport relevanten Kontrollparameter in einer 2D-Geometrie. Zur Verifikation der numerischen Ergebnisse sind experimentelle Studien von ElSherbiny[22], Cheesewright [18] und Ramesh [55] erschienen.

Kim [36] untersucht den Einfluss der verschiedenen Parameter auf den Wärmetransport. Das sind nicht nur die Konvektionsparameter, Stoffeigenschaften und geometrische Verhältnisse, sondern auch die Strahlungsgrößen wie z.B. Oberflächeneigenschaften. So führt die Veränderung der Emission einer Wand zur Verschiebung des Gleichgewichts zwischen Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung. Mit der Erhöhung der Emission nimmt der Anteil der Strahlung zu. Dadurch reduzieren sich die entstehenden Temperaturgradienten an Modellwänden, und als Folge sinken die Auftriebskräfte.

Das Verhalten des inneren Strömungsfeldes beim gekoppelten Wärmetransport wird auch numerisch untersucht. Hier stoßen die verschiedenen Aussagen aufeinander. Akiyama [3] stellt große Änderungen im Strömungsfeld beim rein laminaren konvektiven im Vergleich zum gekoppelten Wärmetransport fest. Während sich eine rein thermische Schichtstruktur beim konvektiven Wärmetransport ausbildet, wird die Konvektion im gekoppelten Fall das Gesamtmodell erfassen: aufgrund des Strahlungstransports werden die Bodenwände aufgewärmt und dadurch die Strömung intensiviert. Die Studie zeigt, dass Emissionseigenschaften einen direkten Einfluss auf den Wärmetransport haben und daraus eine Korrelation abgeleitet werden kann. Mit der Analyse des Wärmetransports für laminare und turbulente Strömung beschäftigt sich Fusegi [26]. Er untersucht den Wärmetransport mit hohen Emissionswerten. Hierbei hat er festgestellt, dass sich der Wärmeübergang bei der turbulenten Strömung deutlich höher im Vergleich zur turbulenten Strömung ändert. Für diese Problemstellung wird die Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeiten festgestellt. Zur gleichen Aussage kommt auch Velusamy [80] in seiner Studie zur turbulenten Strömung. Diese Erkenntnisse stehen jedoch in Widerspruch zu den Untersuchungen von Kim[36].

Die Interaktion zwischen laminarer Strömung und Wärmestrahlung untersucht Balaji in mehreren numerischen Studien [8], [9], [10] mit geringem Strahlungsgewicht. In diesen Studien werden die Korrelationen für die konvektiven und strahlenden Komponenten des Wärmeübergangs in einem breiten Bereich aufgestellt. Die Strahlungseigenschaften wirken sich auf das Verhältnis zwischen konvektivem und strahlendem Anteil des Wärmeübergangs aus. Bei niedrigen Emissionswerten dominiert die Konvektion den Wärmetransport. Mit der Erhöhung der Emission bleibt der konvektive Anteil unverändert. Die Strahlung nimmt jedoch deutlich zu. Bei einem Emissionsgrad von $\varepsilon = 0.229$ stehen die beiden Anteile im Gleichgewicht. Im weiteren Verlauf erhält die Strahlung das Gewicht. Die Ergebnisse der vollständigen Strahlungsberechnung werden mit einfachen analytischen Modellen verglichen. Es zeigt sich, dass die Berechnung des Strahlungstransports mittels des Modells von unendlich ausgedehnten Platten große Unterschiede verursachen kann. Die Ungenauigkeit hängt von dem Emissionsgrad der

Boxwände ab. Maximale Abweichungen werden bei hohen Emissionswerten festgestellt. Neben allgemeinen Aussagen zum Strömungs- und Temperaturverhalten ermittelt Mahaparta [43] einen interessanten Effekt. Die Strahlung sorgt für das Entstehen von Konvektion in den Eckbereichen und trägt damit zur Temperaturreduzierung bei.

Der Einfluss von äußeren Faktoren auf den Wärmetransport in einer geschlossenen Geometrie wird von Behnia [12] analysiert. In seiner Studie wird der Einfluss des äußeren konvektiven Wärmeübergangs und der Sonnenanstrahlung auf den gekoppelten Wärmetransport untersucht. Die maximalen Temperaturen werden bei rein strahlendem Wärmetransport durch Sonnenstrahlung erreicht, die minimalen Temperaturen dagegen bei rein konvektivem Wärmetransport im Inneren und bei äußerer Konvektion. Im kombinierten Fall stellt sich ungefähr der Mittelwert zwischen den Extremwerten ein. Leider kann man keine Information über die Lage des Temperaturmaximums aus dieser Analyse entnehmen.

In den oben erwähnten Publikationen werden verschiedene Einstellungen an Modellgrenzen gewählt, um die Interaktion zwischen der Oberflächenstrahlung und der Konvektion zu untersuchen. Einen anderen Aspekt stellt Sun [76] am Beispiel eines Kalorimetermodells vor, indem die eine lokale Wärmequelle in einem Gehäuse positioniert wird. Er untersucht die entstehende Strömung in Abhängigkeit von den Leistungen an der Quelle und in den verschiedenen Einbausituationen. Der Einfluss der Wärmestrahlung wird in dieser Studie allerdings nicht berücksichtigt.

Speziell im Bereich Lichttechnik findet man Studien zur Analyse des thermischen Verhaltens in Leuchtmitteln. Chang [16] und Shyy [69] untersuchen experimentell und numerisch die thermischen Vorgänge in Hochdruck-Quecksilberdampflampen. Die Strömungsvorgänge in einer 100 W Glühlampe mit Wolframwendel werden von Chang [17] mittels numerischen Simulationen betrachtet. Trotz der hohen Druckwerte innerhalb der Lampe bildet sich eine charakteristische thermische Auftriebströmung an der Wendel aus, deren Verhalten für verschiedene Einbaulagen numerisch und experimentell untersucht wird. In diesen Arbeiten wird der Strahlungstransport aber nicht berücksichtigt. Daher enthalten diese Ergebnisse wenig nützliche Informationen über das Temperaturfeld der Lampe.

Zum Wärmetransport in einem Scheinwerfer sind zahlreiche Publikationen zur Temperaturanalyse erschienen. Eine große Schwierigkeit stellt dabei der dominierende Einfluss der Wärmestrahlung im Wärmetransport dar und erfordert die Erfüllung von einigen Bedingungen (z.B. physikalische Modellierung der Wärmestrahlung, Komplexität der Berechnungsmodelle und Berechnungsaufwand) bei der numerischen Simulation.

Moore [47] untersucht den Wärmetransport mit Hilfe numerischer Simulation und stellt fest, dass die physikalische Modellierung der Wärmestrahlung von großer Bedeutung ist. Dafür ist die Berechnung der gerichteten und diffusen Reflexionskomponenten eine wichtige Voraussetzung. Weitere Publikationen präsentieren den Einsatz von stochastischen Verfahren wie dem Monte-Carlo-Verfahren [24] zur Strahlungsberechnung und die in den kommerziellen Programmen implementierten Strahlungsalgorithmen [19]. Szimmat [77] führt die Berechnung der Wärmestrahlung mit Hilfe eines eigenen Programms durch, das auf der Finite-Element-Methode basiert. Nolte [49] schlägt eine Berechnungsmethode vor, in der die Kopplung zwischen einem kommerziellen Strömungssimulationsprogramm und einem lichttechnischen Programm realisiert wird.

Neben der numerischen Simulation werden auch verschiedene Messtechniken für die Ana-

lyse des Wärmetransports in einem Scheinwerfer eingesetzt. Diese Methoden nutzen die optische Zugänglichkeit zum Inneren eines Scheinwerfers und ermöglichen die Bestimmung des Strömungsfeldes über die transparente Scheibe eines Scheinwerfers. Zu diesem Zweck hat sich die PIV-Messmethode (Particle Image Velocemetry) bewährt. So zeigt Shiozawa [68] eine Arbeitsweise zur Bestimmung des Strömungsfeldes in der Nähe der Scheibe. Aufgrund der starken Scheibenkrümmung wird das Strömungsfeld separat in kleinen Fenstern aufgenommen und anschließend das zweidimensionale Gesamtfeld entlang der Scheibe rekonstruiert. Zur kompletten Analyse des Strömungsfeldes wird die LDA-Messmethode (Laser Doppler Anemometrie) von Sousa [74] durchgeführt und das vollständige 3D-Strömungsfeld innerhalb des geschlossenen Scheinwerfermodells punkteweise bestimmt. Aus dieser Arbeit kann die Konvektion oberhalb der Lampe analysiert werden. Diese Messaufgabe setzt allerdings einen erheblichen Arbeitsaufwand voraus.

Die oben beschriebenen Arbeiten zeigen, dass der gekoppelte Wärmetransport in zweidimensionalen Geometrien ausführlich untersucht wurde. Numerische Ergebnisse deuten darauf hin, dass der gekoppelte Wärmetransport von vielen unabhängigen Faktoren wie Oberflächeneigenschaften, Temperaturverhältnissen, konvektiven Kennzahlen, Lage von Wärmequellen oder Modelltopologie abhängig ist. Die Möglichkeiten der analytischen Modellierung in solchen Geometrien sind weitgehend erschöpft. Genaue numerische Lösungen sind daher erforderlich. Die bisherigen Untersuchungen beschränken sich auf ein relativ einfaches numerisches Modell der Wärmestrahlung, in dem nur die diffuse Komponente berücksichtigt, die gerichtete Strahlung aber vernachlässigt wird.

Die bereits erschienenen Publikationen zum Wärmetransport in den realen Scheinwerfern zeigen, dass die gerichtete Komponente der Wärmestrahlung von großer Bedeutung ist. Bis jetzt wird der Wärmetransport aber nur an Teilaspekten wie Temperaturen an der Lampe untersucht. Die Ergebnisse liefern so nur beschränkte Information über strömungsmechanische Phänomene in einem Scheinwerfer.

1.3 Zielsetzung und Übersicht über die Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die systematische Untersuchung des gekoppelten Wärmetransports durch freie Konvektion, Wärmeleitung und diffuse und gerichtete Wärmestrahlung. Zu diesem Zweck werden verschiedene Scheinwerfermodelle entworfen, um die einzelnen Effekte des Wärmetransports numerisch und experimentell zu analysieren und die Zusammenhänge zwischen charakteristischen Größen aufzustellen. Besonderes Interesse gilt dabei der Analyse des Entstehens von Hot Spots an der Scheibe (siehe Abbildung 1.2). Hierzu wird die Wirkung der Einflussgrößen auf die geometrische Lage und das Temperaturniveau des Hot Spots untersucht. Die erworbenen Kenntnisse werden an einem realen Scheinwerfer angewandt und auf ihre Gültigkeit geprüft.

Zur Bearbeitung dieser Problemstellung gliedert sich die Arbeit wie folgt: In Kapitel 2 werden die Grundlagen des gekoppelten Wärmetransports vorgestellt und mathematische Methoden zur Berechnung der Wärmestrahlung besprochen. Anschließend wird der gekoppelte Wärmetransport in einem zweidimensionalen Modell in einer Parameterstudie untersucht. Kapitel 3 befasst sich mit dem experimentellen Teil der Untersuchungen. In Abschnitt 3.1 wird die freie Konvektion oberhalb der Lampe mit Hilfe eines PIV-

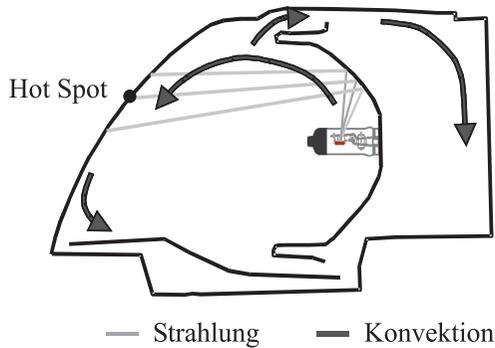


Abbildung 1.2: Physikalisches Modell eines Scheinwerfers

Messverfahren diskutiert. Später wird in diesem Abschnitt das Strömungsverhalten in der Nähe des Hot Spots näher erläutert. Die Veränderung der Lage des Hot Spots und dessen Temperaturniveau bei verschiedenen Druckverhältnissen wird im Abschnitt 3.2 gezeigt. Anschließend wird ein neuartiges berührungsloses Messverfahren zur Bestimmung der Innentemperaturverteilungen mit Hilfe von Flüssigkristallen und der Leuchtdichtemesskamera (Abschnitt 3.3) präsentiert. In Kapitel 4 werden die Erkenntnisse auf einen realen Scheinwerfer eines *Audi A2* angewandt. Es wird ein selbstentwickeltes Programm (*Ray Tracer*) vorgestellt, das die fehlenden gerichteten Komponenten der Wärmestrahlung berechnet. Kapitel 5 fasst die erzielten Ergebnisse zusammen und gibt einen kurzen Ausblick auf weitere Arbeiten.

2 Theoretische und numerische Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Ausführungen zum gekoppelten Wärmetransport erläutert. Zuerst werden dimensionslose Kennzahlen eingeführt, die zur Charakterisierung des Wärmetransports erforderlich sind. Diese werden spezifisch für einen Scheinwerfer definiert. Aus der Analyse der Kennzahlen werden die Vorgaben für die numerische Modellierung abgeleitet. Anschließend werden die Grundmechanismen des Wärmetransports in einem Scheinwerfer an 2D- und 3D-Modellen mit Hilfe numerischer Simulationen untersucht.

2.1 Grundlagen der Thermofluiddynamik

2.1.1 Dimensionslose Parameter

Typischerweise erfolgt die Analyse von Wärmetransportproblemen mit Hilfe von dimensionslosen Parametern. Diese Parameter ermöglichen, unterschiedliche Untersuchungen mittels Ähnlichkeitsanalyse miteinander zu vergleichen. Im Folgenden werden daher die charakteristischen Kennzahlen eingeführt und erläutert.

Die Stoffeigenschaften des Arbeitsmediums beschreibt die Prandtl-Zahl Pr . Sie ist das Verhältnis von Impulsdiffusion zu Temperaturdiffusion des Fluids. Sie ist wie folgt definiert:

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}, \quad (2.1)$$

wobei ν - kinematische Viskosität, [m^2/s] und κ - Temperaturleitfähigkeit, [m^2/s] gilt. Hierbei setzt sich die Temperaturleitfähigkeit κ aus drei Stoffparametern zusammen ($\kappa = \lambda / \rho_f c_p$).

Zur Charakterisierung der freien Konvektionsströmung dient die Grashof-Zahl Gr , die ein Verhältnis von konvektionsanfachender Auftriebskraft zur konvektionshemmenden Reibungskraft darstellt:

$$Gr_t = \frac{g \cdot \beta \cdot (T_w - T_\infty) \cdot L_c^3}{\nu^2}, \quad (2.2)$$

wobei g - Erdbeschleunigung, ($g = 9,81 m/s^2$); β - thermische Volumenausdehnung [$1/K$]; L_c - charakteristische Länge, [m], T_w - Wandtemperatur, [K] und T_∞ - Umgebungstemperatur, [K] gilt. Wird an der Wand eine Wärmestromdichte vorgegeben, wird Gr auf andere Weise definiert:

$$Gr_q = \frac{g \cdot \beta \cdot \dot{q}_w \cdot L_c^4}{\lambda \nu^2}. \quad (2.3)$$

Durch Multiplikation der beiden Kennzahlen Pr und Gr ergibt sich ein neuer Parameter, die Rayleigh-Zahl Ra :

$$Ra = Gr \cdot Pr. \quad (2.4)$$

Für Rayleigh-Zahlen $Ra < 10^8$ liegt eine laminare Auftriebsströmung vor. Der Bereich $Ra > 10^{10}$ entspricht einer turbulenten Strömung. Im Bereich $10^8 \div 10^{10}$ findet ein laminar/turbulenter Umschlag statt [48].

Üblicherweise erfolgt eine Variation der Ra -Zahl über die Änderung der Temperaturdifferenz $T_w - T_\infty$ bzw. der Wandwärmestromdichte \dot{q}_w . Eine andere interessante Möglichkeit ist die Variation von Ra durch die Änderung des Drucks [38]. Mittels der idealen Gasgleichung $p/\rho_f = R_s T$ und der Relation $\beta = 1/T$ kann Ra folgendermaßen definiert werden:

$$Ra = \frac{g \cdot \dot{Q}_l \cdot L_c^4 \cdot c_p \cdot p^2}{\lambda^2 \cdot \mu \cdot R_s^2 \cdot T_f^3 \cdot A}, \quad (2.5)$$

wobei \dot{Q}_l - Wärmestrom an der Lampe, R_s - absolute Gaskonstante, ($R_s = 8,315$ J/K mol), T_f - Umgebungstemperatur in einem Scheinwerfer, (K) und μ - dynamische Viskosität, A - charakteristische Fläche, L_c - charakteristische Länge gilt.

Das Verhalten der Stoffeigenschaften wird anhand der Daten aus der Literatur und der Ausführungen der kinetischen Gastheorie analysiert und die Abhängigkeit von der Temperatur und dem Druck ausgewertet. Diese Analyse zeigt, dass die Wärmeleitfähigkeit λ vom Druck unabhängig ist (siehe Anhang A.1.). Die weiteren Stoffgrößen wie Viskosität ν und spezifische Wärmekapazität c_p weisen nur geringe Abhängigkeiten vom Druck auf und können als nahezu druck- und temperaturunabhängig in einem Bereich zwischen 1000 mbar bis 0,1 mbar angenommen werden. Es gilt dann die Relation:

$$Ra \sim p^2. \quad (2.6)$$

Dieser Zusammenhang wird im experimentellen Teil der Arbeit genutzt.

Der Wärmeübergang wird mit Hilfe des dimensionslosen Parameters Nusselt-Zahl Nu beschrieben. Er ist wie folgt definiert:

$$Nu = \frac{\dot{Q}_{gesamt}}{\dot{Q}_{wl}}, \quad (2.7)$$

wobei \dot{Q} - Gesamtwärmestrom an der Wand und \dot{Q}_{wl} - Wärmestrom durch reine Wärmeleitung darstellt. Findet der Wärmetransport ausschließlich durch Wärmeleitung statt, nimmt die Nu -Zahl den Wert 1 an. Mittels des konvektiven Ansatzes $\dot{Q}_{gesamt} = hA\Delta T$ und des Fourischen Gesetzes der Wärmeleitung $\dot{Q}_{wl} = \lambda A\Delta T/L_c$ ergibt sich die folgende Darstellung:

$$Nu = \frac{hL_c}{\lambda}, \quad (2.8)$$

Hierbei sind h - Wärmeübergangskoeffizient (W/m^2K) und λ - Wärmeleitfähigkeit des Fluids.

Für den gekoppelten Wärmetransport, in dem Konvektion und Strahlung auftreten, wird die Nu -Zahl wie folgt definiert [8]:

$$Nu = Nu_{konv} + N_{rc} \cdot Nu_{str}, \quad (2.9)$$

wobei Nu_{konv} - konvektiver Anteil des Wärmeüberganges; Nu_{str} - strahlender Anteil des Wärmeübergangs gilt.

Weiterhin gilt

$$Nu_{konv} = \frac{\partial \theta}{\partial y} |_w, \quad (2.10)$$

und

$$Nu_{str} = \frac{\dot{q}'_{str}}{\dot{q}'_{wl}}, \quad (2.11)$$

wobei θ - dimensionslose Temperatur, \dot{q}'_{str} - der strahlende Anteil des Wärmestroms in den dimensionslosen Größen (siehe Abschnitt 2.3) und \dot{q}'_{wl} - der dimensionslose Wärmestrom im Fall reiner Wärmeleitung gilt.

Der Parameter N_{rc} wird als Interaktionsparameter der Strahlung und Wärmeleitung bezeichnet. Es gilt

$$N_{rc} = \frac{\sigma \cdot L_c \cdot T_h^4}{\lambda \cdot (T_h - T_k)}. \quad (2.12)$$

Ab $N_{rc} > 10$ bekommt die Strahlung ein hohes Gewicht im Wärmetransport [36].

Wird an der Wand der Wärmestrom vorgegeben, stößt die praktische Anwendung der Gleichung 2.7 aufgrund von Mehrdeutigkeiten der Bezugsgrößen auf Schwierigkeiten. So hat Karcher [35] vorgeschlagen, die Nu -Zahl aus dem Verhältnis der Temperaturdifferenzen ($\Delta T = T_h - T_k$) zu bestimmen, die sich bei reiner Wärmeleitung (ΔT^{wl}) und beim konvektiven Transport (ΔT^{konv}) einstellen. Dabei wird ΔT^{wl} numerisch bestimmt. Anhand dieses Ansatzes kann die Nu -Zahl für die vorliegenden numerischen Untersuchungen wie folgt definiert werden:

$$Nu = \frac{\Delta T^{wl}}{\Delta T^{konv}} = \frac{T_h^{wl} - T_k^{wl}}{T_h^{konv} - T_k^{konv}}. \quad (2.13)$$

wobei T^{wl} - Temperaturen durch reine Wärmeleitung und T^{konv} - numerisch bestimmte Temperatur darstellen.

Zur Analyse der geometrischen Größen wird das geometrische Verhältnis Γ verwendet. Es ist wie folgt definiert:

$$\Gamma = \frac{L}{H}, \quad (2.14)$$

wobei H - Modellhöhe und L - Modelllänge gilt.

Der Strahlungstransport wird durch die Materialeigenschaften bestimmt. Sie werden im allgemeinen Fall über die drei Parameter Absorptions-, Reflexions- und Transmissionsgrad beschrieben, die wie folgt definiert sind:

$$\alpha = \frac{\dot{q}_{abs}}{\dot{q}_{str}}, \quad (2.15)$$

$$\rho = \frac{\dot{q}_{refl}}{\dot{q}_{str}}, \quad (2.16)$$

$$\tau = \frac{\dot{q}_{trans}}{\dot{q}_{str}}, \quad (2.17)$$

Dabei gilt \dot{q}_{abs} , \dot{q}_{refl} , \dot{q}_{trans} - der vom Material absorbierte, reflektierte und durchgehende Anteil der Strahlungswärmeströme, \dot{q}_{str} - der Gesamtstrahlungswärmestrom. Das Verhältnis zwischen den Materialeigenschaften wird über das Gleichgewicht zwischen allen Strahlungsanteilen definiert und daraus folgt:

$$\alpha + \rho + \tau = 1, \quad (2.18)$$

Körper, welche die Eigenschaft aufweisen, die auf ihm einfallende Strahlung vollständig zu absorbieren und diese in die innere Energie umwandeln, werden als Schwarze Strahler bezeichnet. Das Verhalten des Schwarzen Strahlers wird mittels des Planckschen Gesetzes beschrieben (vgl. Gleichung 2.31). Da die Gesetze des Schwarzen Strahlers nur auf wenige ideale Materialien zutreffen, wird die Emissivität ε definiert:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_b}, \quad (2.19)$$

wobei E - Emission eines Materials und E_b - Emission des Schwarzen Strahlers gilt. Laut Kirchhoff-Gesetz gilt eine Beziehung gemäß $\varepsilon = \alpha$ zwischen Absorptions- und Emissionsgrad [46].

Zum Charakterisieren der Interaktion zwischen Fluid und Wand wird ein neuer Parameter R_λ eingeführt und als Wärmeleitungsverhältnis bezeichnet:

$$R_\lambda = \frac{\lambda_f}{\lambda_w}, \quad (2.20)$$

wobei λ_f und λ_w - Wärmeleitfähigkeit des Fluids und der Wand gilt. Für hohe Werte R_λ kann die Wärmeleitung in der Wand für einen gekoppelten Wärmetransport vernachlässigt werden [40].

In einem allgemeinen Fall hängt der dimensionslose Wärmeübergang Nu -Zahl von allen diesen Parametern ab. Es ergibt sich folglich ein funktionaler Zusammenhang der Form:

$$Nu = f(Ra, Pr, \Gamma, N_{rc}, R_\lambda, \varepsilon, \rho, \tau). \quad (2.21)$$

Ziel der Untersuchungen ist, den Wärmeübergang bei Variation der Kontrollparameter zu bestimmen. Dies bedeutet, den funktionalen Zusammenhang gemäß Gleichung 2.21 zu bestimmen.

2.1.2 Dimensionslose Parameter für einen Scheinwerfer

Der prinzipielle Aufbau eines Scheinwerfers wird in Abbildung 2.1 gezeigt. Der Scheinwerfer besteht aus der Lampe, einem gekrümmten Reflektor und einer senkrechten Scheibe. Die der Lampe zugeführte elektrische Leistung P_{el} führt zu deren Aufheizung an der Oberfläche auf das Temperaturniveau T_h . Nach Herstellerangaben liegt die maximale zulässige Betriebstemperatur der Glasoberfläche bei $600\text{ }^\circ\text{C}$ [50]. Die an der Lampenoberfläche erzeugte Wärme wird durch Strahlung und durch Konvektion der eingeschlossenen

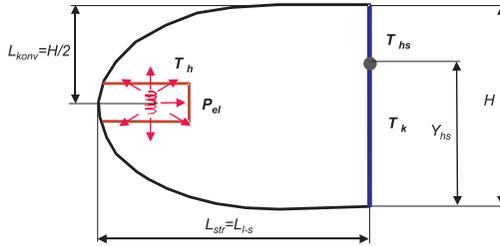


Abbildung 2.1: Schematische Abbildung des realen Scheinwerfermodells
 rot: Lampe, schwarz: Reflektor mit Gehäuse; blau - Abschluss Scheibe

Größe	Typischer Wert
T_h, K	873
Pr	0,71
$L_{konv} = H/2, m$	0,08
Γ	0,88
$Ra_t = Gr_t \times Pr$	9×10^6
N_{rc}	250
$L_{str} = L_{l-s}, m$	0,14

Tabelle 2.1: Typische Werte für den Wärmetransport in einem Scheinwerfer

Luft ($Pr = 0,7$) verteilt. Als Ergebnis stellt sich ein Temperaturfeld T_k an der Scheibe ein. Von besonderer Bedeutung sind hierbei die maximale Oberflächentemperatur θ_{hs} und die geometrische Lage Y_{hs} dieses sog. Hot Spots, siehe Abbildung 2.1.

Zur Analyse der geometrischen Größen des Modells werden zwei charakteristische Längen eingeführt. Die erste ist der horizontale Abstand zwischen Lampe und Scheibe L_{l-s} , welche auf den Strahlungsaustausch wirkt. Je kürzer der Abstand $L_{str} = L_{l-s}$ ist, desto mehr Strahlungsanteile der Lampe werden die Scheibe erreichen. Die zweite charakteristische Länge ist der vertikale Abstand zwischen der optischen Achse der Lampe und dem oberen Rand des Reflektors. Diese Länge ist charakteristisch für den konvektiven Transport. Sie entspricht der Hälfte der Modellhöhe, d.h. $L_{konv} = H/2$. Auf dieser Länge wirkt der thermische Auftrieb. Das Verhältnis zwischen der Modellhöhe und der Modelllänge wird als Aspektverhältnis $\Gamma = H/L$ bezeichnet. Die typischen Werte für einen Scheinwerfer sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die Ra -Zahl bezieht sich auf die konvektiven Abmaße und die auftretenden Temperaturunterschiede (vgl. Gleichung 2.2). Der berechnete Wert von 9×10^6 entspricht einer laminaren Konvektionsströmung. Der nach Gleichung 2.12 ermittelte Wert von $N_{rc} = 250$ deutet jedoch auf einen dominierenden Einfluss der Wärmestrahlung hin. Zusätzlich müssen die Strahlungseigenschaften in Betracht gezogen werden. Da ein Scheinwerfer aus mehreren Bauteilen mit unterschiedlichen

Oberflächeneigenschaften besteht, müssen die Strahlungseigenschaften für sämtliche für den Strahlungstransport relevanten Bauteile definiert werden. Das sind Lampe, Reflektor und Scheibe.

2.1.3 Zusammensetzung dimensionsloser Parameter

Wie bereits im Abschnitt 2.1.1 erläutert, wird der gekoppelte Wärmetransport von mehreren Kontrollparametern bestimmt. Das sind sowohl konvektive wie Ra -Zahl, Pr und Γ als auch strahlende wie Interaktionsparameter N_{rc} und Strahlungseigenschaften wie ε , ρ und τ . Da diese Parameter voneinander unabhängig sind, ist die Bestimmung des Wärmeübergangs in allgemeiner Form auf Grund der Mehrzahl der durchzuführenden Rechnungen nicht möglich. Wir beschränken uns deshalb auf eine paarweise Ermittlung der Korrelationen. Aus Vielzahl der Variationen wird die Kombination des Interaktionsparameters N_{rc} und der Ra -Zahl in dieser Arbeit genauer analysiert, d.h. $Nu = f(Ra, N_{rc})$.

In Abbildung 2.2¹ ist eine Übersicht über bereits durchgeführte Untersuchungen dargestellt. Die Vorarbeiten beschäftigen sich mit einem breiten Bereich der Ra -Zahl. Allerdings werden nur niedrige Werte von N_{rc} systematisch abgedeckt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung des gekoppelten Wärmetransports in einem laminaren Strömungsbereich bei mittleren bis hohen Werten von N_{rc} . Dieser Bereich wurde bisher in der Literatur nicht ausreichend erfasst.

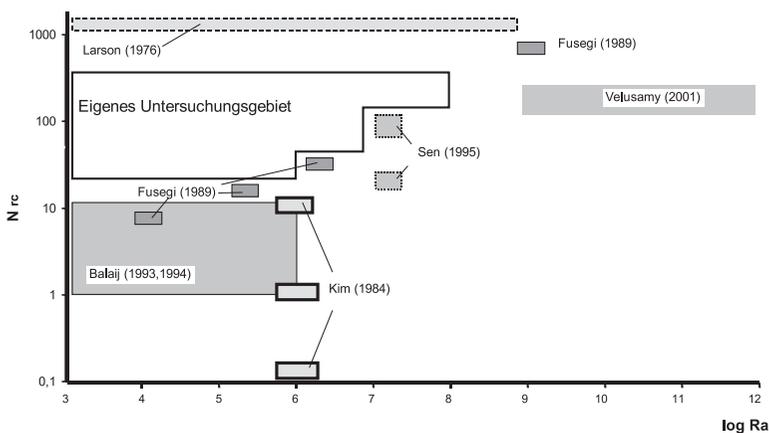


Abbildung 2.2: Skizzierte Zuordnung des eigenen Untersuchungsgebiets zu anderen Studien von Balajij [9],[8],[10], Kim [36], Larson [39], Sen [61], Fusegi [26], Velusamy [80]

¹Die Bestimmung von N_{rc} ist wegen fehlenden Daten zu Q_{str} und T_h in der Studie von Velusamy nicht möglich. Der N_{rc} Wert wird geschätzt.

2.2 Numerische Strömungssimulation

Die mathematische Beschreibung des Wärmetransportproblems wird in einer vereinfachten Modellgeometrie erläutert (siehe Abbildung 2.3). Das Modell ist eine rechteckige geschlossene zweidimensionale Box, deren vertikale Wände mit einer konstanten Temperatur beaufschlagt werden. An den horizontalen Wänden wird ein konstanter Wärmestrom definiert, der sich aufgrund der Strahlungseigenschaften einstellt. Hier taucht die erste Besonderheit des gekoppelten Wärmetransports auf. Während horizontale Wände beim rein konvektiven Wärmetransport als meist adiabat, d.h. thermisch isoliert betrachtet werden, herrscht im vorliegenden Fall dort ein Gleichgewicht zwischen dem konvektiven und dem strahlenden Anteil des Wärmestroms. Die in der Box eingeschlossene Luft befindet sich unter dem Einfluss der Erdgravitation, die in der Y -Richtung ausgerichtet ist. Zudem werden die Strahlungseigenschaften jeder Wand definiert und der Emissions- und der Reflexionsgrad vorgegeben.

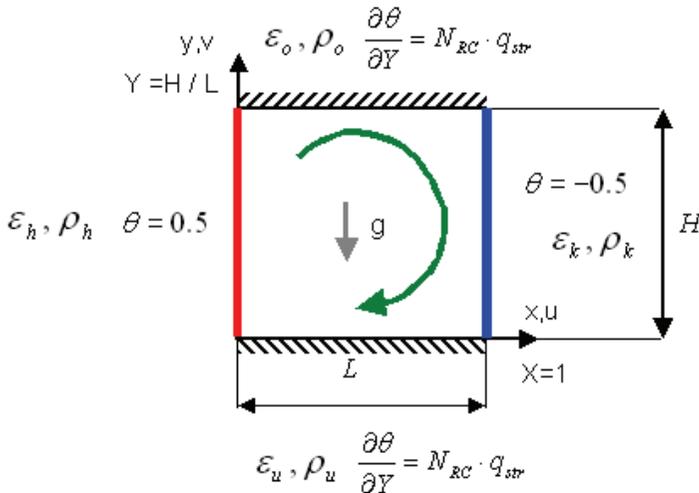


Abbildung 2.3: Schematische Abbildung der Modellgeometrie

Die mathematische Definition dieser Problemstellung kann mit der Annahme einer stationären inkompressiblen laminaren Strömung mit Hilfe des folgenden Gleichungssystems beschrieben werden [48]:

- Kontinuitäts-Gleichung:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (2.22)$$

- Impulsgleichung:

$$\rho_o \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (2.23)$$

$$\rho_o \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - \rho_f g, \quad (2.24)$$

- Energiegleichung:

$$\rho_o c_p u \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_o c_p v \frac{\partial T}{\partial y} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (2.25)$$

In obigen Gleichungen wird die Temperaturabhängigkeit der Fluidichte ρ_f nur im Auftriebsterm gemäß der idealen Gasgleichung $p/\rho_f = RT$ berücksichtigt. Ansonsten wird mit dem konstanten Wert ρ_o gerechnet. Die Wärmestrahlung wird in einer zusätzlichen Gleichung berechnet, die sich aus der Energiebilanz zwischen einkommender und auskommender Strahlung zusammensetzt (siehe Abschnitt 2.3). Daraus werden die Temperaturen an den Oberflächen bestimmt und über die Energiegleichung mit dem Strömungsfeld gekoppelt. Zur Berechnung der Wärmestrahlung müssen die Oberflächeneigenschaften an allen Boxwänden definiert werden. Diese sind ε_h , ε_k , ε_o und ε_u entsprechend für die heiße (links), kalte (rechts), "adiabate" obere und "adiabate" untere Wand.

Für dieses Modell gelten die folgenden Randbedingungen:

$$x = 0, L : \quad u = v = 0; \quad T(0) = T_h; \quad T(L) = T_k;$$

$$y = 0, H : \quad u = v = 0; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}_w = \dot{q}_{str},$$

Durch die Einführung der Skalierungen

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{L}; \quad Y = \frac{y}{H}; \quad U = \frac{u}{\kappa/L}; \quad V = \frac{v}{\Gamma \kappa/L}; \quad \theta = \frac{T - T_m}{T_h - T_k}; \\ T_m &= \frac{T_h + T_k}{2}; \quad P = \frac{p}{\rho_f \Gamma^2 (\kappa/L)^2}; \quad \dot{q}'_{str} = \dot{q}_{str} / \sigma T_h^4, \end{aligned} \quad (2.26)$$

werden die Gleichungen in eine dimensionslose Form umgeschrieben:

- Kontinuitäts-Gleichung:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = 0, \quad (2.27)$$

- Impulsgleichung:

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = -\Gamma^2 \frac{\partial P}{\partial X} + Pr \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{1}{\Gamma^2} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right), \quad (2.28)$$

$$U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{1}{\Gamma^2} \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + \frac{1}{\Gamma} Pr Ra \theta, \quad (2.29)$$

- Energiegleichung:

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{1}{\Gamma^2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2}, \quad (2.30)$$

An den Boxwänden gilt:

$$X = 0, 1 : U = V = 0; \theta(0) = 0, 5; \theta(1) = -0, 5;$$

$$Y = 0, 1 : U = V = 0; \frac{\partial \theta}{\partial Y} = q'_{str} N_{rc};$$

Hiermit ist die Problemstellung der Wärmeübertragung auf ein dimensionsloses System von Differentialgleichungen mit Größen beschrieben und als Funktion mit den Parametern Ra , Pr , Γ und N_{rc} zurückgeführt. Eine Lösung dieses Gleichungssystems wird iterativ für die diskretisierte Geometrie (sog. Berechnungsnetz oder -gitter) mit Hilfe von numerischen Methoden (z.B. Finite-Volumen-Methode) gesucht. Ausführliche Informationen über die numerischen Techniken sind Lehrbüchern über die numerische Strömungssimulation [52] zu entnehmen. Im Weiteren wird sich auf die mit der standardisierten numerischen Methode erzielten Ergebnisse konzentriert.

Wie bereits im Abschnitt 2.1.1 erwähnt, besitzt die Wärmestrahlung ein hohes Gewicht beim Wärmetransport. Deswegen wird im Folgenden ein Überblick über die Grundlagen der Wärmestrahlung zum Verständnis der Arbeit gegeben.

2.3 Grundlagen der Wärmestrahlung

Jeder Körper besitzt die Fähigkeit, aufgrund seiner Temperatur seine Energie abzustrahlen. Diese Wärmestrahlung ist proportional zur vierten Potenz der Körpertemperatur. Man unterscheidet zwischen folgenden Arten von strahlenden Körpern: Schwarze Strahler, Graue Strahler, nicht graue Strahler und halbtransparente Strahler. Die Grundzüge von Strahlungsgesetzen werden im folgenden Abschnitt erläutert. Die ausführliche Information kann aus Literatur [30], [70], [71], [46] entnommen werden. In dieser Arbeit wird sich auf die Betrachtung von passiver Strahlung für die Luft beschränkt. Es wird der Strahlungstransport zwischen Oberflächen sowie die Strahlungsabschwächung durch Transmission für halbtransparente Materialien untersucht.

Schwarzer Strahler Der Begriff Schwarzer Strahler spielt eine zentrale Rolle in der Strahlungsmodellierung. Trotz der Tatsache, dass Schwarze Strahler in der Natur nicht existieren, können die Gesetze und Zusammenhänge für einen Schwarzen Strahler auch für die anderen Strahlerarten angewandt werden.

Die Strahlung stellt eine elektromagnetische Welle dar, die beim Auftreffen auf einen Körper in innere Energie umgewandelt wird. Die Besonderheit des Schwarzen Strahlers liegt darin, dass er auftreffende Energie komplett absorbiert und in innere Energie umwandelt. Diese Energie wird dann wiederum in einem kontinuierlichen Spektrum emittiert (siehe Abbildung 2.4).

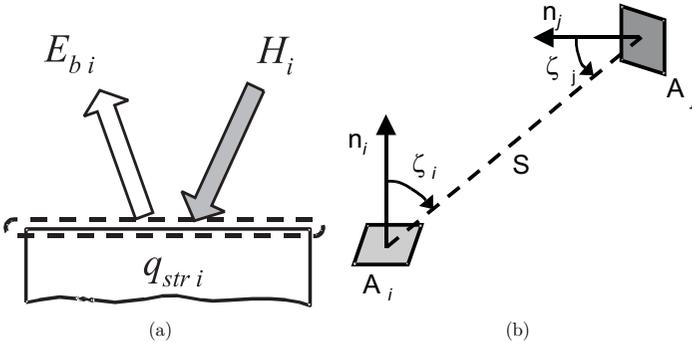


Abbildung 2.4: Strahlungstransport beim Schwarzen Strahler (nach [46]).
a) Energiebilanz; b) Sichtfaktor zwischen dem Element i und j

Die mathematische Beschreibung dieses Verhaltens erfolgt durch das Plancksche Gesetz [46]:

$$E_{\lambda_{str},b}(\lambda_{str}, T) = \pi I_{\lambda_{str},b}(\lambda_{str}, T) = \frac{C_1}{\lambda_{str}^5 [exp(C_2/\lambda_{str}T) - 1]}, \quad (2.31)$$

wobei I_b - Strahlungsintensität des Schwarzen Strahlers, C_1 - erste Strahlungskonstante ($C_1 = 2\pi h c_o^2 = 3,742 \times 10^8 \text{ W}\mu\text{m}^4/\text{m}^2$) und C_2 - zweite Strahlungskonstante ($C_2 = h c_o/k = 1,439 \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K}$), h - universelle Planckkonstante ($h = 6,6256 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$), k - universelle Boltzmannkonstante ($k = 1,3805 \times 10^{-23} \text{ J/K}$), c_o - Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, ($c_o = 2,998 \times 10^8 \text{ m/s}$), T - absolute Temperatur des Schwarzen Strahlers (K) gilt.

Dieses Gesetz zeigt, wie viel Strahlungsleistung pro Wellenlängenbereich λ_{str} und pro Raumwinkel Ω in eine vorgegebene Richtung vom Schwarzen Strahler emittiert wird. Durch Integration der Planckschen Verteilung über die Wellenlänge λ_{str} ergibt sich fol-

gende Beziehung:

$$E_b = \int_0^{\infty} \frac{C_1}{\lambda_{str}^5 [\exp(C_2/\lambda_{str}T) - 1]} d\lambda_{str} = \sigma T^4. \quad (2.32)$$

Hierbei gilt σ - Stefan-Boltzmann Konstante, die nur von C_1 und C_2 abhängig ist ($\sigma = 5,67 \times 10^{-8} W/m^2K^4$). Die Strahlungsintensität des Schwarzen Strahlers ist nur von seiner Temperatur abhängig.

Wie bereits erwähnt, nimmt der Schwarze Strahler die auftreffende Strahlung vollständig auf. Das Absorptionsvermögen des Schwarzen Strahlers kann über folgenden Zusammenhang beschrieben werden:

$$\varepsilon(T) = \alpha(T), \quad (2.33)$$

Dabei gilt α - monochromatische Absorptionskoeffizient des Körpers und ε - Emissionsgrad des Körpers. Diese Eigenschaft ist auch als Kirchhoff-Gesetz bekannt.

Der Wärmestrom eines Oberflächenelementes i kann durch folgenden Zusammenhang definiert werden:

$$\dot{Q}_{str}(i) = \dot{Q}_{aus} - \dot{Q}_{in} = E_b(i) - H(i), \quad (2.34)$$

wobei $E_b(i)$ - emittierende Strahlungsanteil, der nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz bestimmt wird; $H(i)$ - auf Oberflächenelement i ankommende Strahlungsenergie aus der Umgebung und als Bestrahlung (*irradiation*) bezeichnet wird.

Die Bestrahlung für den Schwarzen Strahler ist wie folgt definiert:

$$H(i) dA = \int_A E_b(i) dF_{dA_j-dA_i, dA_j}. \quad (2.35)$$

Dabei gilt F_{i-j} - geometrischer Faktor bei dem Energieaustausch zwischen Element i und j . Dieser Parameter wird in der Literatur als Sichtfaktor (*view factor*) bezeichnet und charakterisiert den Energieanteil, der aufgrund der geometrischen Orientierung der betrachteten Oberflächenelemente i und j zueinander transportiert werden kann (siehe Abbildung 2.4(b)).

Die Bestimmung des Sichtfaktors erfolgt nach folgender Gleichung:

$$F_{A_i-A_j} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos\zeta_i \cos\zeta_j}{\pi S^2} dA_i dA_j \quad (2.36)$$

wobei ζ_i und ζ_j - Winkel gegen Flächennormale der Elemente i und j ; S - die Entfernung zwischen den beiden Elementen gilt.

Die Bestimmung der Sichtfaktoren erfolgt auf unterschiedliche Art und Weise. Während analytische Gleichungen mit Hilfe der sog. Sichtfaktorenalgebra für eine einfache Konfiguration [30] verwendet werden können, kommen statistische Methoden wie z.B. die Monte-Carlo-Methode oder numerische Methoden wie z.B. Hemicube und Nusselt-Sphäre für komplizierte Konfigurationen zum Einsatz [46].

Grauer Strahler Der Schwarze Strahler ist ein idealer Strahler und besitzt ein maximales Absorptionsvermögen. Diese Annahme trifft aber auf die realen Materialien nicht zu. Hierfür wird der Begriff Grauer Strahler eingeführt.

Der Graue Strahler ist eine Annäherung an den Schwarzen Strahler. Das Modell beruht auf der Annahme, dass die Strahlungscharakteristik qualitativ gleich ist (Strahlungsspektrum ist gleich). Der Unterschied wird durch den Emissionsgrad ε bestimmt. So erreicht der Emissionsgrad das Maximum von $\varepsilon = 1$ für Schwarze Strahler.

Für den Grauen Strahler gilt der folgende Zusammenhang:

$$\varepsilon + \rho = 1. \tag{2.37}$$

Die Energiebilanz an einem Oberflächenelement erweist sich für Graue Strahler als wesentlich komplexer (siehe Abbildung 2.5(a)). Die antreffende Strahlung H_i wird teilweise absorbiert und über die Emission abgestrahlt. Der weitere Anteil wird über Reflexion weitergegeben.

Man unterscheidet zwischen diffuser und gerichteter Reflexion. Diffuse Reflexion bedeutet, dass die einfallende Strahlung gleichmäßig über einen Halbraumwinkel verteilt wird (richtungsunabhängig). Emittiert und reflektiert ein Körper seine Energie diffus, bezeichnet man dieses Verhalten als Lambertesches Strahlungsverhalten. Bei der gerichteten Reflexion wird die Strahlungsenergie unter der Bedingung "Einfallswinkel = Ausfallwinkel" weitergegeben (richtungsabhängig).

Im allgemeinen Fall gilt:

$$\rho = \rho^d + \rho^s, \tag{2.38}$$

wobei ρ^d und ρ^s - diffuse bzw. gerichtete Komponente des Reflexionsgrades gilt.

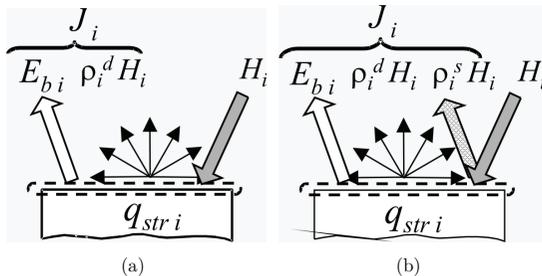


Abbildung 2.5: Strahlungstransport bei Grauen Strahlern (nach [46])

a) Energiebilanz für diffuse Strahlung; b) Energiebilanz für diffuse und gerichtete Strahlung

Daraus kann dann der Strahlungswärmestrom definiert werden:

$$\dot{Q}_{str}(i) = \dot{Q}_{aus} - \dot{Q}_{in} = \varepsilon(i) \sigma T^4(i) - \int_A J(i) dF_{dA_j-dA_i}. \quad (2.39)$$

Ändern sich die Stoffeigenschaften beispielsweise mit der Wellenlänge, muss die Strahlung für diskrete Bereiche berechnet und anschließend zusammengesetzt werden. Dieses Verhalten wird als Nicht-Grauer Strahler bezeichnet.

Halbtransparente Körper Die vorherigen Ausführungen zum Schwarzen und Grauen Strahler sind auf den Strahlungstransport in einem Halbraum beschränkt, indem die einfallende Strahlung in emittierende und reflektierende Energie umgewandelt wird.

Lässt der Körper einen bestimmten Anteil durch, wird der Strahlungstransport erneut komplexer. Diese Strahler werden als halbtransparent (*semitransparent*) bezeichnet. Ein typisches Beispiel ist Glas. Für diese Materialien ist die Betrachtung eines kompletten Raumwinkels erforderlich.

Im allgemeinen Fall setzt sich der Strahlungswärmestrom von einer Körperseite aus der einfallenden Energie $H(i)$ und der ausgehenden Energie $J(i)$, die einen neuen Term $\tau(i)\dot{q}_{oc}(i)$ enthält, zusammen. Auf der anderen Seite muss beim Strahlungstransport der durchgelassene Energieanteil $\tau(i)H(i)$ berücksichtigt werden (siehe Abbildung 2.6).

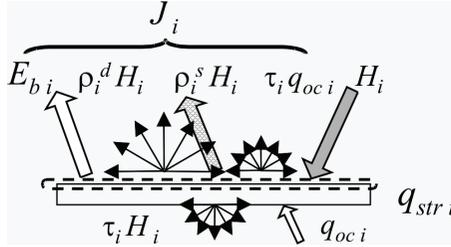


Abbildung 2.6: Strahlungstransport bei halbtransparenten Körpern (nach [46]).
Energiebilanz für diffuse und gerichtete Strahlung

In diesem Fall wird das Gleichgewicht zwischen den Strahlungsgrößen wie folgt definiert:

$$\alpha + \rho + \tau = 1, \quad (2.40)$$

wobei τ - Transmissionsgrad des Körpers gilt.

Der Strahlungswärmestrom nimmt folgende Form an:

$$\dot{Q}_{str}(i) = \dot{Q}_{aus} - \dot{Q}_{in} = (\varepsilon(i)\sigma T^4(i) + \tau \dot{q}_{oc} + \rho(i) H(i)) - H(i), \quad (2.41)$$

wobei \dot{q}_{oc} - Strahlungswärmestrom aus der Umgebung (z.B. Sonnenanstrahlung oder andere externe Wärmequellen).

Das Absorptionsverhalten von halbtransparenten Materialien ist kein konstanter Wert, sondern verändert sich mit der Wellenlänge (siehe Anhang A.4). Zwischen dem Transmissionsgrad τ und der Absorption wird ein Zusammenhang für parallele Platten wie folgt definiert [56]:

$$\tau = \exp(-aD). \quad (2.42)$$

Dabei stellen D - Materialdicke, [m] und a - Absorptionskoeffizient des Körpers (nicht gleich wie Absorption), [1/m] dar.

2.3.1 Stoffeigenschaften

Die physikalische Modellierung des Körpers hängt stark von seinen Stoffeigenschaften ab. Vor allem ist die Kenntnis der Strahlungsgrößen wie Emission, Reflexion und Transmission wichtig. Diese können analytisch und experimentell bestimmt werden. Die genaue Definition der Größen findet man in [71]. Die analytischen Methoden beruhen auf der Betrachtung der Strahlung als einer elektromagnetischen Welle, die für optisch glatte Materialien verwendet werden kann. Hierfür ist die Kenntnis des Brechungsindex n erforderlich, anhand dessen die Strahlungsgrößen bestimmt werden können. Der Brechungsindex hängt stark von der Wellenlänge ab. So variiert der Emissionsgrad von Aluminium in einem Bereich $0,01 \leq \varepsilon \leq 0,16$ [56]. Dieses Vorgehen kann sowohl für die Dielektrika als auch für Metalle verwendet werden. Aus der elektromagnetischen Theorie geht auch die Temperaturabhängigkeit der Strahlungsgrößen hervor. So variiert die Emission von Metallen mit $r^{0,5}$, wobei r der elektrische Widerstand des Materials ist. Die Analyse des Emissionsverhalten zeigt, dass der Emissionsgrad von Aluminium bis 25% variiert werden kann [56].

Die Bestimmung der Strahlungsgrößen in Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit kann nur durch Experimente erfolgen. Erste Messungen der Reflexionseigenschaften an hochreflektierenden Metallen wurden von Birkebak [13] und Torrance [79] durchgeführt. In der Arbeit von Makino [44] wird die Reflexionscharakteristik von Aluminium untersucht. Bei der Messung wird die Oberfläche unter einem bestimmten Winkel mit Hilfe eines Lasers beleuchtet und die räumliche Verteilung der reflektierten Energie mit einem Empfänger aufgenommen. Sie wird als BRDF-Charakteristik (bidirectional reflection distribution function) bezeichnet. Sie hängt stark von der Oberflächenbeschaffenheit und dem Einfallswinkel ab. Aus der Messung ist ersichtlich, dass der Reflexionsgrad weder rein diffus noch rein gerichteten Charakter hat. Die reale Reflexionscharakteristik ist eine Mischung zwischen beiden Effekten. Das Verhältnis der gerichteten Reflexionskomponente zur Gesamtreflexion variiert zwischen 0,32 und 0,6.

Zusammenfassend sind die Strahlungsgrößen von folgenden Parametern abhängig:

- Richtung
- Temperatur
- Wellenlänge

2.3.2 Numerische Methoden zur Berechnung der Strahlung

Zonen-Methode (Radiosity) Die klassische Methode zur Berechnung der Wärmestrahlung ist die Zonen-Methode. Zur Lösung wird die geschlossene Geometrie in diskrete Elemente aufgeteilt, für welche die gesuchten Größen (Temperatur oder Wärmestrom) bestimmt werden. Hierbei gelten folgende Einschränkungen [70]:

- Die Temperatur jedes Elementes ist konstant.
- Stoffeigenschaften wie Emission, Absorption und Reflexion sind von der Wellenlänge und Richtung unabhängig, so dass $\varepsilon(T) = \alpha(T) = 1 - \rho(T)$ gilt.
- Die gesamte Energie wird diffus emittiert und reflektiert.
- Sowohl einfallender als auch reflektierter Energiestrom sind gleichförmig über die Fläche verteilt (siehe Abbildung 2.5(a)).

Oberflächen, welche die oben genannten Bedingungen erfüllen, werden als Lambertscher Strahler bezeichnet. Für jedes Oberflächenelement i kann eine Wärmebilanz über alle einstrahlenden Elemente aufgestellt werden. Die Addition ergibt unter Verwendung der Sichtfaktoren die Bilanz [70]:

$$\dot{Q}_{str}(i) = J(i) - \rho(i) \sum_{j=1}^N \int_{A_j} J_j dF_{di-dj} \quad (2.43)$$

Die Hauptschwierigkeit bei der numerischen Berechnung dieser Gleichung stellt der benötigte Speicherbedarf dar. Er wächst mit der Anzahl der verwendeten Oberflächenelemente proportional (N^2). Das führt dazu, dass die Genauigkeit des mathematischen Modells auf 26.000 Elemente (dies ergibt einen Speicherplatzbedarf von ca. 2,3 Gb) beschränkt ist und die komplexe Geometrie Scheinwerfer nur grob abbilden werden kann [66]. Die Sichtfaktoren werden paarweise bestimmt. Das ist auch ein Nachteil dieser Methode. Zudem kann die Strahlungsberechnung für komplexe Scheinwerfergeometrie mit verdeckten Elementen mittels Zonen-Methode sehr aufwändig gestalten.

DTRM-Methode Für komplexe Geometrien wird die DTRM-Methode (*diskrete transfer radiation method*) von Lockwood [42] vorgeschlagen, die eine effektive Ermittlung der Sichtbarkeit ermöglicht. Diese Methode wurde ursprünglich für die Berechnung des Strahlungstransportes in Heizöfen entwickelt und als eine Verbesserung der Zonen-Methode angedacht.

Der Algorithmus stellt eine Kombination der Zonen-Methode und der Monte-Carlo Methode dar und ermittelt ressourcenschonend die Sichtbarkeit zwischen den Oberflächenelementen mit Hilfe der Strahlverfolgung. Im Gegensatz zur klassischen Monte-Carlo-Methode [46] werden die Strahlen (sog. *Beam*) nicht nach einem Zufallsprinzip definiert, sondern gleichmäßig über einen Raumwinkel Ω verteilt.

In der Berechnung wird die Energie jedes Oberflächenelementes über einen Halbraumwinkel homogen verschickt und für alle sichtbaren Elemente ermittelt. Abbildung 2.7(a) zeigt eine schematische Abbildung des Funktionsprinzips der DTRM-Methode.

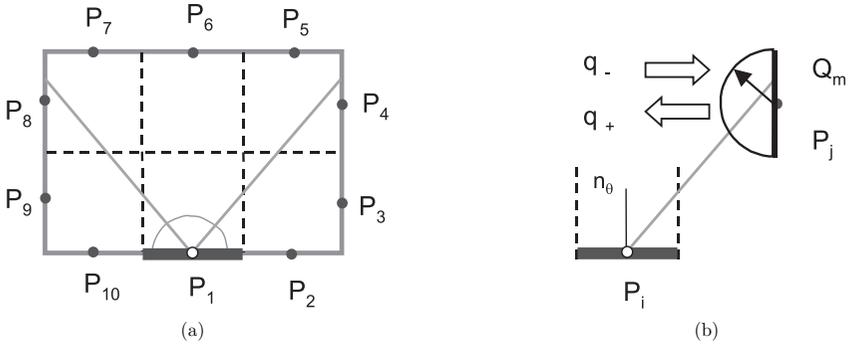


Abbildung 2.7: Funktionsprinzip der DTRM-Methode. Die Abbildung a) zeigt eine Seitenansicht auf die Modellgeometrie aus 10 Volumenelementen. Aus dem Zentrum jedes Elementes werden die Beams wegschickt und die Sichtbarkeit zwischen den Oberflächenelementen - Punkt Q_m ermittelt. Die Abbildung zeigt den Strahlungsaustausch zwischen zwei Oberflächenelementen i und j . (Abbildung nach [42])

Die 3D-Modellgeometrie wird in 10 Volumenelemente aufgeteilt. Dies entspricht 22 Oberflächenelementen. Aus dem Zentrum des Elementes P_1 wird eine Halbsphäre definiert, von der vier Strahlen mit gleichmäßigem Abstand verschickt werden (die zwei Strahlen sind in Abbildung nicht sichtbar). Zwischen den getroffenen Oberflächenelementen, z.B. Element 1 und 4, wird der Sichtkontakt festgestellt und ein Sichtfaktor gemäß Gleichung 2.36 berechnet.

Zur Berechnung des Strahlungsaustauschs wird die Wärmebilanz zwischen einkommender und auskommender Strahlungsenergie aufgestellt. Die von dem Oberflächenelement ausgehende Energie wird als $I_w = E_b/\pi$ für einen Schwarzen Strahler definiert. Hier stellt I_w - die Strahlungsintensität eines Oberflächenelementes über einen Raumwinkel Ω und E_b - Emission des Schwarzen Strahlers dar. Für den Grauen Strahler gilt (siehe Abbildung 2.7(b)):

$$I_w = \frac{\dot{q}_+}{\pi} = (1 - \varepsilon_w(i)) \frac{\dot{q}_-}{\pi} + \varepsilon(i) \frac{E_b}{\pi}; \quad (2.44)$$

hier ist ε_w - Emissionsgrad des Oberflächenelementes i , \dot{q}_+ und \dot{q}_- - die auskommende und einkommende Energie eines Oberflächenelementes. Der einkommende Wärmestrom an einem Oberflächenelement P_i kann aus der Summe von Strahlungsintensitäten über die Halbsphäre der sichtbaren Oberflächenelemente Q_m und P_i berechnet werden:

$$\dot{q}_{-,P_i} = \sum I_{P_i Q_m} (\Omega_{P_i Q_m} \mathbf{n}) \delta \Omega_{P_i Q_m}. \quad (2.45)$$

Hierbei ist n - die Normale des Oberflächenelementes.

Die Genauigkeit der Berechnung hängt stark von der Diskretisierung des Halbraums ab. Abbildung 2.8 zeigt die berechnete Strahlungsverteilung auf der Scheibe eines Scheinwerfermodells (vergleichbar mit der Abbildung 1.2). Hierbei sind Lampe und Gehäuse

als rechteckige Box modelliert, die dieselbe optische Achse haben. Aus der Bestrahlungsverteilung an der Scheibe sieht man, dass diese sich mit der Steigerung der Anzahl der Beams und damit der Verfeinerung der räumlichen Auflösung glättet. Damit verbessert sich die Genauigkeit der Strahlungsverteilung. Gleichzeitig erhöht sich jedoch sehr schnell der CPU-Aufwand. Die Rechendauer für die Lösung der Strahlungsgleichung bleibt unverändert.

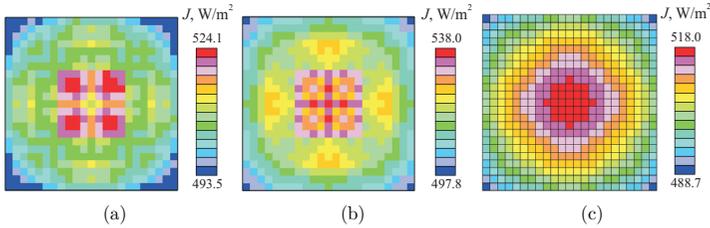


Abbildung 2.8: Bestrahlungsverteilung J [W/m^2] an der Scheibe eines Scheinwerfermodells in Abhängigkeit von der Raumwinkelauflösung a) 3.884 Strahlen; b) 16.884 Strahlen; c) 708.694 Strahlen

N_b	Aufstellung der Sichtfaktorenmatrix, Min	Strahlungslösung Min
3.884	5	2
16.884	19	2
708.694	202	3

Tabelle 2.2: CPU-Bedarf in Abhängigkeit von der Raumwinkeldiskretisierung. Software: STAR-CD 3.15A, Hardware: SGI 800 MHz

Die oben beschriebene Methode setzt eine homogene Strahlungsintensität über den Raumwinkel voraus. Das führt dazu, dass nur diffuse Emission und diffuse Reflexion mit dieser Methode berechnet werden können. Die gerichteten Effekte und die Nicht-Graue Strahlung können nicht berücksichtigt werden.

Zusätzlich zur Bestimmung des Strahlungsaustausches zwischen Oberflächen ist die DTRM-Methode in der Lage, den Strahlungstransport in einem Festkörper zu berechnen, indem der Strahlungsdurchgang bestimmt und dessen Abschwächung mit zunehmender Materialdicke berücksichtigt wird. Es findet ein zur Wärmeleitung analoger Wärmetransport statt. Dieser Effekt wird nach Gleichung 2.42 modelliert. Leider ist dieses Verfahren nur für kleine Modelle geeignet, da eine speicherintensive Berechnung des Strahlendurch-

ganges durch das Material erforderlich ist.

Weitere Methoden Eine andere Methode zur Berechnung der Wärmestrahlung bietet die DO-Methode (*discrete ordinate method*) [25]. Im Gegensatz zur DTRM-Methode wird die Strahlungsintensität eines Oberflächenelementes richtungsabhängig modelliert. In diesem Fall wird der Raumwinkel in diskrete Richtungen (Ordinaten) aufgeteilt und die Strahlungstransportgleichung für diese iterativ gelöst. Die Besonderheit dieser Vorgehensweise liegt darin, dass sich die Definition der Strahlungstransportgleichung für diskrete Richtungen an die Navier-Stokes-Gleichung zur Berechnung von Strahlungstransportproblemen anlehnt. Damit können bereits in CFD-Programmen implementierte numerische Schemen auch für die Strahlung angewandt werden. Durch die Einbindung der Raumdiskretisierung kann sowohl die diffuse als auch gerichtete Reflexion berücksichtigt werden. Zudem ist sie unabhängig von der Oberflächendiskretisierung.

Die Strahlungsintensität wird mit Hilfe der DO-Methode nicht nur an Oberflächen berechnet wie bei der DTRM-Methode, sondern für jede Zelle des Berechnungsnetzes. Damit muss noch ein zusätzlicher Parameter bei der Simulation eingebunden werden. Eine feinere Diskretisierung des Raumwinkels (Mehrzahl der Ordinaten) führt zur Vergrößerung der Anzahl der Gleichungen gemäß $N(N + 1)$ (N - Raumdiskretisierung). Ab einer bestimmten Anzahl von Ordinaten stößt die Lösung der Strahlungsgleichung jedoch wieder an die Hardwaregrenze.

Methoden der Lichttechnik (Radiosity, Hybrid-Methode) Im Bereich der Computergraphik und der Visualisierung entstehen analoge Strahlungsberechnungsprobleme. Im Gegensatz zur Wärmestrahlung, wo die Temperaturen an den Oberflächen gesucht werden, liegt das Hauptaugenmerk der Visualisierung an der Bestimmung der Energiewerte. Die Betrachtung ist auf den sichtbaren Bereich des Spektrums beschränkt. An dieser Stelle werden einige Methoden näher erläutert.

Die klassische Radiosity-Methode verfolgt den gleichen Ansatz wie die Zonen-Methode. Die Genauigkeit hängt von der Diskretisierung der Oberflächen ab. Zur Lösung dieses Problems werden verschiedene Ansätze entwickelt, z.B. die Differenzierung des berechneten geometrischen Modells nach dem Energieanteil (*progressive refinement radiosity*). Die Strahlung im sichtbaren Bereich kann sowohl einen diffusen als auch gerichteten Anteil ausbreiten. Der diffuse Anteil kann mit Hilfe der Zonen-Methode berechnet werden. Zur Berechnung der gerichteten Reflexion wird oft ein stochastisches Verfahren angewandt, das die Energieverteilung von einer oder mehreren Quellen verschickt und den Strahlungsverlauf ermittelt. Eine dieser Methoden wird im Abschnitt 4.2 vorgestellt.

Progressive Refinement Radiosity Ein anderer Ansatz kommt aus dem Umfeld der globalen Beleuchtung. Im Gegensatz zur geschlossenen Lösung des linearen Gleichungssystems mit Hilfe der Zonen-Methode für alle Elemente, bietet die progressive refinement radiosity eine iterative Lösungssuche an [20]. Bei diesem Vorgehen werden die strahlungsreichsten Elemente am Anfang jeder Iteration gesucht, die ihre Strahlungsenergie an alle sichtbaren Elemente verschicken. Danach werden die Radiositywerte neu zugeordnet und der Iterationsschritt wiederholt, bis die noch zur Verfügung stehende Energie

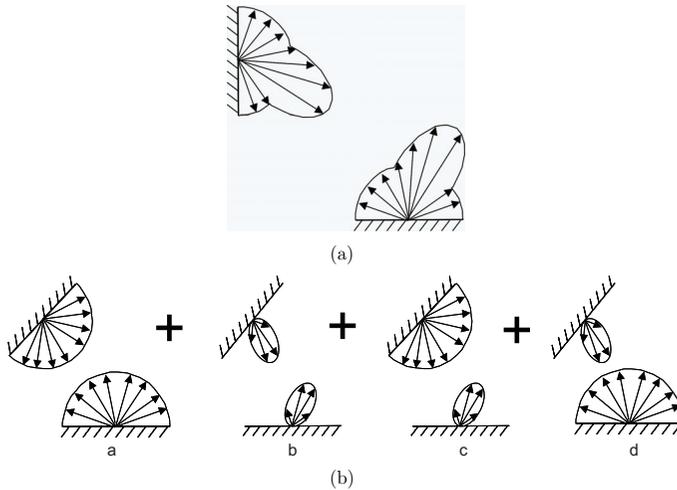


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Lichttransportmechanismen. a) Erzeugung des Lichtes b) Aufteilung des antreffenden Lichtes in die vier Mechanismen (nach [83])

unter einer bestimmten Genauigkeitsschranke liegt. In diesem Fall wird die aufwändige Bestimmung der Sichtbarkeit elementweise durchgeführt und jede Iteration neu berechnet. Damit entsteht ein deutlich geringerer Speicherbedarf. Große geometrische Modelle aus bis zu 10^6 Elementen können nun leicht bearbeitet werden. Bei der Suche nach einer Strahlungslösung muss jedoch eine längere Rechenzeit in Kauf genommen werden.

Hybrid-Methode Die Interaktion des Lichts an der Oberfläche ist hoch komplex. Diese Komplexität wird dadurch ausgeprägt, dass das Licht sowohl eine diffuse als auch eine gerichtete Komponente besitzt.

Wallace [83] hat eine Aufteilung eingeführt, in der verschiedene Interaktionen des Lichtes (siehe Abbildung 2.9(a)) durch vier Übergänge dargestellt werden können (siehe Abbildung 2.9(b)):

- Diffus zu diffus
- Gerichtet zu gerichtet
- Diffus zu gerichtet
- Gerichtet zu diffus

Bei der Lösung dieser Aufgabe werden verschiedene Techniken miteinander kombiniert. Aus diesem Grund wird diese Vorgehensweise als Hybrid-Methode bezeichnet. Der erste Übergang (Diffus zu diffus) kann mit Hilfe der Standard Zone-Methode berechnet

werden. Bei zwei weiteren Übergängen (Gerichtet zu gerichtet, diffus zu gerichtet) wird der Raytracinglauf² durchgeführt und daraus in der Nacharbeit der weitere mögliche Strahlungsverlauf ermittelt. Beim Übergang "gerichtet zu diffus" reicht dieses Vorgehen nicht aus. Deswegen werden spezielle Techniken wie z.B. der Aufbau eines "gespiegelten Raums" und die Berechnung der erweiterten Sichtfaktoren [72] angewandt, die nicht nur den direkten Austausch zwischen zwei Elementen ermöglichen, sondern auch eine gerichtete Reflexion erlauben.

Die oben beschriebene Methode ist auf den ersten Blick sehr einfach und deckt die Physik der Strahlung ab, findet aber noch keine kommerzielle Anwendung und bleibt nur als akademisches Beispiel. Die Ursache hierfür ist die nicht ausreichende Rechnerleistung, die die Anwendung dieser Methode auf einfache geometrische Modelle beschränkt [72]. Der Speicherbedarf für diese Berechnung der erweiterten Sichtfaktoren hängt nicht nur von der Anzahl der Elemente, sondern auch von der Anzahl der spiegelnden Oberflächenelemente im Modell und der Anzahl der Reflexionen ab. Der Bedarf entspricht der Größe $N^2 \frac{k^r+1}{k-1}$, wobei N - Anzahl der Oberflächenelemente, k - Anzahl der spiegelnden Oberflächenelemente gerichteter Reflexionen, r - Anzahl der Reflexionen gilt [6].

2.3.3 Ableitung des aktuellen Standes der numerischen Methoden

Anhand der dargestellten Ausführungen können zusammenfassend folgende Anforderungen an die numerischen Algorithmen zur Lösung von Strahlungstransportproblemen definiert werden:

- Berechnung der diffusen Wärmestrahlung (Emission und Reflexion)
- Berücksichtigung der gerichteten Reflexion
- Strahlungsabschwächung durch die Absorption (halbtransparente Körper - Scheibe)
- Berücksichtigung der Wellenlängenabhängigkeit (Nicht-Graue Strahler)
- Berechnung der Sonnenanstrahlung
- Modellierung komplexer geometrischer Modelle (bis 10^6 Oberflächenelementen) usw.

Die Modellierung der diffusen und gerichteten Strahlung an komplexen geometrischen Modellen stößt an die Grenzen der bekannten Algorithmen und ist mittels kommerzieller Strömungssimulationsprogramme mit akzeptabler Genauigkeit und vertretbarem Aufwand nicht durchführbar [66], [67], [4]. Aus diesem Grund wurden die Anforderungen in Form eines Lastenheftes zusammengefasst und die Softwareentwicklung in Zusammenarbeit mit einem Softwarepartner durchgeführt. Daraus entstand die Software *AURA*³ (Audi Radiation) zur Strahlungsberechnung.

²siehe Abschnitt 4.2

³Audi AG

2.4 Ergebnisse der numerischen Simulation

Die numerischen Simulationen werden mit dem kommerziellen Strömungssimulationsprogramm STAR-CD durchgeführt⁴. Die Strömungssimulation basiert auf der Finite-Volume-Methode. Die Berechnung der diffusen grauen Strahlung wird mit Hilfe der DTRM-Methode durchgeführt. Die Kopplung der beiden Transportmechanismen erfolgt über die Energiegleichung.

Die DTRM-Methode berechnet nur die diffuse Strahlung und vernachlässigt die gerichtete Strahlung. Die Berücksichtigung der gerichteten Komponenten ist mit erheblichem Rechenaufwand verbunden. Die Studie von Spiga [75] zeigt einen geringen Unterschied beim Strahlungswärmestrom zwischen der diffusen und der komplexen (gerichtet und diffusen) Reflexionskomponente. Diese Aussage wird bei der numerische Modellierung an vereinfachten Modellen angewandt und die Strahlungsmodellierung in diesem Abschnitt auf die rein diffuse Reflexionskomponente beschränkt. Die Vernachlässigung der gerichteten Reflexion für die Scheinwerfergeometrie ist jedoch kritisch, da die Lampe die gerichtete Strahlung erzeugt und der Reflektor beide Reflexionsarten ermöglicht. Daher wird später eine Optimierung der numerischen Algorithmen vorgenommen und die gerichtete Reflexionskomponente der Strahlung über ein separates Programm in den numerischen Algorithmus einbezogen. Die Ergebnisse werden im Kapitel 4 vorgestellt.

2.4.1 Modellbildung und numerisches Modell

Die Analyse des Wärmetransports in einem Scheinwerfer ist physikalisch und geometrisch hoch komplex und muss zum besseren Verständnis der auftretenden physikalischen Effekte vereinfacht werden. Bei diesem Vorgang ist zu beachten, dass das numerische Modell eine möglichst einfache Geometrie darstellt, um kurze Rechenzeiten der Berechnungsmodelle zu gewährleisten. Gleichzeitig muss sichergestellt werden, dass die zu untersuchende Physik in diesem Modell ausreichend komplex enthalten ist, um die spätere Übertragung der erarbeiteten Ergebnisse auf einen realen Scheinwerfer zu ermöglichen. Nach diesen Kriterien wird ein numerisches Modell des Scheinwerfers vorbereitet (siehe Abbildung 2.11).

Das Modell besteht aus folgenden Bauteilen: Lampe, rechteckiger Reflektor und Scheibe. Die Betrachtung des Modells beginnt mit der Außenseite der Lampe, wo ein der elektrischen Leistung entsprechender Wärmestrom (T_h oder Q_t) definiert wird. Die erzeugte Wärme wird durch Konvektion und Wärmestrahlung ins Modellinnere abgeführt. Der konvektive Anteil wird durch die eingeschlossene Luft abtransportiert. Der strahlende Anteil wird abgestrahlt und erreicht die Scheibe über zwei Wege: direkt - durch die Emission der Lampe auf die Scheibe oder indirekt - mittels Reflexion an dem hochreflektierenden Reflektor. Bei der Strahlungsmodellierung werden die Lampe und der Reflektor als Graue Strahler angenommen und die Scheibe als halbtransparentes Medium betrachtet. Die Stoffeigenschaften werden unabhängig von der Wellenlänge angenommen und auf Nicht-Graue Strahlung verzichtet (vgl. Abbildung ??).

Zur Sicherstellung der genauen Modellierung der Wärmeleitung über die Seitenwände und des Strahlungstransports im Festkörper werden die Modellwände als Festkörper

⁴CD-adapco

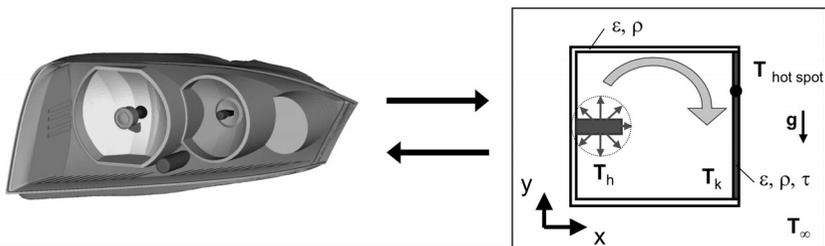


Abbildung 2.10: Modellbildung für die numerische Simulation des Wärmetransports

aufgelöst. Der Einfluss der Außenströmung wird durch die Modellierung des Wärmeübergangs an den Außenseiten des Modells berücksichtigt. Den Untersuchungen des Strömungs- und des Temperaturverhaltens an der Scheibe T_k , insbesondere der Position des Hot Spots und dessen Temperaturniveau $T_{hot\ spot}$, gilt besonderes Interesse.

Die Untersuchungen werden zuerst in einer 2D-Geometrie durchgeführt und die Grundmechanismen des Wärmetransports analysiert. Die erarbeiteten Ergebnisse werden ausgewertet und auf ihre Gültigkeit in den 3D-Modellen geprüft.

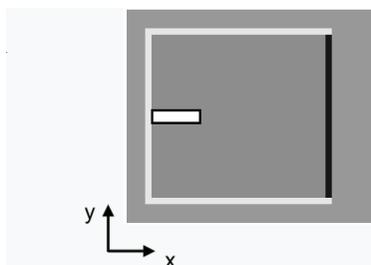


Abbildung 2.11: Berechnungsgitter zur Untersuchung des Wärmetransports

Das Berechnungsgitter für die 2D-Analyse wird in Abbildung 2.11 dargestellt. Das Scheinwerfermodell hat die Abmaße $L \times B \times H = 140 \times 1 \times 130 \text{ mm}^3$. Die seitlichen Wände werden mit einer Materialdicke von 5 mm angenommen. Das Rechengitter stellt ein dreidimensionales kartesisches homogenes Gitter dar, das ein Element in der Z -Richtung enthält. Das Rechengitter umfasst die innerhalb des Scheinwerfers eingeschlossene Luft, die Modellwände und die Umgebung. Die Simulation der Lampe wird auf deren Außenseite beschränkt. Die geometrische Modellierung der Umgebung des Modells ist für die Bestimmung des Wärmeübergangs auf der Außenseite der Scheibe erforderlich. Zur

Verbesserung der Genauigkeit der numerischen Ergebnisse wird der Wärmeübergang im Laufe der iterativen Rechnung für jede Zelle der Außenseite des Modells bestimmt. Das Rechnungsgebiet besteht aus 33.600 Zellen mit einer Zellengröße von 1 mm. Davon entfallen 17.800 Zellen auf die innere Luft, 2.800 auf den Festkörper und die 13.000 restlichen Zellen auf die Umgebung.

2.4.2 Ergebnisse der 2D-Simulation

Pre-Processing Zur Durchführung eines Rechnungslaufs müssen die Einstellungen für die Strömungs- und Strahlungsmodellierung in einem Pre-Prozessor vorgenommen werden. Zur Berechnung des thermischen Auftriebs wird ein Modell des idealen Gases gewählt, das für Probleme mit hohen Temperaturunterschieden besonders gut geeignet ist [29]. Die Strahlungseinstellungen im verwendeten DTRM-Modell beziehen sich auf die Diskretisierung der Oberflächengeometrie und die Vorgabe von Oberflächeneigenschaften (Emission, Reflexion und Transmission). Das aus dem Strömungsnetz abgeleitete Oberflächengitter enthält die innere und äußere Seite des Scheinwerfermodells sowie die abgrenzenden Seiten des Gesamtmodells. Die Größe des Oberflächennetzes von ca. $N_p = 2.000$ Elementen erlaubt die Berechnung der Strahlung für jedes Oberflächenelement. Als Materialien werden Hartglas, Polypropylen mit einer dünnen Aluminiumschicht und PC entsprechend für Lampe, Reflektor und Scheibe genommen [1], [14]. Der quasi-transiente Algorithmus *PISO* [52] wird als numerisches Verfahren gewählt. Die Besonderheit dieses Algorithmus sind die zusätzlichen Zwischeniterationen bei der Berechnung des Drucks und der Dichte [21].

Randbedingungen Zur numerischen Modellierung werden zwei Randbedingungen an der Lampe und am Rand der Umgebung definiert. Die Aufwärmung der Lampe wird über folgende unterschiedliche Randbedingungen vorgegeben und untersucht:

- Vorgabe einer konstanten Wärmestromdichte (Neumann-Randbedingung)
- Vorgabe einer konstanten Temperatur (Dirichlet-Randbedingung).

Zur besseren Vergleichbarkeit mit den experimentellen Ergebnissen wird die Temperaturverteilung an der Lampe als homogen angenommen.

Am Außenrand der Umgebung wird ebenfalls eine konstante Temperatur definiert. Die Randbedingung ist für die Vorgabe der Wärmestromdichte an der Lampe aus numerischen Gründen unbedingt erforderlich. Die Umgebungstemperatur wird als $T_\infty = 298\text{ K}$ vorgegeben.

Ergebnisse bei der Vorgabe des Wärmestroms an der Lampe Zum besseren Verständnis des Zusammenspiels von allen Wärmetransportmechanismen wird in den drei Schritten: rein konvektiver, rein strahlender und gekoppelter Wärmetransport untersucht⁵. Die

⁵Die ausgewählten Ergebnisse dieses Abschnittes wurden im Rahmen einer Diplomarbeit [32] erarbeitet

numerische Modellierung der Strahlung wird nur auf den Strahlungsaustausch zwischen Oberflächen beschränkt⁶.

Abbildung 2.12(a) zeigt das berechnete Temperaturfeld für den konvektiven Fall ($\dot{Q}_{str} = 0$, d.h. $N_{rc} = 0$). Die Wärmestrahlung wird ausgeschaltet. Aus der Temperaturverteilung wird das Entstehen der Auftriebsströmung an der Lampe erkennbar, die entlang der Reflektorwand nach oben steigt. Am oberen Rand des Reflektors wird die Strömung in Richtung Abschlusscheibe umgelenkt. An der kalten Abschlusscheibe fällt die abgekühlte Luft nach unten. In Scheibenmitte löst sich die Strömung ab und kehrt zur Lampe zurück. Das mittels Streichlinien visualisierte Strömungsfeld wird in Abbildung 2.12(b) dargestellt. Aus dieser Abbildung erkennt man eine thermische Schichtstruktur. Dies liegt daran, dass der Wärmetransport hauptsächlich nur den oberen Bereich des Modells umfasst und der untere Bereich nicht in den konvektiven Wärmetransport einbezogen wird. Die geringen Abstände zwischen den Streichlinien an der Lampe deuten auf eine intensive Strömung in diesem Bereich und einen hohen Wert des Wärmeübergangs hin. An der oberen linken Ecke des Modells erkennt man eine Stauzone.

Der Wärmetransport durch reine Strahlung wird in Abbildung 2.12(c) dargestellt. Die konvektive Komponente des Wärmetransports wird durch Abschalten der Gravitationskräfte und die Vorgabe der konstante Dichte aus der Modellierung ausgenommen ($Ra = 0$). Erwartungsgemäß erzeugt die Lampe eine gleichmäßige Aufheizung des Modells in allen Richtungen. Die Lampenenergie wird über die hochreflektierende Wand des Reflektors ($\rho_r = 0,9$) reflektiert. Dadurch stellen sich zwei Maxima bei $y = 0,3$ (unten) und bei $y = 0,7$ (oben) in der Strahlungswärmestromverteilung ein. Die im Rechenmodell vorhandene Wärmeleitung sorgt für eine homogene, symmetrische Aufheizung des Modells. Die Ecken des Modells werden allerdings vom Strahlungstransport nicht aufgeheizt.

Anschließend werden alle Transportarten aktiviert. Das berechnete Temperaturfeld wird in Abbildung 2.12(e) dargestellt. Der Wärmetransport ist in diesem Fall wesentlich komplexer und kann anhand der zwei vorher betrachteten Fälle interpretiert werden. Betrachtet man das Temperaturfeld für reine Strahlung mit dem gekoppelten Fall, so erkennt man, dass die Aufheizung der horizontalen oberen und unteren Wände des Reflektors durch direkte Strahlung von der Lampe stark zunimmt. Dort entsteht eine starke Überhitzung. Diese bewirkt eine Reduzierung der Temperaturdifferenzen zwischen Lampe und Reflektor. Als Folge schwächt sich der thermische Auftrieb in der Mitte der Lampe ab und verschiebt sich zur Lampenspitze. Aus dem Strömungsfeld (siehe Abbildung 2.12(f)) erkennt man, dass die Strömung erst an der Lampenspitze nach oben steigt und am oberen Rand des Reflektors weiter zur Scheibe umgelenkt wird. Im oberen Bereich des Modells, links von der Lampe, entsteht eine Stauzone, die durch direkte Strahlung von der Lampe verursacht wird. Im unteren Bereich sieht man ein ähnliches Bild. Die starke Aufheizung führt zum Entstehen einer Strömung an der unteren Wand, die sich allerdings nur bis zur unteren Kante der Lampe ausbreitet. Dies ist durch die zweidimensionale Modellierung bedingt. Eine andere Besonderheit des Wärmetransports erkennt man an der Scheibe.

⁶Die Abschwächung der Strahlung durch Absorption über die Materialdicke (*participating media*) wird zwar eingestellt, wurde aber durch das Programm nicht berücksichtigt. Diese Funktion ist erst zu einem späteren Zeitpunkt verfügbar geworden.

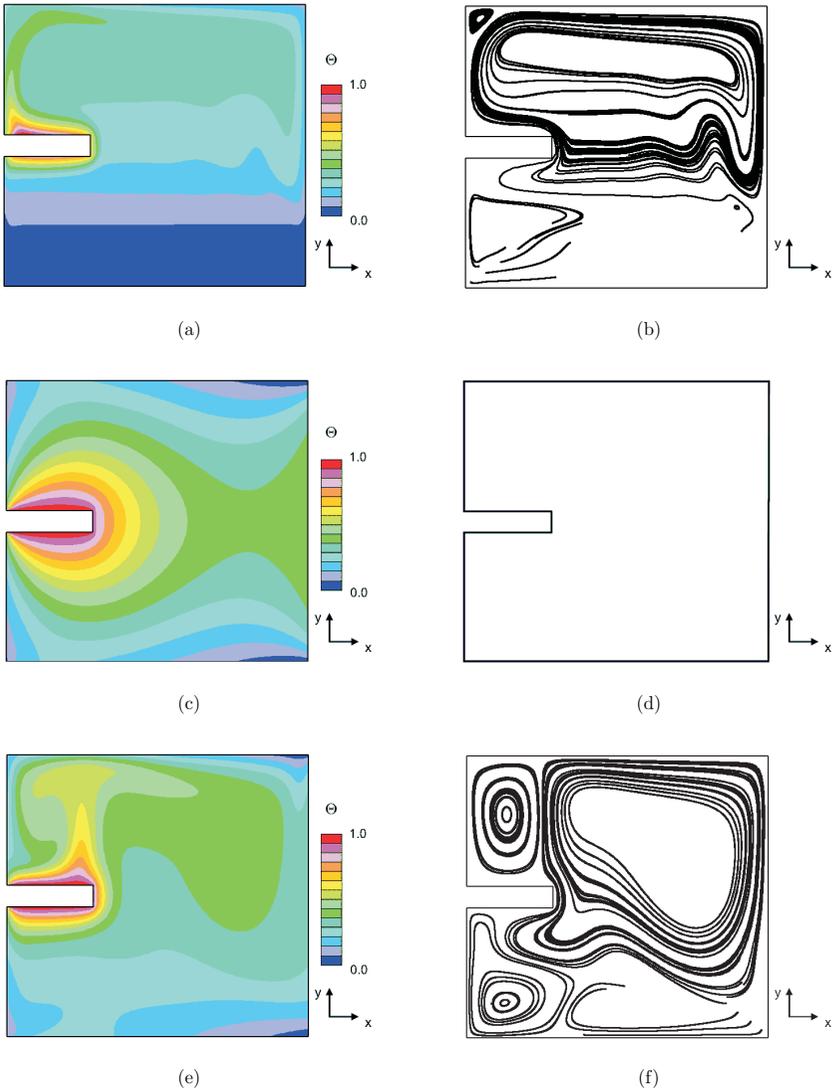


Abbildung 2.12: Berechnetes Temperatur- und Strömungsfeld für die 2D-Simulation. Die Abbildungen a) c) und e) stellen das Temperaturfeld entsprechend für reine Konvektion, reine Strahlung und Konvektion gekoppelt mit Strahlung dar. Die Abbildungen b) d) und f) stellen Streichlinien des Strömungsfelds dar. Die Parameter N_p und N_b sind entsprechend 2.000 und 90.000 für die Strahlungsberechnung gewählt (nach [32])

Die Strahlung bedingt eine Aufheizung im unteren Bereich der Scheibe ($y = 0,3$). Die freigesetzte Wärme wird zum Teil durch die Scheibe nach außen abtransportiert und zum Teil durch Wärmeleitung und Konvektion innerhalb des Modells verteilt. Dadurch findet dort zudem eine Änderung des Strömungsfelds statt. Der konvektive Wärmeübergang ist dort wesentlich intensiver und gleicht die hohen Strahlungswerte aus. Die verstärkte Konvektion sorgt für eine Abkühlung der Scheibe. Dieser Effekt ist auch aus der Literatur bekannt [43].

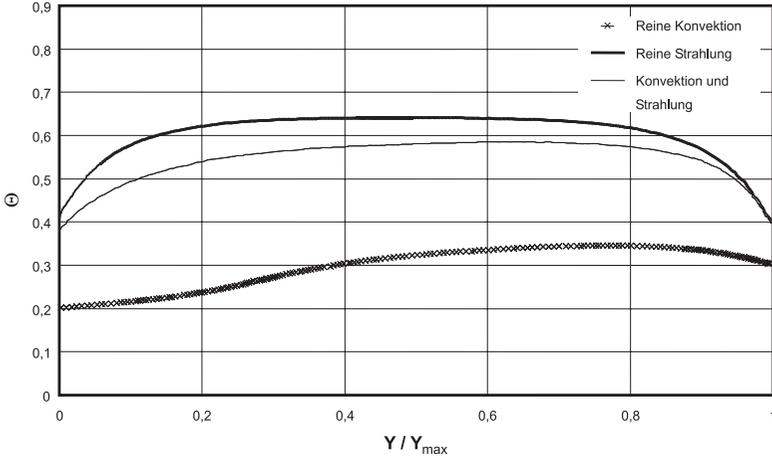


Abbildung 2.13: Berechnete Temperaturverteilung an der Innenseite der Scheibe für reine Konvektion, reine Strahlung und Konvektion gekoppelt mit Strahlung (nach [32]). $y = 0$ entspricht den unteren Rand des Modells und $y = 1$ den oberen Rand.

Das Temperaturfeld an der Scheibe wird nun genauer untersucht. Zu diesem Zweck wird der Temperaturverlauf an der Scheibe für alle berechneten Fälle ausgewertet und zum leichten Vergleich in die dimensionslosen Größen umgerechnet. Die Linienprofile werden in Abbildung 2.13 zusammengefasst. Beim rein konvektiven Wärmetransport (blaue Linie) entsteht das Temperaturmaximum im oberen Bereich ($0,8 \leq y \leq 1$) der Scheibe und sinkt im weiteren Verlauf. Der Charakter dieses Verhaltens ist auf die Auftriebsströmung zurückzuführen. Dort, wo die heiße Luft von der Lampe die Scheibe erreicht, entsteht der Hot Spot. Beim rein strahlenden Wärmetransport (rote Linie) erkennt man einen symmetrischen Temperaturverlauf. Im Vergleich zum rein konvektiven Fall nimmt die Temperatur an der Scheibe stark zu. Dieser symmetrische Verlauf beim rein strahlenden Transport wird im gekoppelten Fall (grüne Linie) durch den konvektiven Anteil zerstört. Der Hot Spot verlagert sich nach oben. Auch das Temperaturniveau an der Scheibe sinkt ab.

Die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Tabelle 2.3 zusammengefasst. Die ma-

Berechnungsfall	V_{max} m/s	$\Theta_{hot\ spot}$ –	$y_{hot\ spot} =$ $Y_{hot\ spot}/Y_{max}$	Nu –
Reine Konvektion	0, 5190	0, 1947	0, 758	365
Reine Strahlung	–	0, 5659	0, 5	440
Konvektion und Strahlung	0, 2793	0, 4946	0, 645	412

Tabelle 2.3: Gekoppelter Wärmetransport bei der Vorgabe der Wärmestromdichte an der Lampe bei $Ra = 2 \times 10^7$, $N_{rc} = 540$ und Strahlungsgrößen an der Lampe $\epsilon_l = 0,9$, am Reflektor $\rho_r = 0,9$, an der Scheibe $\tau_{ab} = 0,8$ und Wärmeleitfähigkeitsparameter $R_\lambda = 0,18$

ximale Strömungsgeschwindigkeit wird beim rein konvektiven Wärmetransport erreicht. Im gekoppelten Fall nehmen die Geschwindigkeiten deutlich ab. In diesem Fall wird der an der Lampe erzeugte Wärmestrom in zwei Anteile aufgeteilt: den konvektiven und den strahlenden Anteil. Dies wiederum hat zur Folge, dass der konvektive Anteil an der Lampe im gekoppelten Fall abnimmt. Dadurch wird die Auftriebskraft wesentlich geringer. Außerdem wird der Temperaturunterschied zwischen Lampe und Reflektor kleiner. Als Folge entsteht ein geringerer Dichteunterschied als beim rein konvektiven Wärmetransport.

In Tabelle 2.13 sind zusätzlich die dimensionslose Temperatur θ und die vertikale Lage des Hot Spots $y_{hot\ spot} = Y_{hot\ spot}/Y_{max}$ eingegeben. Beim rein konvektiven Wärmetransport entsteht der Hot Spot im oberen Bereich der Scheibe bei $y_{konv} = 0,758$. Der maximale Wert $\theta = 0,5659$ wird dagegen beim rein strahlenden Wärmetransport erreicht, da die Strahlung die Scheibe über die reflektierenden Wände erreicht. Das Maximum liegt erwartungsgemäß in der Mitte des Modells. Im gekoppelten Fall wird die Strömung an der Scheibe intensiviert. Dies führt dazu, dass der Hot Spot nach oben ($y_{konv\ str} = 0,645$) wandert und sich in der Mitte zwischen der y_{konv} und y_{str} einstellt.

Zum Schluss wird der Wärmetransport mittels der Nu -Zahl ausgewertet. Zur Bestimmung der Nu -Zahl wird angenommen, dass die Wärme von der heißen Lampe zur kalten Scheibe in horizontaler Richtung transportiert wird. Die Nu -Zahl wird gemäß Gleichung 2.13 ermittelt. Der genaue Rechenverlauf ist im Anhang zu finden (siehe Anhang A.2.). Beim rein konvektiven Wärmetransport ergibt sich der $Nu_{konv} = 365$. Im Vergleich steigt beim rein strahlenden Wärmetransport die Nusselt-Zahl auf $Nu_{str} = 440$ und reduziert sich auf $Nu_{konv\ str} = 440$ und steigt dann auf $Nu_{str} = 440$ beim gekoppelten Wärmetransport. Es fällt auf, dass das Verhalten von der Nusselt-Zahl und der Temperatur des Hot Spots die gleiche Tendenz aufweist.

Ergebnisse bei der Vorgabe der konstanten Temperatur an der Lampe Die Vorgabe einer konstanten Temperatur an der Lampe stellt eine Alternative zur Vorgabe des Wärmestroms dar. Diese Studie dient zur Analyse der scheinwerfernahen Temperaturbedingungen. Im unten stehenden Abschnitt wird der gekoppelte Wärmetransport für

diesen Fall untersucht⁷. Eine weitere Änderung bezieht sich auf die Berücksichtigung der Strahlungsverteilung in einem Festkörper (*participating media*), die nur in der Scheibe aktiviert wird. Für die Modellierung des Strahlungstransports im halbtransparenten Körper muss ein Absorptionskoeffizient eingegeben werden. Dieser wird nach der Gleichung 2.42 ausgerechnet und ist gemäß $k = -\ln\tau/s$ definiert.

Berechnungsfall	V_{max} m/s	$\Theta_{hot\ spot}$ –	$y_{hot\ spot} =$ $Y_{hot\ spot}/Y_{max}$	Nu –
Reine Konvektion	0,378	0,084	0,865	29,36
Konvektion und Strahlung	0,316	0,142	0,773	422,25

Tabelle 2.4: Gekoppelter Wärmetransport bei der Vorgabe der Temperatur an der Lampe bei $Ra = 1,6 \times 10^6$, $N_{rc} = 158$, $T_h = 773\ K$, $T_\infty = 298\ K$ und Strahlungsgrößen an der Lampe $\varepsilon_l = 0,9$, am Reflektor $\rho_r = 0,9$, an der Scheibe $\tau_{ab} = 0,9$ und Wärmeleitfähigkeitsparameter $R_\lambda = 0,18$.

Die Berechnungsergebnisse weisen auf ein mit der Vorgabe des Wärmestroms ähnliches Temperatur- und Strömungsfeld hin: oberhalb der Lampe stellt sich eine Auftriebsströmung ein, die sich entlang des Reflektors nach oben ausbreitet und die Scheibe erreicht.

Vergleicht man die Eckdaten der Berechnungen (siehe Tabelle 2.4), können folgende Zusammenhänge festgestellt werden: Die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten bestätigen die abschwächende Wirkung der Strahlung auf die Strömung. Der unterschiedliche Abfall der absoluten Werte kann auf die Verschiebung des Gleichgewichts zwischen der Strahlung und der Konvektion im Wärmetransport zurückgeführt werden. Darauf deutet die Reduzierung des Interaktionsparameters N_{rc} von 500 auf 158 hin. Der nächste Schwerpunkt ist das Verhalten des Hot Spots. Während die Temperatur des Hot Spots bei rein konvektiven Wärmetransport bei $\theta_{konv} = 0,084$ liegt, nimmt die Temperatur auf $\theta_{konv\ str} = 0,142$ im gekoppelten Wärmetransport zu. Der Strahlungstransport in der Scheibe sorgt zusätzlich mit der Wärmeleitung für eine relativ gute Wärmeabfuhr. Die Lage des Hot Spots weist ähnliche Ergebnisse wie im Fall der Wärmestromvorgabe auf: der Hot Spot im gekoppelten Fall verschiebt sich zur optischen Achse.

Im Gegensatz zur Auswertung der Simulationsergebnisse mit der Wärmestromdichte wird die Nu -Zahl nach der Gleichung 2.7 bestimmt, da die Temperatur als Randbedingung definiert wird. Nach diesem Schema drückt die Nu -Zahl die Stärke des Wärmetransports aus. Beim rein konvektiven Wärmetransport erhält man $Nu = 29,36$. Beim gekoppelten Fall nimmt die Nusselt-Zahl um den Faktor 20 zu.

⁷Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden aufgrund der Aktualität der Arbeit bereits vorveröffentlicht [67]

2.4.3 Ergebnisse der 3D-Simulation

Pre-Processing Zur Verifikation der 2D-Ergebnisse wird ein neues dreidimensionales Modell entworfen. Das Scheinwerfermodell stellt eine Box mit den folgenden Abmaßen $B \times L \times H = 130 \times 140 \times 130 \text{ mm}^3$ mit der Wandstärke 5 mm dar. Die Lampe wird als ein Zylinder mit dem Durchmesser $D = 40 \text{ mm}$ und der Länge $L = 40 \text{ mm}$ nachgebildet. Das anhand dieser Abmaße erzeugte Berechnungsgitter wird mit *HEXA*-Volumenelementen mit einer Zellengröße von $2,2 \text{ mm}$ diskretisiert. Es enthält 740.000 Zellen, wovon 464.000 Zellen auf die innere Luft, 18.000 auf die Modellwände und 250.000 auf die Modellumgebung entfallen. Diese Auflösung entspricht 80.816 Oberflächenelementen. In der Nähe der Lampe wird eine Netzverfeinerung definiert (siehe Abbildung 2.14).

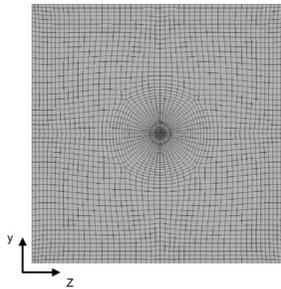


Abbildung 2.14: Berechnungsgitter für die 3D-Simulation

Als Randbedingungen werden die Wärmestromdichte \dot{q} und die Umgebungstemperatur $T_{umg} = 298 \text{ K}$ zur Definition dieser Aufgabenstellung gewählt. Der *PISO*-Algorithmus wird wieder als numerisches Verfahren gewählt. Die Berechnung wird solange durchgeführt, bis ein bestimmtes Konvergenzkriterium 10^{-3} erreicht wird. Die Strahlung wird mit der DTRM-Methode berechnet.

Berechnungsergebnisse Die Simulation wird für zwei Fälle durchgeführt. Zuerst erfolgt die Untersuchung des rein konvektiven Wärmetransports. Danach wird der gekoppelte Wärmetransport mit allen Wärmetransportarten Konvektion, Wärmeleitung und Strahlung untersucht. In Abbildung 2.15(a) ist ein vertikaler Schnitt in der Symmetrieebene dargestellt. Zur Auswertung wird die Darstellung des Strömungsfelds als Vektorfeld gewählt. Hierbei werden die Strömungsgeschwindigkeiten als Vektoren mit gleicher Länge angezeigt und mit dem Geschwindigkeitsbeitrag eingefärbt. Ähnlich der 2D-Simulation bildet sich eine konvektive Walze innerhalb des Modells aus, welche die heiße Luft von der Lampe entlang des Reflektors zur kalten Scheibe treibt. An der Scheibe wird die Strömung abgekühlt und zurück zur Lampe umgelenkt. Aus dem Strömungsfeld ist eine homogene Schichtstruktur zu erkennen, wobei der untere Bereich kaum in den konvektiven Wärmetransport einbezogen wird. Darauf deutet auch das Temperaturfeld

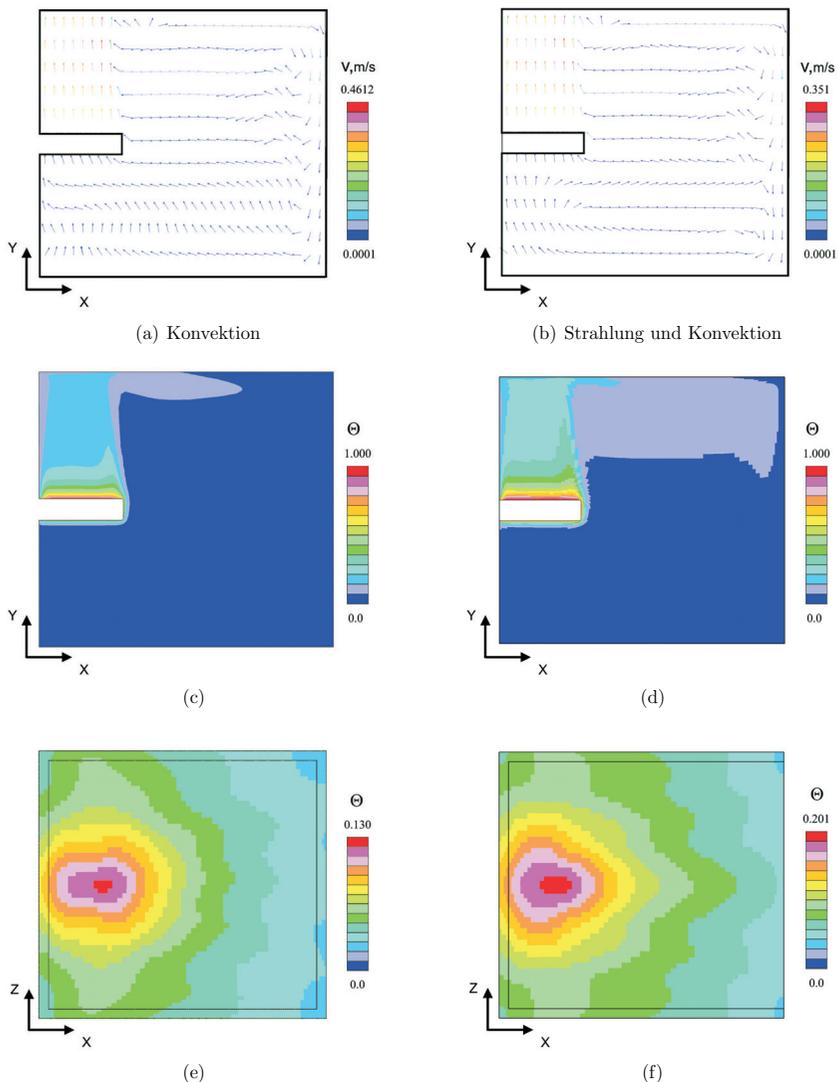


Abbildung 2.15: Ergebnisse der 3D-Simulation beim rein konvektiven und gekoppeltem Wärmetransport. Abbildungen a) und b) zeigen das Strömungsfeld innerhalb des Modells in der Symmetrieebene ($z = 0,5$); c) und d) zeigen das Temperaturfeld innerhalb des Modells in der Symmetrieebene ($z = 0,5$); e) und f) zeigen die Temperaturverteilung an der oberen Seite des Scheinwerfermodells. Randbedingungen $Ra = 1,4 \times 10^5$, $N_{rc} = 72$ und Strahlungseigenschaften $\varepsilon_l = 0,9$; $\rho_r = 0,9$; $\tau_{ab} = 0,9$; $R_\lambda = 0,18$.

2.15(c) hin. Die Aufheizung findet nur entlang der Lampe statt, der untere Bereich des Modells bleibt dagegen im Wärmetransport nicht beteiligt. Die Abbildung 2.15(b) zeigt das berechnete Strömungsfeld für den gekoppelten Wärmetransport. Den Unterschied im Strömungsverhalten erkennt man in der unteren Hälfte des Scheinwerfermodells. Durch die Präsenz der Strahlung werden auch die seitlichen Wände des Modells aufgewärmt. Das führt dazu, dass die Schichtstruktur abgebaut wird und sich neue Strömungsstrukturen bilden. An der unteren Wand des Modells ist eine Strömung zu erkennen, die von der Lampe hin zur Scheibe verläuft und entlang der Wand des Modells zurückfließt. Auch die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten verändern sich durch die Strahlung und reduzieren sich von $V_{konv} = 0,4612 \text{ m/s}$ auf $V_{konv str} = 0,352 \text{ m/s}$. Das Temperaturfeld im Modell ist vor allem im oberen Bereich wesentlich homogener (siehe Abbildung 2.15(d)). Zur Analyse des Wärmeübergangs wird die Oberseite des Scheinwerfers herangezogen. Durch die konvektive Aufheizung der Lampe wird diese Wand besonders stark thermisch belastet. Abbildung 2.15(e) zeigt die Oberflächentemperaturverteilung auf der Außenseite. Beim Auftreffen der Strömung an der Wand wird sie teilweise zur Scheibe umgelenkt, breitet sich aber auch zu den seitlichen Wänden aus. Durch die Präsenz der Strahlung nimmt die thermische Belastung an der Wand zu (siehe Abbildung 2.15(f)). Das Temperaturfeld wird deutlich heißer. Die maximale Temperatur steigt in den dimensionslosen Größen von $\theta_{konv} = 0,130$ auf $\theta_{konv str} = 0,201$.

Das Temperaturfeld an der Scheibe wird in Abbildung 2.16 ausgewertet. Die Abbildungen 2.16(a) und 2.16(b) zeigen die Temperaturverteilung auf der Innenseite der Scheibe. Die maximalen Temperaturen stellen sich im oberen Bereich der Scheibe beim rein konvektiven Wärmetransport ein. Dort erkennt man die homogene Erwärmung, die auf die charakteristische konvektive Aufheizung hindeutet. Im Falle des gekoppelten Wärmetransports bildet sich der Hot Spot auch im oberen Bereich der Scheibe. Aufgrund des kleineren Wertes des Interaktionsparameters $N_{rc} = 72$ nimmt der Einfluss der Strahlung ab. Dies führt dazu, dass sich der Hot Spot von der optischen Achse weg nach oben verschiebt. Dort erkennt man eine starke lokale Aufheizung. Die beiden anderen Hot Spots (links und rechts) sind etwas kälter und auf das wiederholte Auftreffen der Konvektionswalze nach der Ablösung auf die Scheibe zurückzuführen. Allerdings nimmt das Temperaturniveau des Hot Spots stark zu. Die Temperatur des Hot Spots steigt von $\theta_{konv} = 0,035$ auf $\theta_{konv str} = 0,071$.

Das Temperaturfeld an der Scheibe beim rein konvektiven und gekoppelten Wärmetransport wird entlang der vertikalen Symmetrieebene ausgewertet und in Abbildung 2.16(c) dargestellt. Beim rein konvektiven Wärmetransport entsteht der Hot Spot im Bereich von $y = 0,8$. Die Temperatur sinkt auf der unteren Hälfte der Scheibe. Im gekoppelten Wärmetransport wird das Temperaturniveau an der Scheibe deutlich heißer. Die von der Lampe emittierte Strahlung erreicht die Scheibe über die reflektierenden Wände und führt dadurch zum Anstieg des Temperaturniveaus. Die Lage des Hot Spots verändert sich aber nur unwesentlich.

Die wichtigsten 3D-Resultate sind noch einmal in Tabelle 2.5 zusammengefasst. Die Ergebnisse stimmen qualitativ und quantitativ mit den Werten der 2D-Simulation überein. Die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten werden durch Strahlung reduziert und die Oberflächentemperaturen an der Scheibe und am Gehäuse nehmen um den Faktor zwei zu.

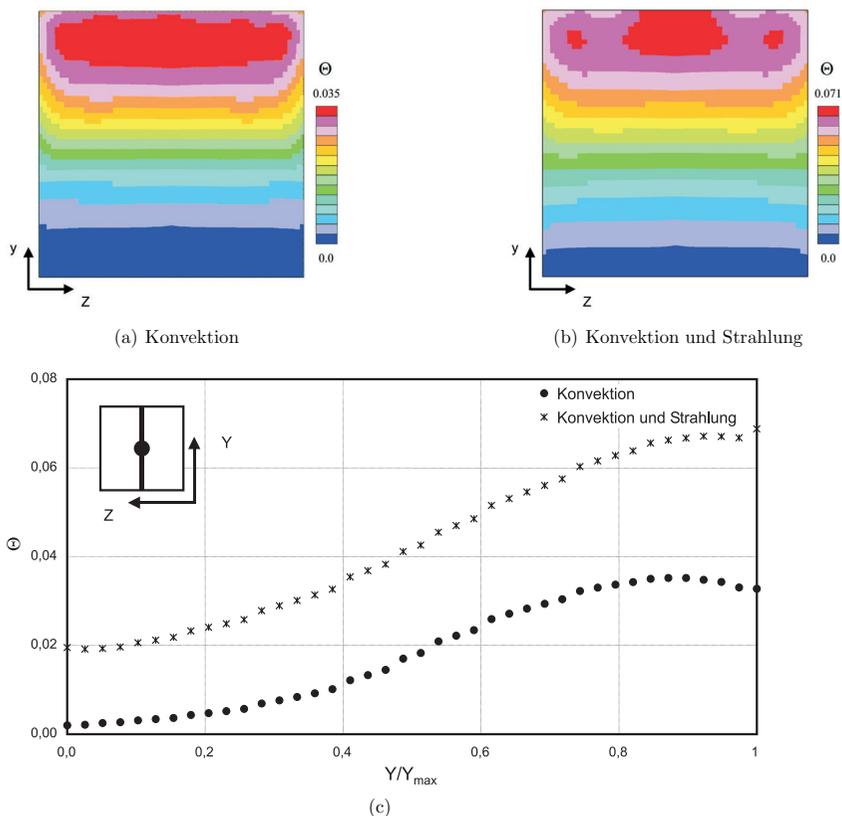


Abbildung 2.16: 3D-Simulation. Berechnete Temperaturverteilung auf der Innenseite der Scheibe a) reine Konvektion und b) Konvektion gekoppelt mit Strahlung. c) Vergleich der Temperaturprofile in der vertikalen Symmetrieebene $z = 0,5$.

2.4.4 Diskussion

Die durchgeführten Untersuchungen am 2D-Modell zeigen, dass der Wärmetransport durch alle Wärmetransportmechanismen bestimmt wird. Während sich beim rein konvektiven Wärmetransport die Auftriebströmung vorwiegend im oberen Bereich des Modells ausbildet und dort zum Auftreten des Hot Spots führt, wird der Hot Spot beim rein strahlenden Wärmetransport hin zur Mitte des Modells verlagert. Im Falle des gekoppelten Wärmetransports verschiebt sich der Hot Spot in der Mitte zwischen beiden Extremlagen. Die Strahlung sorgt für eine homogene Aufheizung der Modellwände

Berechnungsfall	V_{max} m/s	θ_{ref}	$\theta_{hot\ spot}$
Reine Konvektion	0,461	0,129	0,035
Konvektion und Strahlung	0,351	0,201	0,070

Tabelle 2.5: Analyse des gekoppelten Wärmetransportes bei der 3D-Simulation. $Ra = 1,4 \times 10^6$, $N_{rc} = 72$. θ_{ref} - Oberflächentemperatur auf der Oberseite des Scheinwerfermodells und $\theta_{hot\ spot}$ - Temperatur des Hot Spots an der Scheibe. Strahlungseigenschaften: Lampe $\varepsilon_l = 0,9$, Reflektor $\rho_r = 0,9$, Scheibe $\tau_{ab} = 0,9$, Wärmeleitfähigkeitsparameter $R_\lambda = 0,18$.

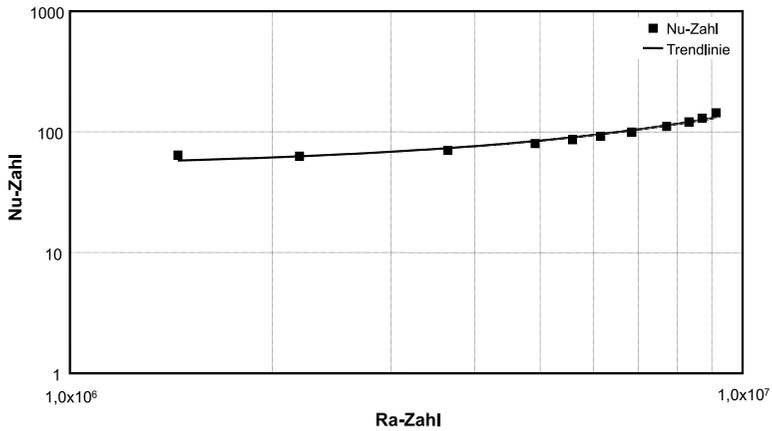
und trägt damit zur Intensivierung der Strömung im unteren Bereich bei. Die reduzierten Temperaturunterschiede zwischen Lampe und Reflektor bewirken eine Abnahme der Dichteunterschiede. Als Folge nehmen die maximalen Geschwindigkeiten stark ab. Die 2D-Simulationen werden mit Hilfe der früher eingeführten dimensionslosen Parameter ausgewertet. Die Auswertung wird auf die Analyse der Nu -Zahl und der Temperatur des Hot Spots $\theta_{hot\ spot}$ beschränkt.

Im Zuge der Simulationen werden verschiedene Werte der Ra -Zahl über die Wärmestromdichte \dot{q}_l eingestellt, die dem Bereich $30 \leq N_{rc} \leq 140$ und $10^6 \leq Ra \leq 10^7$ entsprechen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.17(a) ersichtlich. Aus dem Diagramm erkennt man, dass der Wärmeübergang mit der Vergrößerung der Ra -Zahl zunimmt. Dieses Verhalten kann durch die Vergrößerung des konvektiven Anteils mit der Ra -Zahl erklärt werden. Anhand der Berechnungsergebnisse wird eine approximierte Funktion für die Nu -Zahl ermittelt und mit den Literaturwerten für den gekoppelten Wärmetransport qualitativ verglichen (siehe Tabelle 5.4). Die Ergebnisse der vorgelegten Arbeit können nur qualitativ mit anderen Studien verglichen werden.

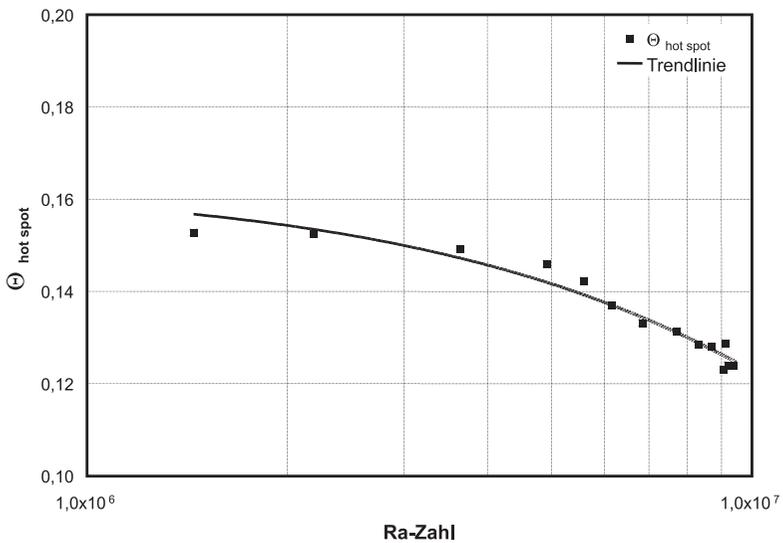
Untersuchung	Funktion
Ramesh[55]	$Nu = 0,288 Gr^{0,305}$
Venkateshan [81]	$Nu = 0,149 Gr^{0,294} f(N_{rc}, \varepsilon)$
Akiyama[3]	$Nu = 0,529 Ra^{0,3065} f(\varepsilon)$
Kim[36]	$Nu = 0,410 Ra^{0,2} f(R_\lambda)$
Diese Untersuchung	$Nu \sim Ra^{0,43}$

Tabelle 2.6: Zusammenhänge zwischen Nu -Zahl und Ra -Zahl. Die Randbedingungen für die vorgelegte Arbeit: Konvektion $10^6 \leq Ra \leq 10^7$ und Strahlung $30 \leq N_{rc} \leq 157$. Strahlungseigenschaften: Lampe $\varepsilon_l = 0,9$, Reflektor $\rho_r = 0,9$, Scheibe $\tau_{ab} = 0,9$ und Wärmeleitfähigkeitsparameter $R_\lambda = 0,18$

Die Temperatur des Hot Spots wird auch in Abhängigkeit von der Ra -Zahl analysiert (siehe Abbildung 2.17(b)). Im Gegensatz zur Nu -Zahl führt die Verminderung der Ra -Zahl



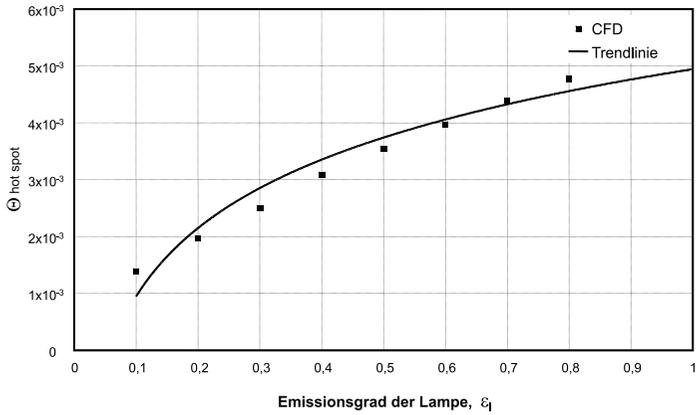
(a)



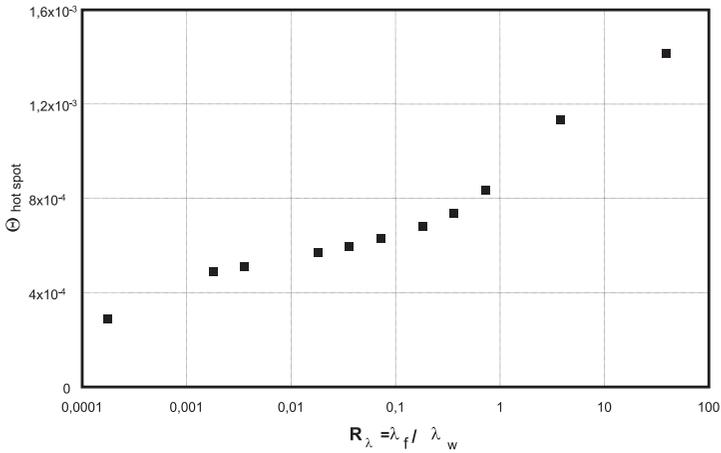
(b)

Abbildung 2.17: Ergebnisse der 2D-Simulation zum gekoppelten Wärmetransport. Abbildung a) zeigt das Verhalten des Wärmeübergangs Nu -Zahl in Abhängigkeit von Ra -Zahl. Abbildung b) zeigt das Temperaturverhalten des Hot Spots in Abhängigkeit von Ra -Zahl.

Randbedingungen: Konvektion $10^6 \leq Ra \leq 10^7$ und Strahlung $30 \leq N_{rc} \leq 157$, sowie Strahlungsrandbedingungen an der Lampe $\varepsilon_l = 0,9$, am Reflektor $\rho_r = 0,9$ und an der Scheibe $\tau_{ab} = 0,9$. Die Temperatur wird durch die Gleichung $\theta = \frac{T_i - T_\infty}{Q_i L_c A / \lambda}$ skaliert.



(a)



(b)

Abbildung 2.18: Ergebnisse der 2D-Simulation. Temperaturverhalten des Hot Spots in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern des Wärmetransports. a) Emission der Lampe ϵ_l ; b) Wärmeleitfähigkeit der Scheibe $R_\lambda = \lambda_f / \lambda_w$, wobei λ_f und λ_w - Wärmeleitfähigkeit der Luft und der Scheibe

zum Anstieg der Temperatur an der Scheibe. Dieses Verhalten ist auf die Reduzierung des konvektiven Anteils des Wärmetransports zurückzuführen. Das führt dazu, dass die Temperaturen an der Scheibe stark zunehmen. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 3.2 durch das Experiment verifiziert. In dieser Studie gelingt es, die Variation der Ra -Zahl in einem Bereich von $10^6 \leq Ra \leq 10^7$ zu realisieren.

Zur Analyse der Auswirkung von verschiedenen Kontrollparametern auf den gekoppelten Wärmetransport in einem Scheinwerfermodell wird eine Parameterstudie durchgeführt. Hierzu werden die Oberflächeneigenschaften wie Emission der Lampe ε_l , Reflexion des Reflektors ρ_r und Transmission τ_{ab} und die Stoffparameter wie das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten R_λ variiert. Die folgende Werte dienen als Ausgangsbasis für diese Parameterstudie: Emissionsgrad der Lampe $\varepsilon_l = 0,9$, Reflexion des Reflektors $\rho_r = 0,9$, Transmission der Scheibe $\tau_{ab} = 0,9$ und Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten $R_\lambda = 0,18$. Diese werden am Anfang fixiert und dann ein der Kontrollparameter variiert. Anschließend wird der Zusammenhang zur Temperatur aufgestellt.

Die Veränderung des Reflexionsgrades des Reflektors in einem Bereich wird in einem schmalen Bereich $0,7 \leq \rho_r \leq 0,9$ variiert. Die Veränderung der Reflexion zeigt eine geringe Auswirkung auf die Temperatur des Hot Spots. Sie ändert sich im Bereich $1,59 \times 10^{-3} \leq \theta_{hot\ spot} \leq 1,63 \times 10^{-3}$.⁸ Dies entspricht einem Temperaturunterschied von ca. 2 K in absoluten Größen. Eine wesentlich größere Rolle spielt der Emissionsgrad der Lampe. Das Verhalten des Hot Spots wird in Abhängigkeit von diesem Parameter in Abbildung 2.18(a)) dargestellt. Der Emissionsgrad hat einen direkten Einfluss auf den strahlenden Anteil des Wärmetransports der Lampe. Daher ruft die Erhöhung des Emissionsgrads ε_l eine Erhöhung der Temperatur des Hot Spots hervor. Der Unterschied zwischen dem Minimum und Maximum des Emissionsgrads bewirkt einen Temperaturunterschied von 16 K . Als drittes wird der Einfluss des Wärmeleitungsparameters R_λ analysiert (siehe Abbildung 2.18(b)). Die Reduzierung dieses Kontrollparameters entspricht der Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit der Scheibe. Die hohen Werte der Wärmeleitfähigkeit tragen zur besseren Wärmeabfuhr der Scheibe aus dem Scheinwerfermodell nach außen bei, was zum Absinken der Temperaturen führt. Das entspricht einer Differenz bei extremen Werten von R_λ von ca. 78 K .

⁸Die Temperatur wird durch Gleichung $\theta = \frac{T_l - T_\infty}{Q_l L_c A / \lambda}$ skaliert.

2.5 Zusammenfassung

Der gekoppelte Wärmetransport wird mit Hilfe theoretischer und numerischer Methoden untersucht. Bereits die ersten theoretischen Überlegungen deuten auf einen dominierenden Einfluss der Wärmestrahlung auf den Wärmetransport in einem Scheinwerfer hin. Der untersuchte Bereich wird mit Hilfe der dimensionslosen Parameter N_{rc} und Ra -Zahl beschrieben.

Zur Analyse des Wärmetransports in einem Scheinwerfer werden 2D- und 3D-Modelle entworfen und die numerischen Untersuchungen des Wärmetransports mit dem Strömungssimulationprogramm STAR-CD durchgeführt. Diese Untersuchungen zeigen, dass die Strahlung konvektionshemmend wirkt. Dieser Effekt ist auf die Reduzierung der Temperaturunterschiede zwischen der Lampe und den Modellwänden zurückzuführen. Als Folge reduzieren sich die Dichteunterschiede der Luft, und die maximalen Strömungsgeschwindigkeiten nehmen ab. An der Scheibe ist das Entstehen von lokalen Überhitzungen feststellbar. Diese Überhitzungen stellen sich in Abhängigkeit vom Verhältnis zwischen Konvektion und Strahlung ein. Durch die Strahlung wird die Strömung in der unteren Hälfte des Modells intensiviert und trägt damit zum Abbau der Strahlungsspitze an der Scheibe bei.

Anhand der durchgeführten Simulationen wird die Korrelation $Nu \sim Ra^{0,43}$ für den gekoppelten Wärmetransport ermittelt, und es werden Maßnahmen zur Reduzierung des Temperaturniveaus des Hot Spots aufgezeigt.

3 Experimentelle Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen erörtert. Diese Untersuchungen erleichtern das Verständnis einzelner Strömungsphänomene mittels vereinfachter Modelle und sollen später auf reale Scheinwerfer angewandt werden. Allgemein kann die Wärmeübertragung anhand der Parameter Strömungsfeld (\vec{v}), Temperaturfeld (T) und Wärmeübergang an den Wänden (h) bewertet werden. Dieses Kapitel widmet sich diesen drei Themengebieten. Ziel ist es, die auftretenden physikalischen Effekte mit Hilfe bekannter und neuartiger Messmethoden systematisch zu dokumentieren, Korrelationen zu ermitteln und die erarbeiteten Ergebnisse wissenschaftlich auszuwerten¹.

3.1 Strömungsuntersuchungen

Optische Strömungsmessverfahren gehören inzwischen zu den Standardmethoden in der experimentellen Strömungsanalyse. Sie werden sehr häufig in verschiedenen Forschungsgebieten sowie in der Industriepraxis [58], [74] eingesetzt. Im Gegensatz zu anderen bekannten Strömungsmessmethoden, wie z.B. Hitzdraht, wird das Messfeld bei optischen Messmethoden berührungslos abgetastet. Dadurch werden Veränderungen des Messbereiches durch die Sonde vermieden.

Bei der Anwendung dieser Methoden unterscheidet man zwischen lokalen Geschwindigkeitsmessungen und Feldmessungen. Zu den Standardmessmethoden für lokale Messungen gehört die LDA-Messtechnik [5]. Bei den Feldmessverfahren ist das PIV-Messsystem weit verbreitet und ermöglicht in einem Arbeitsschritt, die Verteilung von zwei oder allen drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors zu erhalten. Ausführliche Informationen über die Messmethoden und deren Möglichkeiten sind der Literatur [53] zu entnehmen.

Im vorliegenden Kapitel wird der Einsatz einer zweidimensionalen PIV-Messtechnik für verschiedene Versuchsaufbauten beschrieben [66],[63] (siehe Abbildung 3.1). Den Kern des verwendeten Messsystems bilden eine Laserschnittoptik, eine CCD-Kamera, ein Synchronizer, der beide Systeme steuert und letztlich das Versuchsmodell. Bei der Versuchsdurchführung wird der Messbereich mittels einer Laserschnittoptik (z.B. Nd:YAG-Laser) ausgeleuchtet und ein Schnitt des Strömungsfeldes mit gleichmäßig verstreuten Partikeln visualisiert. Mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera (in der Regel senkrecht zur Laserschnittebene) wird das Strömungsfeld aufgenommen. Wird der Messbereich durch zwei kurz aufeinander folgende Laserpulse ausgeleuchtet, kann die Partikelverschiebung in der Laserschnittebene anhand von Kreuzkorrelationsalgorithmen bestimmt und daraus die zwei Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit berechnet werden.

¹Aufgrund der Aktualität der Arbeit wurden die unten beschriebenen Ergebnisse bereits vorveröffentlicht [62], [63], [64], [65], [66], [38].

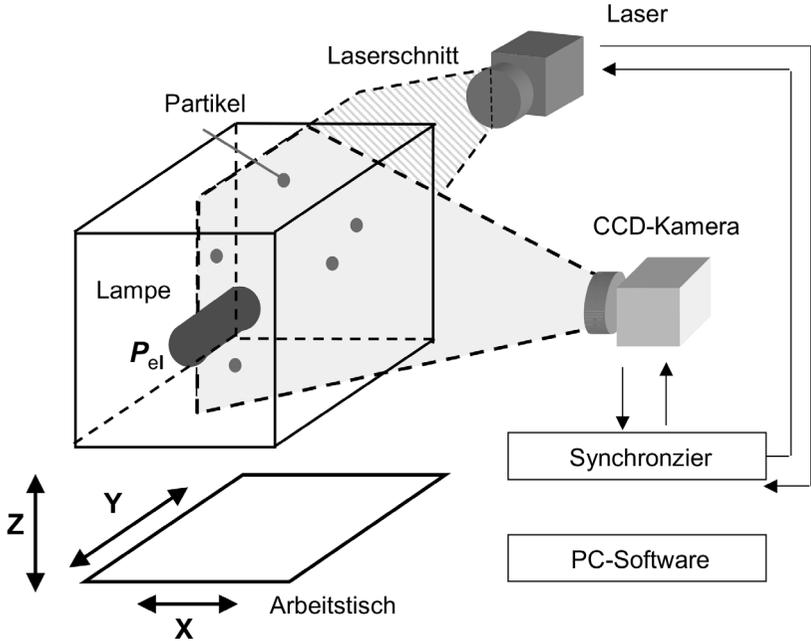


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau eines PIV-Messsystems

Die Herausforderung besteht darin, die richtigen Partikel für die Visualisierung der Strömung zu finden. Die Partikel müssen einige Voraussetzungen erfüllen:

- schlupffreies Folgen der Strömung (Partikelgröße und -dichte);
- hohe Lichtstreuereigenschaften (z.B. Streuvermögen);
- hohe Lebensdauer (z.B. Temperaturbeständigkeit).

Für die Bestimmung der Luftgeschwindigkeiten wurden gute Erfahrungen mit Öltröpfchen ($\rho_p = 0,9 \text{ g/cm}^3$; $d_p = 1 - 2 \mu\text{m}$) und DEHS-Partikeln ($\rho_p = 0,9801 \text{ g/cm}^3$; $d_p = 2 - 3 \mu\text{m}$) gemacht [53].

Eine weitere Beschränkung dieser Messtechnik ist die Zugänglichkeit des Messaufbaus für Laserlichtschnittoptik und Visualisierungstechnik. Aus diesem Grund muss für die Messung ein optimaler Kompromiss im Versuchsaufbau gefunden werden. Die durchgeführten Untersuchungen in einem Scheinwerfer gliedern sich in:

- Vollständige Felduntersuchungen
- Untersuchungen von Teileffekten.

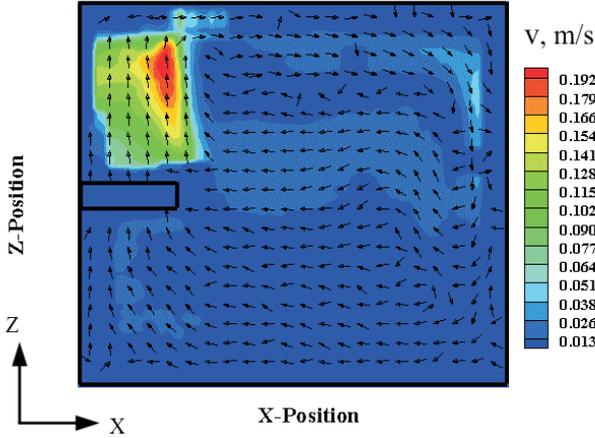


Abbildung 3.2: Abbildung zeigt das mit dem PIV gemessene Strömungsfeld in der Wärmequellebene: ausgehend von der Lampe entsteht ein thermischer Auftrieb, der sich über die Decke bis zur Scheibe ausbreitet. Dort wird die Strömung an der vertikalen Wand nach unten umgelenkt. Im Verlauf wird die Strömung abgekühlt und in der Höhe von ca. $0,8H$ von der Wand abgelöst. An dieser Stelle entsteht ein Hot Spot.

In einem ersten Schritt wurde ein Modell aus einem transparenten Material (Plexiglas) angefertigt, in dem speziell die Auftriebsströmung oberhalb der Strahlungsquelle sowie das Gesamtströmungsfeld vermessen werden konnten [63].

Als Wärmequelle wurde eine Heizpatrone mit einer homogenen Temperaturverteilung eingesetzt, die keine sichtbare Strahlung erzeugt.

In diesem Experiment werden dabei die Größen $Ra=9,3 \times 10^6$ und $N_{rc}=63$ realisiert.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Aus der Messung erkennt man ein Strömungsfeld ähnlich den numerischen Simulationen (vgl. Abbildung 2.15). Oberhalb der Lampe bildet sich die Auftriebsströmung, die sich bis zur Scheibe ausbreitet. Im oberen Bereich der Scheibe löst sich die Strömung von der Wand ab. Dort stellt sich der Hot Spot ein (vgl. Abbildung 2.16(b)). Diese festgestellte strömungsmechanische Phänomene werden in Detail untersucht. Im ersten Teil wird die Auftriebsströmung an der Lampe analysiert. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen eine qualitative Übereinstimmung zwischen den gemessenen und berechneten Strömungsgeschwindigkeiten an der Lampe[63] (siehe Anhang A.3.).

Im zweiten Teil wird das Strömungsverhalten an der Scheibe für die gerichtete Wärmequelle gemessen und insbesondere in der Nähe des Hot Spots ausführlich untersucht. Der Versuchsaufbau wird im folgenden Abschnitt erläutert.

3.1.1 Experimenteller Aufbau

Im letzten Abschnitt wurde die Strömungsuntersuchung mit einer homogenen Wärmequelle vorgestellt. Beim Wärmetransport durch Konvektion und diffuse Strahlung stellt sich ein konvektiver Hot Spot an der Scheibe ein. Für die Untersuchung des Strömungsverhaltens mit der gerichteten Strahlung wird ein neues Experiment entworfen. In Abbildung 3.3(a) wird der experimentelle Aufbau dargestellt.

Das Versuchsmodell besteht aus einer Box mit den Abmaßen $H \times L \times T = 180 \times 340 \times 180 \text{ mm}^3$. Es ist aus einem transparenten Material gefertigt (im Gegensatz zur ersten Untersuchung wird PC aus thermischen Gründen eingesetzt) und enthält eine um 30° geneigte Scheibe. In der Box sind zwei diagonal liegende Öffnungen zum Druckausgleich angebracht: auf der Unterseite der Scheibe und an der Oberseite der Hinterwand. Weiterhin ist ein Reflektor mit Halogenlampe H7 in der Box eingebaut, dessen Position in vertikaler und horizontaler Richtung diskret variiert werden kann. Die elektrische Leistung der Lampe ist stufenlos bis maximal 50 W einstellbar.

Die Strömung wird mit Hilfe eines kommerziellen 2D-PIV Messsystems bestimmt. Dessen Hauptbestandteile sind zwei gepulste Nd-YAG Laser mit einer Pulsenergie von jeweils 25 mJ sowie eine CCD-Kamera mit 1280×1024 Bildpunkten und 12-Bit Speichertiefe. Der Laserschnitt wird über einen Spiegel ins Modell gelenkt, damit unerwünschte Reflexionen innerhalb des Modells vermieden werden. Dies führt dazu, dass nur der Modellausschnitt vor dem Reflektor beleuchtet wird. Dieser kann mit einer Digitalkamera aufgenommen werden. Der Strömungsverlauf an der Lampe ist mit diesem Beleuchtungsschema nicht zugänglich. Die Messung wird ca. zwei Stunden nach Einschalten der Halogenlampe durchgeführt. Dazu werden Öltröpfchen mit einem Durchmesser von $1 - 2 \mu\text{m}$ zur Strömungsvisualisierung in die Box eingeblasen. Anschließend werden im Abstand von 10 ms zwei Bilder von dem durch die Öltröpfchen gestreuten Licht aufgenommen und mittels Korrelationsalgorithmen mit einer Auflösung von 64 Pixel ausgewertet. Für die PIV-Auswertung der Bilder wird eine kommerzielle Software verwendet. Es wird über mehrere Aufnahmen gemittelt.

Die typischen Kenngrößen des Experimentes sind $Ra = 7,1 \times 10^9$ und $N_{re} = 278$.

3.1.2 Ergebnisse

Abbildung 3.3(b) zeigt ein gemessenes Geschwindigkeitsfeld in der vertikalen Ebene, welche die Lampe im Längsschnitt enthält. Da der optische Zugang des Messsystems auf einen Ausschnitt des Modells beschränkt ist, müssen die gemessenen Daten mit Erkenntnissen aus anderen Experimenten kombiniert werden (siehe Abbildung 3.2).

Oberhalb der Lampe bildet sich eine Auftriebsströmung aus, die entlang des Reflektors nach oben steigt. An der Reflektorkante löst sich die Strömung von der Wand ab und steigt weiter nach oben bis zur Gehäuseoberseite. Am Auftreffpunkt entsteht eine lokale Überhitzung. Dies korreliert sehr gut mit Temperaturmessungen [66]. Die mit der IR-Kamera vermessene Oberflächentemperaturmessung zeigt die Bildung von zwei lokalen Überhitzungen über dem Reflektor, die sich symmetrisch zur Lampe anordnen, was auf die Aufheizung durch Konvektion hindeutet.

Abbildung 3.3 stellt das gemessene Strömungsfeld vor dem Reflektor dar. Die Auftriebs-

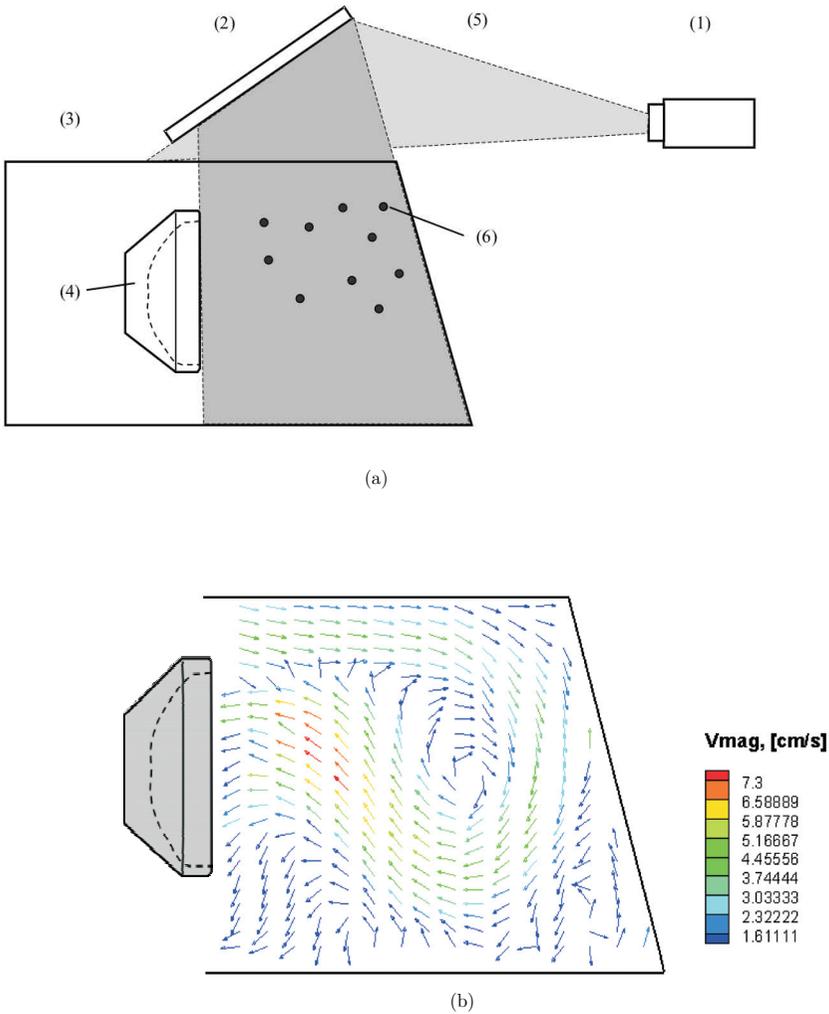


Abbildung 3.3: Das mit PIV gemessene Strömungsfeld in der vertikalen Ebene. Die Abbildung a) zeigt den Laser (1), den Spiegel (2), das Modell (3) mit dem Reflektor (4), den Laserschnitt (5) und die Partikel (6). Die Abbildung b) stellt das gemessene Strömungsfeld in der Symmetrieebene dar.

strömung geht vom Reflektor weiter zur Scheibe, wo sie an der kalten Scheibe umgelenkt wird. Bei $2/3$ der Scheibenhöhe löst sich die Strömung von der Wand ab und kehrt zum Reflektor zurück. Dieser Strömungsverlauf von der heißen Lampe bis zur kalten Wand wird Hauptströmung genannt. Im unteren Bereich der Scheibe (rechts) erkennt man eine Sekundärströmung, die nach oben steigt und sich mit der Primärströmung trifft. Die ungleichmäßige Partikelkonzentration sowie die prinzipiellen Beschränkungen von Korrelationsalgorithmen in der Nähe des Modellrandes erschweren die genaue Analyse dieses Phänomens in dieser Perspektive.

Aus diesem Grund wird der Versuchsaufbau etwas verbessert: Das Versuchsmodell wird 90° um die Z -Achse gedreht, so dass die Kamera den Querschnitt der Box aufnehmen kann. Zusätzlich wird die Laserlichtschnittebene parallel zur Scheibenebene ausgerichtet, damit der Strömungsverlauf in der direkten Umgebung der Scheibe gemessen werden kann. (siehe Abbildung 3.4a). Der Abstand zwischen der Laserlichtschnittebene und der Scheibe wird auf ca. $3 - 5$ mm eingestellt. Im Messbetrieb erweist sich das Licht der Lampe als störend, wodurch die Partikelposition nicht festgestellt werden kann. Deshalb wird die Lampe nach dem Erreichen eines stationären Strömungszustandes ausgeschaltet und die Messung innerhalb von wenigen Minuten während der Abkühlungsphase durchgeführt.

Das gemessene Vektorfeld zeigt Abbildung 3.4b. Im oberen Bereich der Scheibe erkennt man die Hauptströmung, welche die Scheibe von der Lampe erreicht. Die Strömung trifft im oberen Bereich der Scheibe auf und wird dort nach unten umgelenkt. Im weiteren Verlauf löst sich die Strömung von der Wand ab. In der Mitte der Scheibe erkennt man deutlich die Sekundärströmung. Der Hintergrund dieser Strömung kann mit Hilfe der vermessenen Oberflächentemperaturverteilung an der Scheibe festgestellt werden (siehe Abbildung 3.4c). Im Zentrum der Scheibe entsteht ein Hot Spot, der durch die Wirkung der gerichteten Strahlung erzeugt wird. Die beiden Strömungen treffen im oberen Bereich der Scheibe zusammen. In diesem Bereich bildet sich eine Stauzone, die den Wärmetransport verhindert. Die Lage des Hot Spots kann somit nur gering durch die Hauptströmung beeinflusst werden.

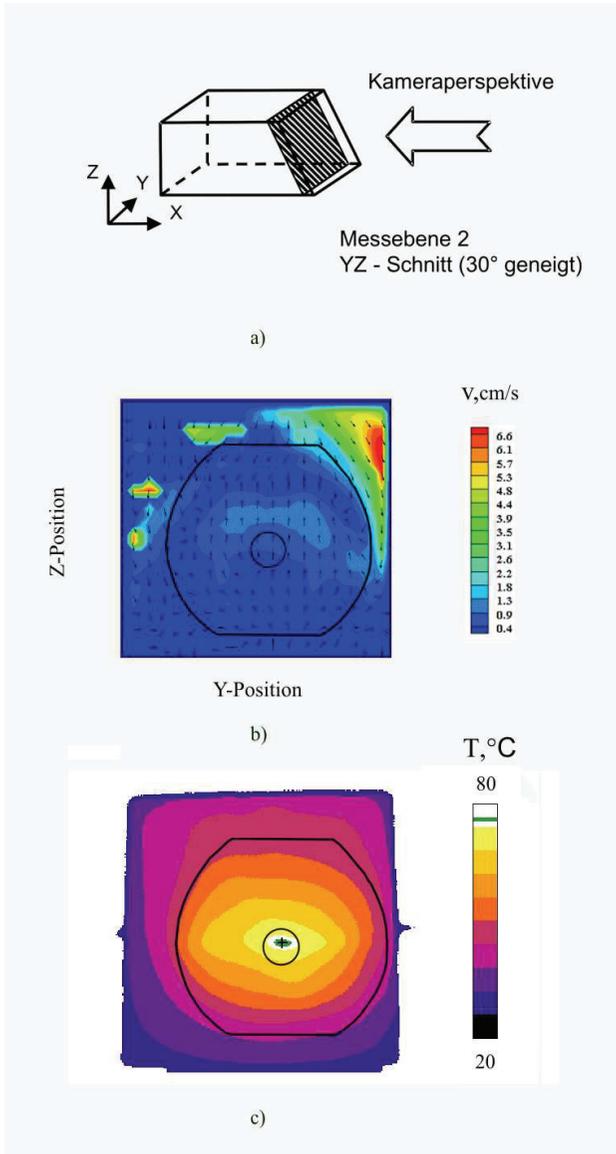


Abbildung 3.4: a) Skizze zum Versuchsaufbau; b) Das mit PIV gemessene Vektorsfeld an der Scheibe. Der Abstand zwischen der Messebene und der Scheibe beträgt ca. 5mm. Die durchgezogene Linie zeigt das Reflektorprofil; c) die mit einer IR-Kamera gemessene Temperaturverteilung an der Scheibe [66].

3.1.3 Diskussion

Anhand der durchgeführten Untersuchungen werden zwei verschiedene Strömungsphänomene sichtbar. Wird eine homogene Strahlungsquelle innerhalb eines geschlossenen Modells positioniert, bildet sich eine gleichmäßige Hauptströmung aufgrund der homogenen Strahlungscharakteristik der Quelle und der konvektiven Aufheizung aus. Diese Strömung verteilt die Wärme im Modell (siehe Abbildung 3.5(a)).

An der Scheibe wird die heiße Luft abgekühlt. Die Konvektionsströmung löst sich im oberen Bereich der Scheibe von der Wand ab. Dort entsteht ein Hot Spot. Die Luftzirkulation beschränkt sich auf den oberen Bereich des Modells. Die homogene Strahlungsquelle erzeugt kein spezielles Phänomen an der Scheibe, und die Strahlung spielt im Wärmetransport nur eine untergeordnete Rolle.

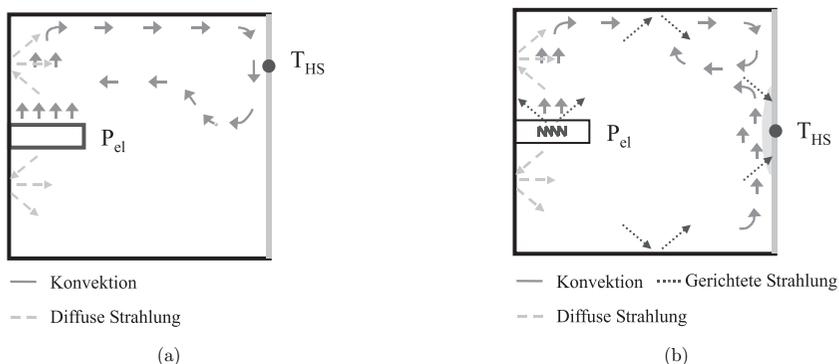


Abbildung 3.5: Skizzierte Beschreibung vom Strömungsverlauf innerhalb eines Scheinwerfermodells

Beim Einbau einer speziell gerichteten Strahlungsquelle (z.B. Halogenlampe mit Wendel und Reflektor), die nicht nur diffuse sondern auch gerichtete Strahlung abgibt, bildet sich ein ähnlicher Strömungsverlauf. Ein sehr deutlicher Unterschied entsteht allerdings an der Scheibe. Durch die geometrische Fokussierung von Strahlungsenergie der Quelle wird ein Energieanteil von der Scheibe absorbiert. Dadurch findet eine lokale Aufheizung statt. Diese lokalen Überhitzungen führen zum Entstehen einer Sekundärströmung (siehe Abbildung 3.5(b)), die an der Scheibe entgegen der Hauptströmung gerichtet ist. Die Lage des Hot Spots kann durch gerichtete Strahlung verändert werden, und in diesem Fall verschiebt er sich hin zur Modellmitte.

3.2 Temperaturuntersuchungen

Im letzten Abschnitt wurden die gesammelten Informationen über das Strömungsfeld dargestellt. Sie deuteten auf eine starke Kopplung der Konvektion und der Strahlung hin. Der gekoppelte Charakter wird in der folgenden Abbildung sichtbar.

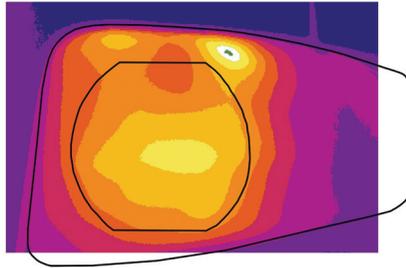


Abbildung 3.6: Gemessene Temperaturverteilung an der Scheibe eines Scheinwerfers bei eingeschalteter Abblendlicht-Funktion. Die durchgezogene Linie zeigt die Scheibenkontur und die Reflektorposition.

Abbildung 3.6 zeigt die Temperaturverteilung an der Scheibe bei eingeschalteter Abblendlicht-Funktion. In dieser Darstellung erkennt man zwei charakteristische Bereiche in der Verteilung. Der erste Bereich ist die lokale Aufheizung in Höhe der Lampe. Dafür ist der gerichtete Anteil der Strahlung verantwortlich, der ausgehend von der Lampe über mehrere Reflexionen die Scheibe erreicht. Der zweite Bereich befindet sich im oberen Teil der Scheibe, was auf ein konvektives Phänomen zurückzuführen ist. Aus dieser Temperaturverteilung wird deutlich, dass die beiden Phänomene Strahlung und Konvektion beim Wärmeübergang an der Scheibe von gleicher Größenordnung sind und ausführlich analysiert werden müssen.

Aus theoretischen Untersuchungen ist der Zusammenhang zwischen dem konvektiven Wärmeübergang (Nu -Zahl) und der Ra -Zahl bekannt. Bei kleinen Ra -Zahlen findet der Wärmeübergang durch Diffusion und Wärmeleitung statt. Bei größeren Ra -Zahlen nimmt der Anteil der Konvektion am Wärmeübergang zu. In diesen Untersuchungen wird der Einfluss der gerichteten Wärmestrahlung auf den Wärmetransport im Detail analysiert. Im Abschnitt 2.1.1 wurde bereits gezeigt, dass der Druck und die Ra -Zahl sich wie folgt verhalten: $Ra \sim p^2$. Diese Abhängigkeit wird im folgenden Experiment genutzt, um das Temperaturverhalten und den Wärmeübergang an der Scheibe zu analysieren.

3.2.1 Experimenteller Aufbau

Für die Analyse der strömungsmechanischen Phänomene muss der experimentelle Aufbau besonders hohen mechanischen Anforderungen wie z.B. den erhöhten Druckkräften von außen genügen.

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Das Modell besteht aus einem zylindrischen Gehäuse ($D=200\text{ mm}$, $L=300\text{ mm}$, PP), dem Reflektor mit Halogenlampe ($P_{el} = 25\text{ W}$) und von zwei Seiten (vorne und hinten) angeschraubten Scheiben (Dicke $D = 12\text{ mm}$, PC). Auf der Rückseite ist eine Drehschieberpumpe mit Hilfe eines Verbindungselements mit der hinteren Scheibe verbunden, die ein bestimmtes Unterdruckniveau innerhalb des Modells erzeugt. In der Messreihe wird der Druckbereich $1\text{ mbar} \leq p \leq 1000\text{ mbar}$ variiert.

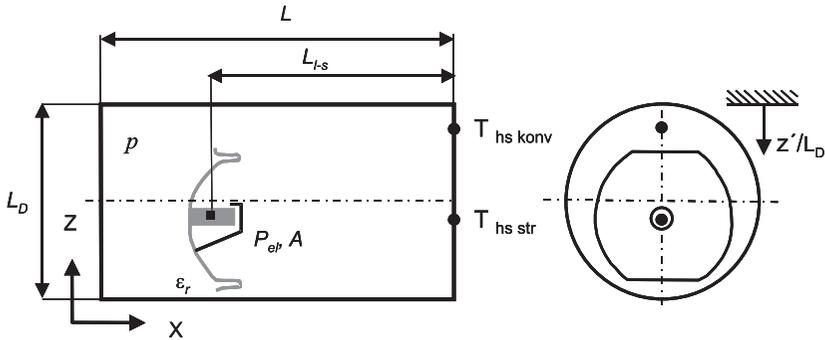


Abbildung 3.7: Modellskizze mit der Anordnung der Temperatursensoren auf der Innenseite der Scheibe. Das Modell besteht aus Lampe P_{el} , Reflektor ϵ_r , Gehäuse und Scheibe. $T_{hs\ konv}$ - Sensor zur Analyse der konvektiven Aufheizung, $T_{hs\ str}$ - Sensor zur Betrachtung der Aufheizung durch gerichtete Strahlung und A - Umfang der Lampe.

Im Mittelpunkt der Untersuchungen ist die Analyse des Temperaturfeldes an der vorderen Scheibe (im Weiteren nur die Scheibe genannt). Der Reflektor wird innerhalb des Modells so am Träger befestigt, dass seine Position in der horizontalen Richtung verändert werden kann. Um die beiden konvektiven und strahlenden Komponenten örtlich aufzulösen, wird der Reflektor in diesem Experiment in einer unteren Position (mit einem geringen Luftspalt zum Gehäuse) und unterhalb der optischen Achse des Gehäuses positioniert. Der horizontale Abstand zwischen dem Reflektor und der Scheibe wird für dieses Experiment auf $L_{l-s} = 89\text{ mm}$ fixiert.

Ein weiterer Kontrollparameter im Experiment ist der Emissionsgrad ϵ . Die innere Seite des Reflektors wird geschwärzt, um den Einfluss der gerichteten Reflexionskomponente zu unterdrücken. Als Folge wird der geschwärzte Reflektor einen großen Energieanteil absorbieren und gleichmäßig abstrahlen. Zusätzlich wird die eingesetzte Lichtquelle geschwärzt, um einen hohen Homogenitätsgrad der Strahlungscharakteristik zu erzielen und gleichzeitig den durch die Konvektion abgeführten Wärmestromanteil zu vergrößern [38].

Vor Messbeginn wird die Lampe bei normalen Bedingungen (Atmosphärendruck) ein-

geschaltet und der stationäre Zustand abgewartet. Typischerweise wird dieser nach ca. 2 Stunden erreicht. Danach wird die Pumpe aktiviert und die Luft aus dem Modell bis zum kontrollierten Druckniveau evakuiert. Anschließend wird die Pumpe mit Hilfe eines Ventils vom Modell abgekoppelt, bis ein neues thermisches Gleichgewicht in ca. 1,5 Stunden erreicht wird. Zu diesem Zeitpunkt wird das Modell messtechnisch erfasst.

Bei jeder Messung werden die Daten sowohl des Außentemperaturfelds als auch lokale Werte innerhalb des Modells aufgenommen und ausgewertet. Das lokale Innentemperaturfeld wird mit Hilfe von acht Messwiderständen (Pt 100 mit der Genauigkeit von 1/3 DIN EN 60751, d.h. Messgenauigkeit von $\pm 0.185 K$ bei der Temperatur von $50^\circ C$) erfasst, die auf der Innenseite des Modells mit Hilfe eines Epoxidklebers fixiert werden. Den zwei Messpunkten an der Scheibe, die an der vertikalen Achse der Scheibe positioniert sind, gilt besonderes Interesse. Der erste Messpunkt wird in der Höhe der optischen Achse der Lampe fixiert und ist für die Charakterisierung der Strahlungseffekte angedacht (T_{str}). Der zweite Messpunkt wird im oberen Bereich der Scheibe positioniert und soll die konvektiven Effekte (T_{konv}) aufzeigen. Das Außentemperaturfeld wird mittels der Infrarotmesskamera *Varioscan 1011* von der Fa. Jenoptik berührungslos vermessen. Die eingesetzte Infrarotkamera hat eine Auflösung von 800×600 Pixel und eine spektrale Empfindlichkeit des Sensors von $8 - 12 \mu m$ und die Messgenauigkeit von $\pm 1 K$. Das Druckniveau wird mittels des Grobvakuummeters *PIZA 101* von der Fa. IlmVac eingestellt. Das Vakuummeter hat die Messgenauigkeit von 0,8% FS, was einen Fehler von $8 mbar$ in einem Druckbereich von $1 mbar$ bis $1000 mbar$ entspricht.

Im Rahmen der Versuchsvorbereitung werden das Transmissionsverhalten der verwendeten Scheibe sowie die spektrale Ausstrahlung der Lampe gemäß des Gesetzes des schwarzen Strahlers analysiert. Es zeigt sich, dass die Lampe nur einen geringen Anteil ihrer Energie (ca. 24%) in einem Empfindlichkeitsbereich der IR-Kamera abgibt und die Scheibe in einem Wellenlängenbereich bis $2000 nm$ transparent ist (siehe Anhang A.4.).

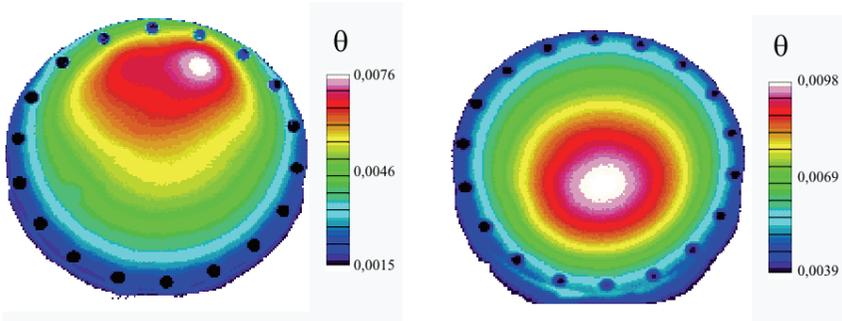
Die charakteristischen Größen im Experiment sind Ra -Zahl = $1,56 \times 10^6$ und $N_{rc} = 189$.

3.2.2 Ergebnisse

In Abbildung 3.8(a) wird die gemessene Temperaturverteilung an der Scheibe dargestellt. Genau so wie im Abschnitt 3.1 bildet sich oberhalb der Lampe eine konvektive Walze, die die heiße Luft durch Konvektion nach oben treibt. Diese erreicht über das Gehäuse die Scheibe. Dann wird die Strömung im oberen Teil der Scheibe umgelenkt. Dadurch entsteht dort ein Hot Spot. Durch die geneigte Reflektorgeometrie entsteht eine Unsymmetrie in der Temperaturverteilung. Dadurch liegt der Hot Spot an der Scheibe rechts versetzt von der vertikalen Achse, wo der Abstand zur Scheibe kleiner ist.

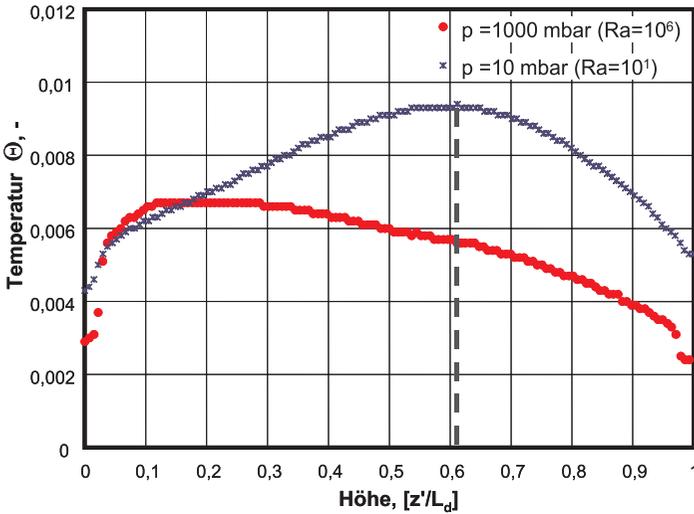
Genauere Informationen über die vertikale Lage des Hot Spots werden in Abbildung 3.8(c) noch einmal dargestellt. Diese zeigt einen gemessenen Temperaturverlauf entlang der vertikalen Achse der Scheibe. Die absolute Temperatur wird in eine dimensionslose Größe gemäß $\theta = T - T_\infty / (P_{el} \cdot L_{l-s} / A \cdot \lambda)$ umgerechnet. Bei normalem Druck entsteht der Hot Spot bei ca. $z' = 0,18$. Im weiteren Verlauf sinkt die Temperatur monoton mit der Höhe.

Die gemessene Temperaturverteilung bei Unterdruck zeigt Abbildung 3.8(b). Der Charakter des Temperaturfelds verändert sich signifikant im Vergleich zum Normaldruck.



(a) $p = 1000 \text{ mbar}$ ($Ra = 10^6$)

(b) $p = 10 \text{ mbar}$ ($Ra = 10^1$)



(c) Temperaturverlauf an der Scheibe

Abbildung 3.8: Gemessene Temperaturverteilung auf der Außenseite der Scheibe bei verschiedenen Druckverhältnissen (Abbildungen a) und b)). Abbildung c) zeigt den Temperaturverlauf entlang der vertikalen Achse der Scheibe ($z' = 0$ - der obere Rand der Scheibe und $z' = 1$ - der untere Rand). Die Lage der Lampeachse entspricht der Höhe $z' = 0,61$. Emissionsgrad der Lampe $\varepsilon_l = 0,95$ und des Reflektors $\varepsilon_r = 0,95$.

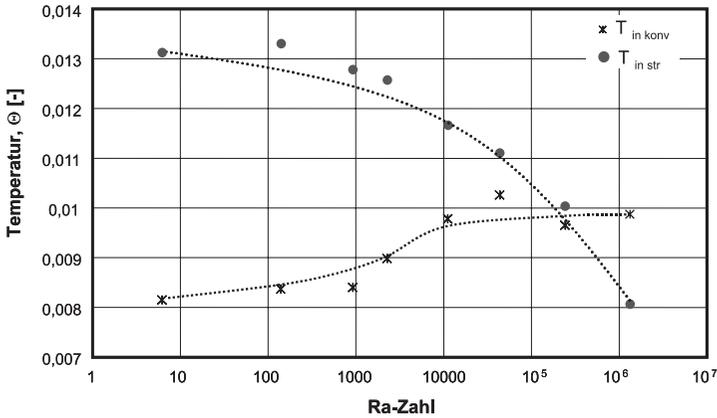


Abbildung 3.9: Verhalten von Innenoberflächentemperaturen auf der Scheibe als Funktion des Druckniveaus (Ra -Zahl). T_{str} - Messstelle in der Mitte der Scheibe. T_{konv} - Messstelle im oberen Teil der Scheibe.

Die Lage des Hot Spots verschiebt sich zur Mitte der Scheibe nahe der optischen Achse. Der maximale Wert kann in der Höhe von $z' = 0,61$ festgestellt werden. Das gemessene Profil zeigt einen monotonen Charakter: Die Temperatur sinkt links und rechts vom Hot Spot. Dies deutet auf einen reinen Wärmetransport durch Strahlung und Wärmeleitung hin. So liegt die Ra -Zahl für diesen Fall bei 10^1 .

In Abbildung 3.9 wird das Temperaturverhalten der beiden Messpunkte auf der Innenseite gezeigt, die den Einfluss der Ra -Zahl auf die konvektiven und strahlenden Vorgänge charakterisieren. Der Temperaturverlauf spiegelt die Erkenntnisse aus der gemessenen Temperaturverteilung auf der Außenseite wider: Mit einer Reduzierung der Ra -Zahl wird die Konvektion stark abgeschwächt - die Temperatur T_{konv} sinkt monoton mit der Ra -Zahl. Dies führt dazu, dass die Strahlung mehr Gewicht bekommt und die Temperatur in der Mitte der Scheibe (T_{str}) deutlich ansteigt. Dieses Verhalten findet eine qualitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen der 2D-Simulation (vgl. Abbildung 2.18(b)), indem die Temperatur des Hot Spots auch mit Reduzierung der Ra -Zahl abnimmt.

Das Temperaturverhalten für den hochreflektierenden Reflektor ($\varepsilon_r = 0,05$) wird ebenfalls untersucht. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass der Hot Spot in der Scheibenmitte bereits bei Normaldruck entsteht. Oberhalb des Hot Spots erkennt man die konvektive Aufwärmung durch die Sekundärströmung (vgl. Abbildung 3.4). Durch die Druckminderung verschiebt sich der Hot Spot hin zur optischen Achse. Hierbei nimmt das Temperaturniveau an der Scheibe deutlich zu, und der konvektive Anteil wird stark abgeschwächt[37],[38].

3.2.3 Diskussion

Im aufgebauten Experiment ist es gelungen, die örtliche Trennung der konvektiven und strahlenden Phänomene zu realisieren und das Verhalten jeder Wärmeübertragungsart im Detail zu analysieren.

Der Vergleich der relativen Temperaturen für Normal- und Unterdruck zeigt, dass das Temperaturniveau des Hot Spots bei Unterdruck deutlich höher liegt bei gleicher Lampenleistung. Während die Temperatur des Hot Spots für einen Normaldruck bei 0,0067 liegt, nimmt das Temperaturniveau auf 0,0094 zu. Auch wandert der Hot Spot von der oberen Seite der Scheibe hin zur optischen Achse. Dies ist vor allem durch den erhöhten Anteil des strahlenden Wärmestroms begründet, der die Scheibe erreicht. Durch die Druckminderung wird der Konvektionseinfluss stark reduziert. Das führt zur Erhöhung der Strahlungskomponente, die von der Lampe in die Umgebung abgegeben, vom Reflektor absorbiert und wieder durch Strahlung an die Scheibe abgegeben wird. Infolge dessen steigt das Temperaturniveau beim Unterdruck.

Ein anderer interessanter Effekt ist das Gleichgewicht zwischen der Strahlung und der freien Konvektion beim strahlenden Hot Spot ($z' = 0,6$). Bei Unterdruck tritt gerichtete Strahlung an dieser Stelle auf und führt zum Ausbilden des Hot Spots. In Präsenz der Konvektion kann diese lokale Aufheizung stark vermindert werden, so dass diese vollständig verschmiert. Konvektion ist in diesem Fall deutlich dominanter als Strahlung.

Anhand der lokal gemessenen Temperaturen auf der Innenseite und der mit der IR-Kamera bestimmten Temperaturverteilung auf der Außenseite kann der Wärmestrom an der Scheibe ermittelt und analysiert werden. Diese Werte sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

<i>Ra</i> - Zahl	$\varepsilon_r = 0,05$		$\varepsilon_r = 0,95$	
	\dot{q}_{konv}	\dot{q}_{str}	\dot{q}_{konv}	\dot{q}_{str}
10^6	80	130	91	54
10^1	-27	228	10	50

Tabelle 3.1: Lokal vermessene Wärmestromdichte (\dot{q} , W/m^2) an der Scheibe mit dem hochreflektierenden ($\varepsilon_r = 0,05$) und geschwärzten ($\varepsilon_r = 0,95$) Reflektoren. *str* - Messpunkt in der Mitte der Scheibe - in Höhe der optischen Achse. *konv* - Messpunkt im oberen Bereich der Scheibe. Die charakteristischen Größen sind $Ra = 10^1 - 10^6$ und $N_{rc} = 144$.

Anhand dieser Tabelle sieht man, dass der Wärmestrom mit der Änderung der Strahlungseigenschaften der Oberflächen stark variiert. Bei hoher *Ra*-Zahl ist für den hochreflektierenden Reflektor ($\varepsilon_r = 0,05$ - gerichteter Reflektor) der Wärmestrom in der Mitte der Scheibe (\dot{q}_{str}) wesentlich höher als bei geschwärztem Reflektor ($\varepsilon_r = 0,95$ - diffuser Reflektor). Der gerichtete Reflektor absorbiert weniger Energie von der Lampe und gibt diese über Reflexion weiter.

Der Vergleich von \dot{q}_{str} mit \dot{q}_{konv} (Messpunkt im oberen Bereich der Scheibe an der vertikalen Achse) zeigt, dass die Strahlung eine dominante Rolle spielt. Der Hot Spot entsteht in der Mitte der Scheibe [38]. Mit der Reduzierung der *Ra*-Zahl werden die konvektiven Phänomene noch stärker vermindert, so dass die Konvektion keine Rolle mehr spielt. Gleichzeitig erhöht sich der Einfluss der gerichteten Strahlung. Der Wärmestrom wird annähernd verdoppelt.

Mit Reduzierung der Reflexionseigenschaften gewinnt die Konvektion an Gewicht. Der Wärmestrom \dot{q}_{konv} ist deutlich höher als \dot{q}_{str} . Deshalb sieht man den rein konvektiven Hot Spot an der Scheibe. Mit Veränderung der *Ra*-Zahl wird die Konvektion genauso unterdrückt. \dot{q}_{konv} reduziert sich von 90 W/m^2 auf 10 W/m^2 , und die Strahlungskomponente bleibt fast unverändert (54 W/m^2 gegenüber 50 W/m^2).

Nachdem die Informationen über das Strömungs- und das Temperaturfeld analysiert sind, fehlt noch die Informationen über den Wärmeübergang auf der Oberfläche.

3.3 Wärmeübergangsuntersuchungen

Neben der Information über das Temperatur- und Strömungsfeld ist die Kenntnis über den Wärmeübergangskoeffizienten von Bedeutung. In diesem Fall gilt das besondere Interesse dem Wärmeübergang auf der Innenseite der Scheibe, der durch folgende Gleichung für den stationären Fall definiert ist:

$$h = \frac{\dot{q}_{konv}}{T_{innen} - T_{\infty}}, \quad (3.1)$$

wobei \dot{q}_{konv} - konvektiver Anteil des Wärmestroms, (W/m^2); T_{innen} - Oberflächentemperatur auf Innenseite, (K); T_{∞} - Umgebungstemperatur, (K) gilt.

Wird der konvektive Wärmestrom durch die Wärmeleitung nach dem Fourier-Gesetz angenähert und die Umgebungstemperatur durch die Referenztemperatur, z.B. Lampentemperatur ersetzt, so kann der Wärmeübergang bestimmt werden:

$$h = \lambda \frac{(T_{innen} - T_{au\beta en})}{D(T_{innen} - T_L)}, \quad (3.2)$$

wobei λ - Wärmeleitfähigkeit der Wand, (W/m^2K); D - Materialdicke, (m), $T_{au\beta en}$ - Außentemperatur, (K). Um diese Größe zu bestimmen, muss die Information über die Oberflächentemperaturen auf Innen- und Außenseite bekannt sein.

Konventionelle Techniken bieten nur beschränkte Möglichkeiten, die Temperaturinformation zu bestimmen. Während Temperatursensoren (Messwiderstände oder Thermoelemente) für die Messung von Oberflächentemperaturen eingesetzt werden, kann die Temperaturverteilung an der Außenseite mit Hilfe der Infrarotthermografie bestimmt werden. Damit stellt eine gleichzeitige Ermittlung des Innen- und Außentemperaturfeldes ein großes Problem dar.

3.3.1 Flüssigkristalle

Bereits vor 100 Jahren wurden die besonderen optischen Eigenschaften von Flüssigkristallen beobachtet, und sie wurden erst in den letzten Jahrzehnten in der Forschung und der Ingenieurpraxis eingesetzt. Die Flüssigkristalle haben eine mehrschichtige Struktur aus Molekularebenen, die stochastisch auf einer Ebene angeordnet und in dieser eindeutig orientiert sind [33]. Wird die Kristallstruktur durch eine Einflussgröße (z.B. elektromagnetische Felder, Druck oder Temperatur) angeregt, verändern sich die optischen Eigenschaften der Flüssigkristallschicht. Flüssigkristalle unterscheidet man in drei Arten: smatische, nematische und cholesteristische [11]. Temperaturempfindliche Flüssigkristalle werden in der Literatur als thermochromische (thermochromic liquid crystals - TLC) bezeichnet und zur Bestimmung von Oberflächentemperaturen und des Wärmeübergangskoeffizienten eingesetzt.

Beleuchtet man die Oberfläche mit der aufgetragenen Flüssigkristallschicht von außen, bricht sich das Licht an unterschiedlichen Schichten und erscheint in verschiedenen Farben. Das optische Verhalten von Flüssigkristallen kann anhand der Farbe schon mit dem bloßen Auge erkannt werden, wenn die Oberfläche mit der TLC aufgeheizt wird. Bei der

Messung muss der Zusammenhang zwischen Temperatur und optischen Eigenschaften bekannt sein. In unterschiedlichen Studien werden die Auswertungsmöglichkeiten mittels der Farbe bzw. der Farbkomponenten diskutiert [2], [23], [15]. Diese Methode zeigt eine hohe Temporaufösung (bis $0,1 K$) und Genauigkeit ($\pm 0,2 K$) [2], die von mehreren Faktoren abhängig ist. Dies sind hauptsächlich der Beobachtungswinkel, die Lichtquellencharakteristik, die interne Datenverarbeitung innerhalb der CCD-Kamera und die Genauigkeit der Kalibrierungsfunktion. Diese Aspekte wurden bereits in der Literatur ausführlich diskutiert [23], [15], [33].

Die bisher angewandte Vorgehensweise hat jedoch auch einige Nachteile. Flüssigkristalle müssen wegen des geringen Kontrasts auf geschwärzten Hintergrund aufgetragen werden. Dann kann die Farbinformation genau genug aufgenommen und analysiert werden. Auf diese Weise werden die Strahlungseigenschaften der Oberfläche stark beeinflusst und die Messmöglichkeiten der Außentemperatur beschränkt. Daher kann diese Vorgehensweise für die Analyse von Innenoberflächen nicht eingesetzt werden.

3.3.2 Messmethode

In unserem Experiment wird die Flüssigkristallmischung auf der Innenseite des transparenten Messobjektes aufgetragen. Damit muss das Objekt von beiden Seiten optisch zugänglich sein. Wird die dünn aufgetragene Flüssigkristallschicht von hinten beleuchtet, kann der durch diese Schicht transmittierte Lichtstrom registriert werden. Diese Vorgehensweise wird als Transmissionsschema bezeichnet. Das Transmissionsschema ermöglicht die Nutzung von 85 % der Empfindlichkeit einer Flüssigkristallmischung. Ein anderer Vorteil liegt in der Anwendung dieses Schemas für Oberflächentemperaturen sowohl an der Innen- als auch Außenseite [62].

Die verwendete Messkamera nimmt die flächige Leuchtdichteverteilung auf, so dass das komplette Lichtbild in einer Messung analysiert werden kann. Für die Umrechnung der gemessenen Leuchtdichtewerte in die Temperaturverteilung muss eine Kalibrierfunktion ermittelt werden. Die durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass der skalierte Leuchtdichtewert (Kontrast) einen monotonen Charakter mit steigender Temperatur aufweist [64].

Dieses Verhalten tritt nach Erreichen eines charakteristischen Punktes der Flüssigkristallmischung - Greenpunkt - auf. Ab diesem Temperaturbereich kann die ermittelte Funktion mit einem Polynom 4. Ordnung approximiert ($T = 783600 \cdot C^4 + 79613 \cdot C^3 + 1771 \cdot C^2 + 262 \cdot C^1 + 42,72$) und die Oberflächentemperaturverteilung daraus bestimmt werden.

Die Messung wird in einem abgedunkelten Raum in drei Arbeitsschritten durchgeführt. Zuerst wird die Lampe eingeschaltet und das durch die Flüssigkristallschicht fallende Licht als Leuchtdichteverteilung ('kalte Aufnahme') aufgezeichnet. Diese Information ist für die Kalibrierung der Objektbeleuchtung erforderlich. Danach wird die Heizpatrone eingeschaltet und eine neue Leuchtdichteverteilung ('warme Aufnahme') in einem stationären Zustand ermittelt. Typischerweise stellt sich dieser Zustand nach ca. 2 Stunden ein. Für jeden Zustand werden mehrere Bilder im Abstand von 30 s aufgenommen und darüber der Mittelwert gebildet.

Anschließend werden die beiden Bilder am Rechner subtrahiert und durch das kalte Ni-

veau dividiert. Daraus ergibt sich die gewünschte dimensionslose Leuchtdichtekontrastverteilung:

$$C = \frac{L_h - L_k}{L_k}, \quad (3.3)$$

hier bezeichnen L_h, L_k die Leuchtdichtewerte im warmen und kalten Zustand. Dank dieser Vorgehensweise kann die verschiedene Ausleuchtung der Messoberfläche aufgenommen und bei der anschließenden Auswertung berücksichtigt werden.

3.3.3 Experimenteller Aufbau

Abbildung 3.10 zeigt den experimentellen Aufbau. Die Hauptbestandteile der Versuchsanordnung sind eine Lichtquelle, ein Modell und eine ortauflösende Leuchtdichtemesskamera LMK98 [78].

Das Versuchsmodell besteht aus einer Box aus Plexiglas mit den Abmaßen $H \times B \times T = 140 \times 140 \times 150 \text{ mm}^3$. Von der Seite wird eine zylindrische Heizpatrone mit dem Durchmesser $D = 8 \text{ mm}$ und der Länge $L = 40 \text{ mm}$ symmetrisch eingebaut. Ihre Leistung wird auf 18 W eingestellt.

Die Lichtquelle beleuchtet über eine Streuscheibe (Plexiglas XT) das Versuchsmodell von der Seite. Diese Scheibe dient als Schutz gegen direkte Wärmestrahlung und erzeugt eine gleichmäßige Leuchtdichteverteilung. Auf der Innenseite des Modells wird eine dünne, transparente Flüssigkristallschicht aufgetragen. Für unsere experimentelle Untersuchung verwenden wir die Flüssigkristallmischung *BM/R30C20W/C17-10* der Fa. Hallcrest. Diese Mischung hat folgende Charakteristik: Der Temperaturstart liegt bei 30°C , das Temperaturband beträgt 20 K . Das bedeutet, dass das weiße reflektierte Licht bei $29,5^\circ\text{C}$ rot (Red Start), bei $32,1^\circ\text{C}$ - grün (Green Start) und bei $49,5^\circ\text{C}$ - blau (Blue Start) erscheinen wird. Bei $58,3^\circ\text{C}$ (Colourless-Punkt) werden die Flüssigkristalle transparent und reagieren nicht mehr auf eine weitere Temperaturerhöhung.

Die charakteristischen Größen des Experimentes sind Ra -Zahl = $9,4 \times 10^6$ und $N_{rc} = 60$.

3.3.4 Ergebnisse

Die vorgestellte Messmethode wird am folgenden Beispiel für ein Modell eines Scheinwerfers präsentiert. Die Flüssigkristallschicht wird innen auf der Oberseite des transparenten Modells aufgetragen und von unten durch die Streuscheibe mit Hilfe einer Leuchtstofflampe beleuchtet. Die entstehende Leuchtdichteverteilung erfasst dann die Leuchtdichtemesskamera in senkrechter Richtung.

Abbildung 3.11a zeigt die gemessene Leuchtdichteverteilung im 'kalten' Zustand, die ohne thermische Aufheizung aufgenommen wird. Danach wird die Lampe eingeschaltet und die zweite Verteilung registriert. Aus beiden Aufnahmen wird der Kontrast nach Gleichung [3.3] berechnet.

Abbildung 3.11b zeigt eine daraus berechnete Kontrastverteilung, die die Isothermen der Oberflächenverteilung auf der Innenwand aufzeigt. Oberhalb der Lampe erkennt man eine Aufheizung durch die Auftriebsströmung (vgl. Abbildung 2.15(f)). Im weiteren Verlauf

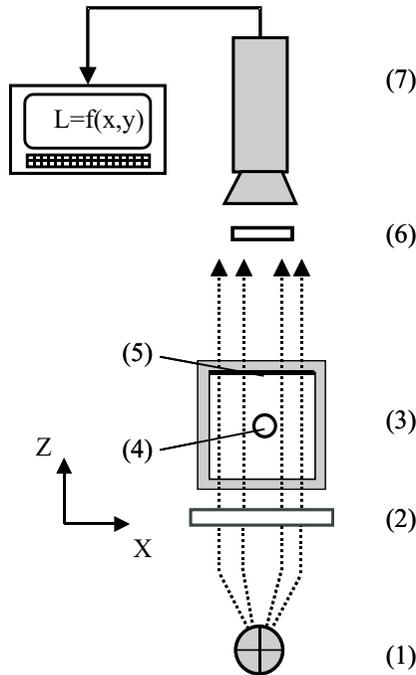


Abbildung 3.10: Skizze der Versuchsanordnung. 1 - Lampe, 2 - Streuscheibe, 3 - Versuchsmodell mit der Heizpatrone (4), 5 - Flüssigkristallschicht, 6 - $V(\lambda)$ -Filter, 7 - Messkamera.

verbreitet sich das Temperaturfeld von der Mitte zum Modellrand. Die größeren Isothermabstände in der Nähe der Heizpatrone deuten auf Auflösungsschwierigkeiten hin. Dies liegt an ungewünschten Reflexionen auf der Heizpatrone. Dadurch entsteht eine relativ große Signalstreuung, die die Kamera nicht auflöst.

Abbildung 3.11c zeigt die mit Hilfe der Infrarotkamera gemessene Temperaturverteilung. Die Temperaturverteilung auf Innen- und Außenseite deuten auf eine qualitative Übereinstimmung.

Zum Vergleich der quantitativen Werte wird die innere Oberflächentemperatur mit Hilfe eines Thermoelements ermittelt, das an einem Punkt mit den Koordinaten $x=0,19$ $y=0,15$ aufgebracht wird. Die TLC-Methode liefert eine Abweichung von $\pm 0,35$ K.

Abbildung 3.12 zeigt die gemessenen Temperaturen auf der Innenseite entlang der Linie ($Y=0,03$). Zusätzlich wird das Temperaturfeld auf der Außenseite mit Hilfe der Infrarotkamera vermessen und das Temperaturprofil an gleicher Stelle aufgetragen. Die beiden Verläufe korrelieren im Bereich $x = 0,1$ bis $x = 0,8$ sehr gut miteinander. Am Seitenrand ist das Messsignal der Flüssigkristalle durch das Streulicht stark beeinflusst. Dies führt zu Genauigkeitsverlusten. Gleichzeitig treten Schwierigkeiten bei der Messung von nied-

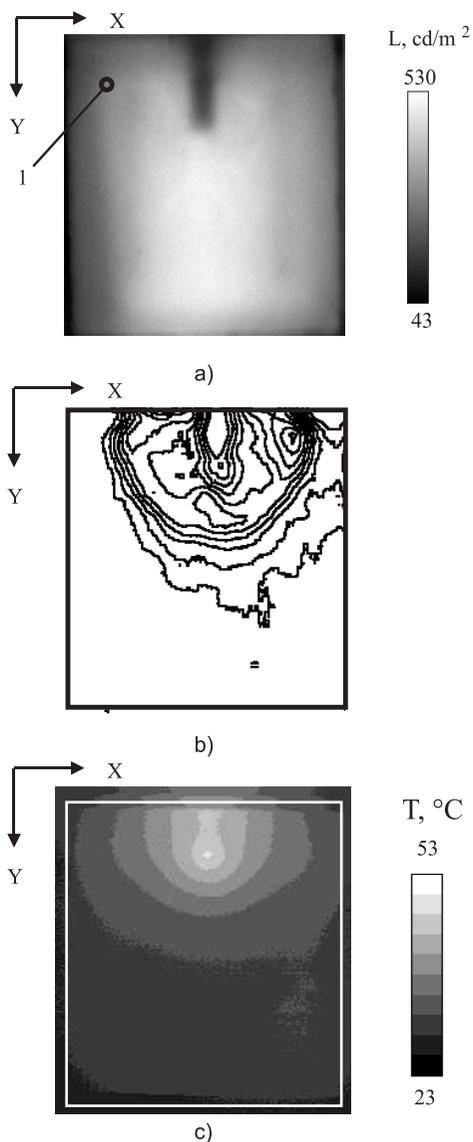


Abbildung 3.11: Messergebnisse. a) Gemessene Leuchtdichteverteilung ('kalte Aufnahme'). Punkt (1) zeigt die Position des Thermoelements; b) Kontrastverteilung aus kalter und warmer Aufnahme (Temperaturverteilung auf Innenseite des Modells); c) Die mit IR-Kamera gemessene Temperaturverteilung auf Außenseite.

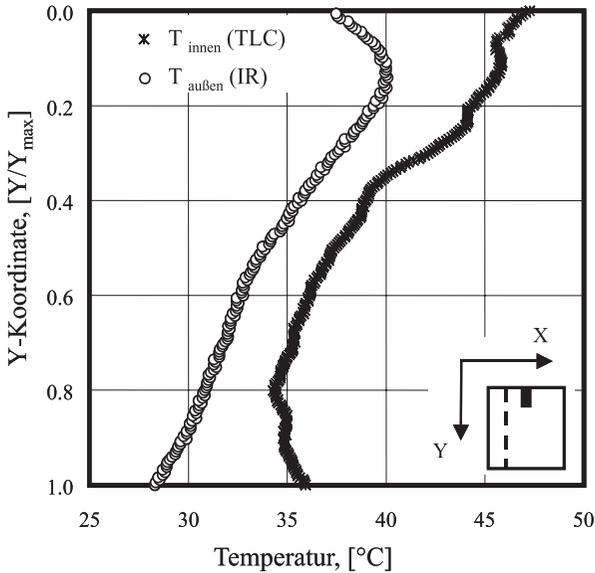


Abbildung 3.12: Gemessenes Außen- und Innentemperaturfeld auf einer Linie entlang $x=0,25$. Die Außentemperaturen werden mittels der Infrarotkamera vermessen und die Innentemperaturen mittels Flüssigkristallen und Leuchtdichtemesskamera

riger Temperaturen ($x \geq 0,8$) als bei 'greenstart' bei $33,2^{\circ}\text{C}$ auf, die mit Hilfe dieser Methode nicht bestimmt werden können.

3.3.5 Diskussion

In dieser Arbeit wird eine neue Vorgehensweise zur Erfassung und die Auswertung von Daten mittels Flüssigkristallen vorgestellt. Das Messprinzip basiert auf der Analyse der optischen Eigenschaften von Flüssigkristallschichten mit Hilfe der Leuchtdichtemesskamera. Die präsentierte Methode ergänzt das bekannte Anwendungsgebiet der TLC auf Bestimmung von Innentemperaturfeldern für transparente Materialien.

3.4 Zusammenfassung

Im experimentellen Teil der Arbeit werden verschiedene Modellexperimente vorgestellt, in denen einzelne und komplette Strömungsphänomene systematisch untersucht werden können. Hierbei gelingt es, die komplette Information (Strömungs- und Temperaturfeld sowie Wärmeübergangskoeffizienten) über den gekoppelten Wärmeübergang aufzunehmen und zu klassifizieren.

Bei der Strömungsanalyse werden zwei unterschiedliche Strömungsvorgänge an der Scheibe festgestellt, die das Entstehen von Hot Spots erklären. In einem gekoppelten Wärmetransport durch Konvektion und diffuser Strahlung entsteht eine Hauptströmung von der Wärmequelle zur Scheibe. In diesem Fall tritt ein Hot Spot dort auf, wo sich die Strömung von der Wand ablöst. Ein zweiter Strömungsverlauf bildet sich mit einer zusätzlichen Wärmequelle, deren Energie die Geometrie (z.B. eines Reflektors) direkt auf die Scheibe richtet. Die Lage des Hot Spots wird durch ein Gleichgewicht zwischen der gerichteten Strahlung und der Hauptströmung bestimmt. Als Folge entsteht eine Sekundärströmung, die entgegen der Hauptströmung ausgerichtet ist.

Zur genauen Analyse des Hot Spot-Verhaltens an der Scheibe wird ein Modellexperiment aufgebaut, in dem die komplexen Phänomene mittels der Variation des Druckes separat betrachtet und deren Zusammenhänge aus den lokalen und flächenhaften Temperaturmessungen ermittelt werden.

Weitere Erkenntnisse über den Wärmetransport werden mit Hilfe einer neuen Messmethode gewonnen, die die Temperaturbestimmung an den transparenten Innenoberflächen ermöglicht. Diese Methode basiert auf der Auswertung photometrischer Daten von Oberflächen, die mit Flüssigkristallen beschichtet sind mittels einer ortsauffösenden Leuchtdichtemesskamera. Ist das Temperaturfeld auf Innen- und Außenseite des Modells bekannt, kann der Wärmeübergang flächenhaft bestimmt werden.

4 Anwendung der Temperatursimulation auf einen Scheinwerfer

In diesem Kapitel wird eine Berechnungsmethode zur Bestimmung der Temperaturen in einem Scheinwerfer vorgestellt. Die Methode basiert auf der Kopplung des selbstentwickelten Programms zur Berechnung gerichteter Strahlung mit der kommerziellen CFD-Software STAR-CD, in der die diffuse Strahlung und der konvektive Wärmeübergang berechnet wird. Im Abschnitt 4.2 wird das Grundprinzip der Strahlverfolgung beschrieben und die Funktionalität des Programms erklärt. Mit Hilfe dieses Programms wird eine Berechnungsmethode zur Temperatursimulation in einem Scheinwerfer aufgebaut. Die Berechnungsergebnisse werden an einem Scheinwerfer exemplarisch vorgeführt. Die aufgebaute Methode wird mit der Standardsimulation in der Software STAR-CD und der Temperaturmessung verglichen. Die erworbenen Erkenntnisse aus numerischen und experimentellen Untersuchungen in den Modellexperimenten werden auf der Gültigkeit in der Praxis geprüft¹.

4.1 Einleitung

Die Klassifikation von Scheinwerferkonstruktionen wird ausführlich von Huhn [31] vorgestellt. Man unterscheidet zwischen

- Parabolscheinwerfern
- Bifokus- und Multifokusscheinwerfern
- Freiformscheinwerfern sowie
- Ellipsoid- oder Projektionsscheinwerfern.

In den letzten Jahren hat sich die LED-Technik in der Automobilbeleuchtung durchgesetzt. Sie wird immer häufiger für einzelne Funktionen eines Scheinwerfers eingesetzt. Dank des kompakten Aufbaus bieten die *LED* neue Möglichkeiten für die Gestaltung von Scheinwerfern. In dieser Arbeit wird sich auf die Analyse des thermischen Verhaltens eines Freiformscheinwerfers beschränkt.

Die Hauptfunktion eines Scheinwerfers ist die ausreichende Ausleuchtung der Fahrbahn. Gesetzsvorschriften fordern die definierte Lichtverteilung, die eine ausreichende Sicht für den Fahrer bietet und eine Blendung des Gegenverkehrs ausschließt.

Zur Erfüllung dieser Anforderungen werden numerische Berechnungen für die Lichtverteilung durchgeführt. Die Berechnung basiert auf der Strahlverfolgung, die ausgehend von der Lichtquelle wie z.B. Halogenlampe verschickt werden. Dieser Vorgang wird auch

¹Die ausgewählten Themen dieses Kapitels wurden bereits vorherveröffentlicht [66], [67]

als *Raytracing* bezeichnet. Aus der Bildverarbeitung und der Lichttechnik sind die zwei klassischen Algorithmen *Forward* und *Backward Ray Tracer* bekannt. Im nächsten Abschnitt wird die Funktionalität eines Forward Ray Tracers erklärt.

4.2 Modul zur Berechnung der gerichteten Strahlung

Der Vorgang, bei dem die Strahlen ausgehend von der Lichtquelle in die Umgebung verschickt werden, wird als Vorwärts-Raytracing (Forward Ray Tracer) bezeichnet. Die Quelle wird durch mehrere Strahlen und den zugehörigen Energiebeitrag beschrieben, die von der Emissionsfläche (z.B. Wendel) in alle Richtungen im Gesamtmodell vorwärts verschickt werden. Trifft ein Strahl ein Oberflächenelement, wird ein bestimmter Energieanteil des Strahls absorbiert und der Rest weiter verschickt. Dies geschieht entweder durch Reflexion an den spiegelnden Wänden oder Reflexion und Transmission an durchlässigen Wänden. Bei jeder Interaktion wird der Energieanteil abgeschwächt. Dieser Vorgang wird solange fortgesetzt, bis die mit dem Strahl transportierte Energie unter eine bestimmte Energieschranke fällt. Dann wird der Algorithmus abgebrochen und nicht weiterverfolgt. So entsteht eine Energieverteilung auf allen Oberflächen bzw. der Auswertungsebene, z.B. Fahrbahn. Die Berechnungsgenauigkeit bzw. Abbildungsqualität der physikalischen Effekte hängt von der Anzahl der Strahlen ab. Typischerweise werden ab 10^6 Strahlen von einer Quelle verschickt.

Aufgrund der Dualität der Reflexionseigenschaften kann jede Oberfläche sowohl gerichtet als auch gerichtet weitergeben. Das heißt, dass jede Interaktion eines Strahls an einem Element auf zwei Wege verteilt wird. Jede weitere diffuse Reflexion erzeugt neue sekundäre Strahlen, die wiederum an einem anderen Element neue Strahlen erzeugen. Dadurch kann der Berechnungsaufwand schnell explodieren. Daher werden verschiedene Annahmen getroffen, um den Aufwand in einem vertretbaren Rahmen zu halten. Eine physikalisch sinnvolle Approximation ist, nur reine gerichtete Reflexion oder reine diffuse Reflexion zuzulassen. Diese Vereinfachung trägt zur Reduzierung der Berechnungszeit maßgeblich bei. Gleichzeitig wird jedoch das reale Modell nicht vollständig beschrieben. Im Allgemeinen besteht jeder Ray Tracer aus zwei Modulen. Das erste Modul ist eine effiziente Datenstruktur, die die Verarbeitung von großen geometrischen Modellen unterstützt. Das zweite Modul dient zur Durchführung eines Kollisionstestes, der die schnelle Suche nach Trefferpunkten zwischen einem Strahl und der Modellgeometrie ermöglicht. Die Routinen zum Kollisionstest sind der Kern des Ray Tracers. Die Besonderheit dieser Routinen liegt darin, dass ein Kollisionstest zwischen einem Strahl und der unbekanntenen Geometrie mit Ein- und Ausbuchtungen und optischen Strukturen durch eine Kombination von Prozeduren zwischen einem Vektor und den Standardobjekten ersetzt wird.

Das Datenmanagement im Programm spielt eine sehr große Rolle. Eine der wichtigsten Anforderungen ist die ressourcenschonende Datenstruktur für beliebige geometrische Modelle und eine minimal benötigte Zeit zur Suche nach den Kollisionspunkten. Zu den effektiven Algorithmen für diese Aufgabe zählt man das Begrenzungsbox - Prinzip (sog. *bounding box*). Die Idee dieses Algorithmus liegt darin, das geometrische Modell mit mehreren Primitiven (z.B. Dreieck oder Viereck) einer einfach beschränkenden Geometrie zu umhüllen. Für diese abgrenzende Geometrie wird ein Kriterium für die Unterteilung fest-

gelegt, nach dem das eingeschlossene Datenmodell geteilt wird. Die neuen entstehenden Daten werden erneut umhüllt und weiter geteilt, bis die beschränkende Geometrie nur ein Primitive enthält. Die aufgebaute Datenstruktur wird als Hierarchischer Baum (sog. Binärbaum) bezeichnet und erfordert relativ geringen Speicherplatz ($O(N) = \log(N)$). Das ist besonders für komplexe Modelle von Vorteil.

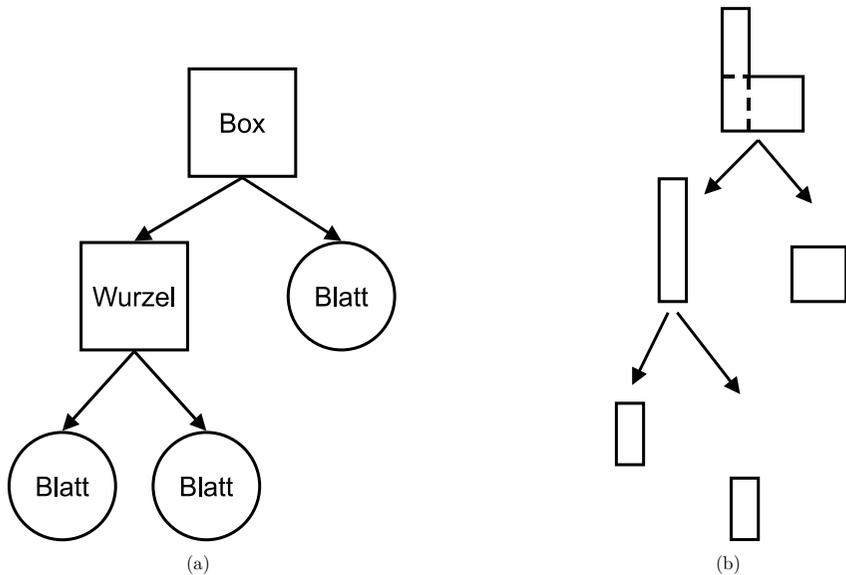


Abbildung 4.1: Schematische Abbildung zum Aufbau des Binärbaums
a) Datenstruktur; b) Mögliche Zuordnung der geometrischen Elemente im Binärbaum

Abbildung 4.1 zeigt ein exemplarisches Beispiel einer solchen Unterteilung. Auf der obersten Ebene steht die komplette Geometrie aus 3 Elementen, die in zwei Ästen unterteilt wird. Während der rechte Ast nur ein Element (sog. *Blatt*) enthält, besteht der linke Ast aus zwei Elementen. So eine Ebene wird Wurzel genannt. In der dritten Hierarchieebene befinden sich die Primitiven.

Der Kollisionstest zwischen einem Strahl und der Geometrie mit unbekannter Topologie wird nun durch einen Test zwischen einem Strahl und einem Primitiven ersetzt. Dieser komplexe Vorgang kann damit auf Standard-Algorithmen vereinfacht werden [27], die in einem Ray Tracer implementiert sind. Man unterscheidet zwischen drei Arten begrenzender Geometrien (siehe Abbildung 4.2): einer Sphäre, einer achsenorientierten Box (*axis-aligned bounding box* - *AABB*) [57] oder einer objektorientierten Box (*oriented bounding box* - *OBB*) [28].

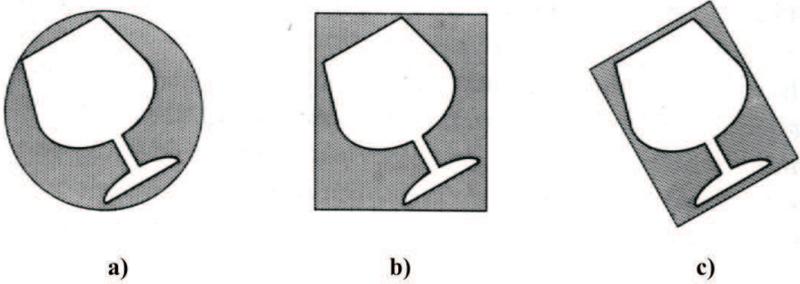


Abbildung 4.2: Verschiedene Abgrenzungsstrategien für einen Binärbaum.
a) Sphäre; b) Achsenorientierte Box; c) Objektorientierte Box (nach [27])

Der Berechnungsaufwand für den Kollisionstest ist ebenfalls von der gewählten Begrenzungsgeometrie abhängig. So sind bei dem Test zwischen Strahl und Sphäre der Abruf mehrerer komplexer mathematischer Operationen wie z.B. Wurzel-Funktion notwendig. Dies trägt zur Erhöhung der CPU-Zeit bei. Die Interaktion mit einer Rechteckbox ist dagegen wesentlich robuster und schneller [27].

Der Strahl wird als ein Vektor $\mathbf{R}(t) = \mathbf{R}_o + \mathbf{R}_r \cdot t$ mit den Ausgangskordinaten \mathbf{R}_o ,

$$\mathbf{R}_o = [X_o, Y_o, Z_o], \quad (4.1)$$

und den Richtungskordinaten \mathbf{R}_r ,

$$\mathbf{R}_r = [X_r, Y_r, Z_r] \quad (4.2)$$

definiert, wobei der Richtungsvektor gemäß $X_r^2 + Y_r^2 + Z_r^2 = 1$ normalisiert wird. Der Parameter t muss die Bedingung $t > 0$ erfüllen.

Für eine Interaktion zwischen einem Strahl und einer Ebene $A \cdot x + B \cdot y + C \cdot z + D = 0$ kann der Wert t gemäß

$$t = -\frac{\mathbf{P}_n \cdot \mathbf{R}_o + D}{\mathbf{P}_n \cdot \mathbf{R}_r} \quad (4.3)$$

berechnet werden. \mathbf{P}_n beschreibt den Normalvektor der geschnittenen Ebene; \mathbf{R}_o und \mathbf{R}_r sind der Ausgang des Vektors und dessen Richtung. Wird die Rechteckbox als Zusammensetzung von mehreren Ebenen dargestellt, kann ein Schnittpunkt für die Kollision mit dieser Geometrie ähnlich bestimmt werden.

Die obenbeschriebene Datenstruktur mit Kollisionsroutinen wird in der Programmiersprache *C* implementiert. Das Funktionsprinzip wird in Abbildung 4.3 dargestellt. Der

Suchalgorithmus beginnt mit dem Aufbau des Binärbaums. Dieser beinhaltet mehrere begrenzende Boxen des zu betrachtenden geometrischen Modells. Jede Box besteht weiterhin aus Sekundärboxen, die auf folgenden Hierarchieebenen aus weiteren Boxen zusammengesetzt sind. Am Ende eines jeden Pfades befindet sich nur ein Element. So entsteht eine hierarchische Datenstruktur mit komplett eingeschlossenen Elementen des geometrischen Modells. Anschließend wird der betrachtete Vektor \mathbf{R} mit dem globalen Würfel auf der oberen Ebene des Binärbaums geschnitten. Der Schnittpunkt zwischen einem Strahl \mathbf{R} und einer Box wird mittels Kollisionsroutinen berechnet [27]. Liegt der Schnittpunkt innerhalb der Box, wird der Inhalt des Würfels analysiert.

1. **Funktion** *Schnitt Binärbaum* (in Strahl \mathbf{R} , Würfel)
2. **begin**
3. **If** der Würfel ist ein Blatt **then**
4. *Schnitt Strahl Blatt* (Strahl \mathbf{R} , Würfel.Objekt)
5. **elseif** *Schnitt Box* (Strahl \mathbf{R} , Würfel) **then**
6. **For** jeden Ast des Würfel **do**
7. *Schnitt Binärbaum* (Strahl \mathbf{R} , Würfel.Links)
8. *Schnitt Binärbaum* (Strahl \mathbf{R} , Würfel.Rechts)
9. **end**

Abbildung 4.3: Suchalgorithmus nach einem Kollisionspunkt zwischen einem Strahl und einem geometrischen Modell

Besteht der Würfel aus einer Facette, wird ein Schnittpunkt zwischen einem Strahl \mathbf{R} und einer Ebene ermittelt. Diese Vorgehensweise kann in gleicher Weise den bekannten Gleichungen durchgeführt werden. Die Routine liefert die Koordinate des Schnittpunktes und den Index der betroffenen Facette (*Zeile 3*). Handelt es sich um eine Abzweigung, eine sog. *Wurzel*, (*Zeile 5*), werden die Boxen auf der darunterliegenden Ebene analysiert. In diesem Fall wird der Strahl auf Kollision mit einem linken und rechten Ast geprüft und die Zuordnung des Schnittpunktes zu einem von beiden Würfeln festgestellt. Dann wird erneut der Inhalt eines jeden Würfels analysiert. Ist er ein Blatt, wird die Suche abgebrochen.

4.3 Berechnungsmethode für die Temperatursimulation

Im Kapitel 2 wurde gezeigt, dass reale Oberflächen sowohl gerichtete als auch diffuse Eigenschaften besitzen. Die einzelnen Effekte können separat mit unterschiedlichen Al-

gorithmen berechnet werden, wie diffuse Strahlung mittels der Zonen-Methode oder die gerichtete Strahlung mit Hilfe eines Ray Tracers. In der Realität, wo beide Phänomene auftreten können, müssen beide Transportwege sowohl berechnet wie auch deren Überlagerung berücksichtigt werden.

Für die Bildverarbeitung haben Wallace [83] und Sillion [73] vorgeschlagen, den Strahlungsaustausch an einem realen Oberflächenelement in vier Strahlungsübergänge zu unterteilen (vgl. Abbildung 2.9). Dabei wird nach dem Charakter der einstrahlenden bzw. ausstrahlenden Energie differenziert. Dadurch können folgende Interaktionen definiert werden: diffus zu diffus, gerichtet zu gerichtet, gerichtet zu diffus und diffus zu gerichtet. Das angewandte physikalische Modell für den Strahlungsaustausch in einem Scheinwerfer ist in Abbildung 4.4 dargestellt. Im ersten Schritt erfolgt die Berechnung des gerichteten Strahlungsanteils, der die Interaktion 'gerichtet zu gerichtet' abbildet. Hierbei werden die Strahlen ausgehend von der Lichtquelle (Wendel der Lampe) definiert und mit Hilfe des Forward Ray Tracers verschickt. Daraus entsteht eine Energieverteilung $\dot{q}_s(n_i)$ auf jedem Element im Scheinwerfer. Die mathematische Modellierung wird allerdings auf ideal reflektierende Materialien beschränkt. Die Streuung wird bei der Reflexion vernachlässigt.

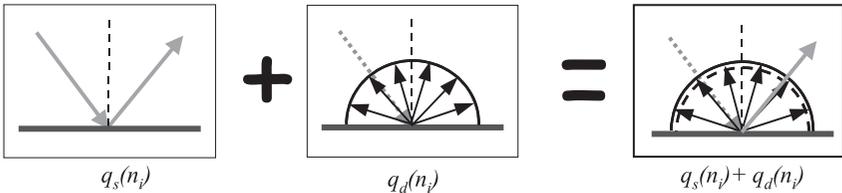


Abbildung 4.4: Physikalisches Modell der Strahlungskopplung, die aus der Interaktion 'gerichtet zu gerichtet' und 'diffus zu diffus' besteht. Die beiden Interaktionen werden in einer Berechnung gekoppelt.

Im zweiten Schritt wird die Interaktion 'diffus zu diffus' im kommerziellen Programm STAR-CD berechnet und die diffuse Komponente $\dot{q}_d(n_i)$ bestimmt. Werden beide Strahlungskomponenten gekoppelt, kann dieses Modell komplexe Strahlungseffekte berücksichtigen. Der Übergang 'diffus zu gerichtet' wird aufgrund des geringen Verhältnisses zwischen der gerichteten Reflexion zur diffusen Reflexion vernachlässigt (siehe Abschnitt 2.3.1).

Die programmtechnische Umsetzung dieser Vorgehensweise wird in Abbildung 4.5 dargestellt. Zuerst werden die geometrischen Modelle der Lichtquellen in das lichttechnische Simulationspaket *ASAP*² geladen. Ausgehend von der Wendel werden die Strahlen nach dem Zufallsprinzip innerhalb der Lampe verschickt. Die Strahlungsverfolgung wird an der Glasoberfläche der Lampe abgebrochen und die Koordinatendaten des Kollisionspunktes sowie die Richtungsinformation in einer externen Datei gespeichert. Diese Daten dienen als Eingangsdaten für den nächsten Arbeitsschritt, in dem die Strahlverfolgung mittels

²Breault research

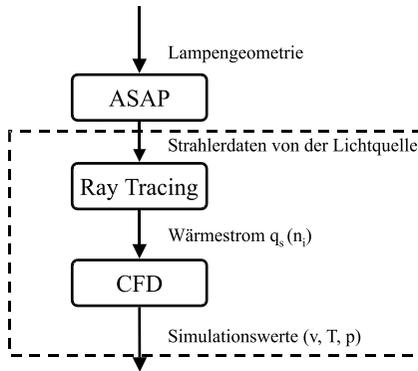


Abbildung 4.5: Skizzierte Darstellung der Berechnungsmethode

des Ray Tracers durchgeführt wird. Zusätzlich zu den Strahlendaten wird jedem Strahl eine Wärmeenergie zugewiesen. Hierbei wird die von der Wendel verschickte Strahlungsenergie ermittelt und zwischen den von der Lampenoberfläche ausgehenden Strahlen verteilt. Dieser Wert dient als Input für einen Ray Tracing Lauf.

Zu den weiteren Programmeinstellungen gehören Eingaben wie z.B. Definition der Stoffeigenschaften und des Abbruchkriteriums. Danach wird das Programm gestartet und die Energieverteilung mit den absorbierten Wärmestromdichten $\dot{q}_s(n_i)$ bestimmt. Diese berechneten Werte werden mit Hilfe der User-Subroutinen in die CFD-Software eingelesen und eine gekoppelte Berechnung gestartet. Diese Vorgehensweise weist folgende Vorteile auf:

- Modellierung der gerichteten Reflexion, die in STAR-CD nicht berechnet werden kann
- Berücksichtigung der geometrisch bedingten Ausstrahlungscharakteristik der Lampe (sog. Abstrahlcharakteristik)
- Funktionalität der geometrischen Modelle aus STAR-CD
- Direkter Datenaustausch zwischen Ray Tracer und STAR-CD.

Im nächsten Abschnitt wird diese Methode für einen Scheinwerfer angewandt. Die Auswertung der numerischen Ergebnisse richtet sich an der Analyse der maximalen Temperaturen am Gehäuse und an der Scheibe aus, wo das Auftreten des Hot Spots erwartet wird.

4.4 Berechnungsergebnisse

Die Analyse des Wärmetransports in einer realen Geometrie wird am Beispiel eines *Audi A2* Scheinwerfers durchgeführt. Zuerst werden die berechneten Ergebnisse mit der Standardmethode in STAR-CD dargestellt, in der die DTRM-Methode zur Strahlungsberechnung verwendet wird (siehe Abschnitt 2.3.2), und anschließend mit der Infrarotmessung sowie der optimierten Methode verglichen.

Der gewählte Scheinwerfer gehört zu den typischen Scheinwerfern mit Reflexionssystem, in dem die Lichtverteilung durch eine Reflektorgeometrie gestaltet wird. Wie in der Abbildung 4.6 erkennbar sind vier Funktionen vorgesehen: Abblendlicht mit H7-Halogenlampe, Fernlicht mit der H3-Lampe und Richtungsanzeiger mit der Lampe PY21W. Zwischen Abblendlicht und Fernlicht ist eine Positionslicht-Funktion mit einer W3W-Lampe integriert.

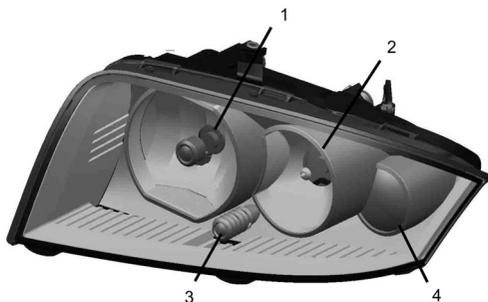


Abbildung 4.6: Scheinwerfer mit einem Reflexionssystem und folgenden Komponenten: 1 - Abblendlicht, 2 - Fernlicht, 3 - Positionslicht und 4 - Richtungsanzeiger

Pre-Processing Zur Durchführung der numerischen Simulationen wird ein Berechnungsnetz aufgebaut. Dieses Netz besteht aus 1.420.000 Tetraeder- und Prismenelementen für die im Scheinwerfer eingeschlossene Luft, davon sind 112.872 Dreiecke für das Oberflächennetz definiert. Zusätzlich wird die Scheibe mit 208.000 Hexaederelementen diskretisiert. Die typischen Größen für die Simulation liegen bei $Pr = 0,71$ für die Luft und $Gr_q = 5,7 \cdot 10^8$ bezogen auf die elektrische Leistung der Lampe ($P_{el} = 50W$). Die Berechnung wird für einen stationären laminaren Fall durchgeführt.

Als Randbedingung wird ein konstanter Wärmestrom an der Lampenoberfläche vorgegeben. Die Lampe wird in der Mitte des Scheinwerfers positioniert. Der Einfluss der Umgebung mit einer Raumtemperatur von $T_\infty = 293 K$ wird durch die Vorgabe des Wärmeübergangskoeffizienten am Gehäuse h realisiert, in dem die Materialinformation und die Naturkonvektion durch die Außenluft berücksichtigt werden. An der Außen-

seite der Scheibe sind auch die Raumtemperatur und die Wärmeübergangskoeffizienten als Randbedingung vorgegeben. Die Wärmeleitung in den verbliebenen Bauteilen wird mittels des thermischen Widerstandes modelliert, allerdings auf die dreidimensionale Vernetzung der Bauteilen wegen der hohen Modellgröße verzichtet.

In den weiteren Strahlungseinstellungen werden Emission und Reflexion sowie Transmission an den Wänden für die Scheibe aus PC, die Lampe für Hartglas und den Reflektor aus Thermoplast definiert [1], [14], [19].

Ergebnisse Die berechnete Temperaturverteilung an der Scheibe ist in Abbildung 4.7(b) dargestellt. Die numerische Simulation zeigt die Lage der maximalen Temperatur am oberen Rand des Gehäuses. Die Position deutet auf konvektive Aufheizung des Scheinwerfers hin.

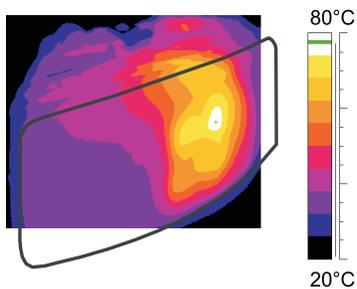
In Abbildung 4.7(a) wird die mit der Infrarotkamera gemessene Temperaturverteilung dargestellt, die nach Erreichen des stationären Zustandes nach ca. 90 Min aufgenommen wurde. Im Gegensatz zur numerischen Simulation zeigt die Messung, dass der Hot Spot nicht am Gehäuse entsteht, sondern in der Mitte der Scheibe in Höhe der optischen Achse der Fernlichtlampe.

Die gemessenen einerseits und die mit STAR-CD berechneten Werte andererseits weichen sehr stark voneinander ab. Kritisch ist die Vorhersage der Lage und die Bestimmung des Temperaturniveaus des Hot Spots. Grund für diese Abweichungen ist das verwendete Strahlungsmodell. Die verwendete DTRM-Methode bezieht sich auf diffuse Strahler und kann gerichtete Reflexion nicht berücksichtigen (siehe Abschnitt 2.3.2). Außerdem führt die numerische Lampenmodellierung als Punktwärmequelle zu großen Abweichungen.

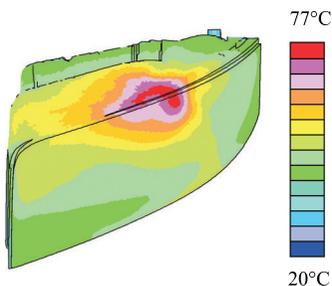
Zur Verbesserung der numerischen Modelle wird die optimierte Methode angewandt, die fehlende gerichtete Komponenten in der Berechnung berücksichtigt. Zuerst werden die Werte berechnet, die aufgrund der gerichteten Strahlung im Scheinwerfer entstehen. Es wird eine Strahlverfolgung mit ca. 10^6 Strahlen durchgeführt. Die Reflexionsanzahl wird auf 10 gerichtete Reflexionen festgelegt. Als Ergebnis der Strahlverfolgung ergibt sich eine Energieverteilung an der Scheibe. In diesem Simulationsvorgang werden die Leuchtmitteldaten eingebunden, um eine korrekte Abbildung der Lampenausstrahlung zu gewährleisten. Im zweiten Schritt werden die Daten aus dem Ray Tracer mit Hilfe von User-Subroutinen ins CFD Programm STAR-CD übertragen und der vollständige Wärmetransport mit Hilfe der DTRM-Methode gekoppelt berechnet.

Die mit der optimierten Methode berechnete Temperaturverteilung ist in der Abbildung 4.7(c) dargestellt. In diesem Fall zeigt die Berechnung, dass die maximalen Temperaturen an der Scheibe auftreten. In der Temperaturverteilung erkennt man zwei charakteristische Bereiche: links und rechts der Lampe. Diese Berechnungsergebnisse stimmen mit den Messergebnissen qualitativ und quantitativ überein. Der Vergleich der numerischen mit den experimentellen Temperaturwerten zeigt die folgende Genauigkeit: für die Scheibe $\pm 3 K$ ($\pm 3\%$), für das Gehäuse $\pm 0,5 K$ ($\pm 0,5\%$) und für den Reflektor $\pm 1,5 K$ ($\pm 1\%$). Diese Genauigkeiten sind für die thermische Auslegung des Scheinwerfers ausreichend.

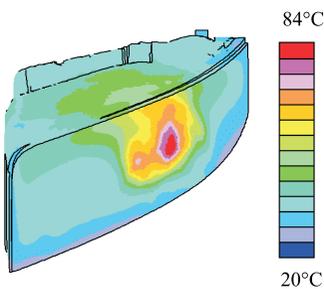
Die optimierte Berechnungsmethode wirkt sich nicht nur auf das Temperaturfeld, sondern auch auf das Strömungsfeld im Scheinwerfer aus. Das Strömungsfeld in der Lampenebene wird für die Standardmethode und die optimierte Methode ausgewertet (siehe



(a)



(b)



(c)

Abbildung 4.7: Temperaturverteilung an der Scheibe und am Gehäuse. Ansicht von vorne und von oben. Fernlicht Licht Ein, die anderen Funktionen Aus. a) Die mit IR-Kamera gemessene Temperaturverteilung $P_{el} = 50W$; b) Berechnete Temperaturverteilung mit dem kommerziellen Programm STAR-CD; c) Berechnete Temperaturverteilung mit der optimierten Methode (CFD und Ray Tracer). Die optimierte Methode zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Messung.

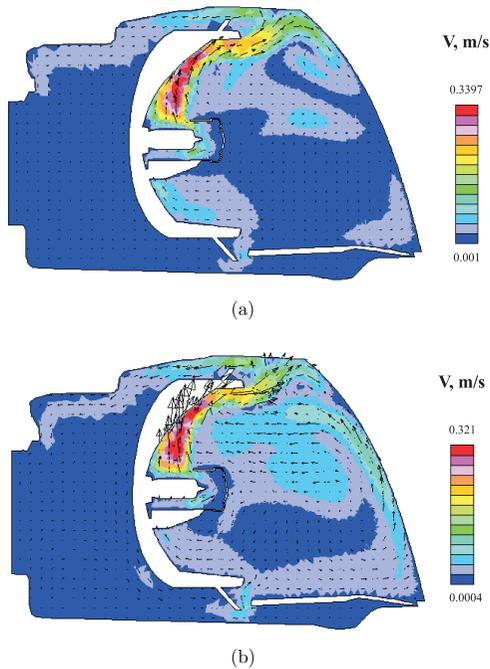


Abbildung 4.8: Vertikaler Schnitt über ein Strömungsfeld durch Lampenebene. a) mit der kommerziellen Software berechnetes Strömungsfeld; b) mit Hilfe optimierter Methode berechnetes Strömungsfeld

Abbildung 4.8(a)). Im ersten Fall transportiert die Auftriebsströmung warme Luft entlang des Reflektors nach oben. Sie erreicht die Abschlusscheibe und erfasst die obere Ecke der Scheibe. Dort siedelt sich die Position des Hot Spots an.

Das mit der optimierten Methode berechnete Strömungsfeld wird in der Abbildung 4.8(b) dargestellt. In diesem Fall ist die Strömung in der Nähe der Scheibe wesentlich komplexer. Zusätzlich zur Auftriebsströmung erkennt man eine Gegenströmung von der Mitte der Scheibe nach oben. Dieser Vorgang führt zu einer erhöhten Temperaturbelastung im oberen Bereich des Scheinwerfers.

4.5 Diskussion

Die durchgeführten numerischen Untersuchungen zeigen, dass die mathematische Modellierung des Wärmetransports in einem Scheinwerfer mit Hilfe der DTRM-Methode große Abweichungen zur Realität aufweist. Der Hot Spot wird an der falschen Stelle berechnet

und weist ein verfälschtes Temperaturniveau auf. Wesentliche Gründe hierfür liegen im verwendeten Strahlungsmodell, das die Berechnung der gerichteten Strahlung nicht unterstützt sowie in der Darstellung der Lampe als die homogene Wärmequelle mit einer gleichmäßigen Strahlungscharakteristik.

Zur Verbesserung wird eine Berechnungsmethode entwickelt, die gerichtete Strahlung in einem separaten Programm berücksichtigt. Dafür werden korrekte Daten über das Strahlungsverhalten der Lampe einbezogen. Mit Hilfe des Ray Tracers wird die Strahlungsverteilung berechnet und mit der DTRM-Methode gekoppelt. Mit diesem Verfahren gelingt es, die korrekte Lage des Hot Spots und dessen Temperaturniveau mit guter Genauigkeit (von $\pm 3K$) zu bestimmen.

Das berechnete Strömungsfeld zeigt eine sehr gute qualitative Übereinstimmung mit Modellexperimenten. Aus der Simulation erkennt man die Bildung von zwei Stömungen in einem Scheinwerfer. Die erste bildet sich durch die Auftriebsströmung von der Lampe bis hin zur Scheibe (Hauptströmung). Die zweite ist in der Nähe des Hot Spots zu erkennen und treibt heiße Luft vom Hot Spot nach oben (Sekundärströmung). Durch das Verhältnis beider Strömungen wird die Lage des Hot Spots an der Scheibe bestimmt.

Die Anwendung der oben beschriebenen Methode liefert zwar eine hohe Genauigkeit, allerdings deuten die auftretenden Abweichungen auf die Beschränkungen der Methode hin. Einige Beschränkungen, wie Variation der Stoffeigenschaften mit Temperatur und Richtung (siehe Abschnitt 2.3.1) können von Anwender gering beeinflusst werden können, anderen sind durch die Wahl der mathematischen Modellierung oder die Beschränkungen der vorhandenen Algorithmen bedingt. So wird die äußere Konvektion mit der Vorgabe des gemittelten Wärmeübergangs vereinfacht. In der Realität führt die lokale Aufheizung der Scheibe zur Intensivierung der Strömung in der Nähe des Hot Spots, die stark von den gemittelten Wärmeübergang abweicht. Als Folge ist die Temperatur des Hot Spots etwas zu hoch. Weitere Verbesserungsmöglichkeiten ergeben sich aus der Strahlungsmodellierung. Zu nennen sind folgende Möglichkeiten: Vergrößerung der Strahlungsauflösung auf feinen Oberflächendaten, Berücksichtigung der Nicht-Grauen-Strahlung und Mitmodellierung der Lichtquellen ausgehend von der Wendel.

Im Laufe der Arbeit wird die oben beschriebene Berechnungsmethode mit den anderen Algorithmen verglichen. So wurde die Studie mit der Diskrete-Ordinate Methode [25] durchgeführt. Die DO-Methode verfügt über einen Algorithmus zur Berechnung diffuser und gerichteter Strahlung. Bei der numerischen Modellierung wird die innere Geometrie der Lampe inklusive Wendel ins Simulationsmodell abgebildet. Damit wird es möglich, den Strahlungsverlauf ausgehend von der Wendel bis hin zur Scheibe zu berechnen. Die Ergebnisse zeigen eine hohe Empfindlichkeit der DO-Methode gegenüber der räumlichen Auflösung der Strahlungssimulation [4]. Diese Auflösung hat einen großen Einfluss auf die Modellierung der Strahlungscharakteristik der Lampe, die Vorhersage des Strahlungsverhaltens am Reflektor und damit auf die Genauigkeit bei der Bestimmung der Hot Spot Lage. Die übliche Raumauflösung für die Strahlungsberechnung ist nicht ausreichend, um die Lage des Hot Spots korrekt vorauszusagen. Die beiden aus der Messung ermittelten örtlich getrennten Hot Spots werden durch die Simulation als ein lokal aufgeheizter Bereich berechnet. Eine Optimierung mit höherer Strahlungsauflösung führt zu einem erheblichen Anstieg des CPU-Bedarfs und der Rechenzeit. Das optimierte Ergebnis wird geringfügig verbessert. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass die DO-Methode über

ein vollständiges Strahlungsmodell verfügt, die praktische Anwendung jedoch eine deutliche Steigerung der Hardwareleistungen vorausgesetzt.

Der Wärmetransport in einem Scheinwerfer wird durch seine Umgebung beeinflusst. Zur Untersuchung dieses Faktors werden Temperaturmessungen im Scheinwerfer unter Laborbedingungen und im stehenden Fahrzeug mit laufendem Motor durchgeführt und miteinander verglichen. Heiße Bauteile im Motorraum führen zur Aufheizung des Scheinwerfergehäuses und dadurch reduziert sich die Wärmeabgabe vom Gehäuse in die Scheinwerferumgebung. So stellt man fest, dass die Oberflächentemperaturen in dem im Fahrzeug eingebauten Scheinwerfer deutlich höher als im Labor sind. Die Temperatur am Gehäuse des Scheinwerfers nimmt um $10 - 22\text{ K}$ zu. Das führt zur Zunahme der Oberflächentemperaturen auf der Rückseite des Reflektors bis zu 16 K .

4.6 Zusammenfassung

Die numerische Simulation mit der DTRM-Methode führt zu großen Abweichungen bei der Berechnung des Wärmetransports in einem Scheinwerfer im Vergleich mit der Realität. Aufgrund der fehlenden gerichteten Komponente der Strahlung wird das Temperatur- und Strömungsfeld verfälscht. Die DO-Methode verfügt zwar über einen besseren Algorithmus zur Berechnung sowohl der diffusen als auch gerichteten Strahlung, kann jedoch die Strahlung der Lampe mit Wendel nur noch grob abbilden.

Es wurde eine Methode vorgestellt, die auf einer Kopplung zwischen der DTRM-Methode für diffuse Strahlung und dem Ray Tracer für gerichtete Strahlung basiert. Damit gelingt es, die korrekte Position des Hot Spots und dessen Temperaturniveau zu bestimmen.

Die numerische Simulation mit dieser optimierten Methode gibt das Strömungsfeld an der Scheibe korrekt wieder: Die Auftriebsströmung an der Lampe als Hauptströmung und die Strömung an der Scheibe als Sekundärströmung werden durch experimentelle Strömungsuntersuchungen bestätigt.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Grundmechanismen der Wärmeübertragung in einem Automobilscheinwerfer ausführlich untersucht. Ziel der Arbeit ist, das Zusammenspiel von Naturkonvektion, Wärmeleitung und Wärmestrahlung numerisch und experimentell zu analysieren, die Ergebnisse auszuwerten, Zusammenhänge zu erkennen und eine numerische Methode zur Berechnung des Wärmetransports in einem Scheinwerfer zu entwickeln. Die Analyse des Wärmetransports zeigt, dass die Strahlung dominiert. Hierbei spielen sowohl der diffuse als auch der gerichtete Anteil der Wärmestrahlung eine große Rolle. Durch das gleichzeitige Auftreten von allen Transportmechanismen bilden sich lokale Überhitzungen (sog. Hot Spots), die im Detail zu untersuchen sind.

Zunächst werden dimensionslose Parameter analysiert und die Kontrollparameter für den gekoppelten Wärmetransport definiert. Das sind die Rayleigh-Zahl Ra für die Konvektion, der Interaktionsparameter N_{rc} für die Strahlung, die Prandtl-Zahl Pr für Stoffeigenschaften, das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten R_λ und die für den Strahlungstransport typischen Oberflächeneigenschaften Emissionsgrad ε , Reflexionsgrad ε und Transmissionsgrad τ . Dadurch können sowohl die numerischen als auch die experimentellen Ergebnisse allgemeingültiger erklärt werden.

Im numerischen Teil der Arbeit wird der Wärmetransport an 2D- und 3D-Modellen untersucht. Bei der 2D-Modellierung steht das Zusammenspiel der gekoppelten Wärmetransportmechanismen in den Kombinationen: reine Konvektion, reine Strahlung und Konvektion gekoppelt mit Strahlung im Mittelpunkt. Beim rein konvektiven Wärmetransport bildet sich eine von der Wärmequelle ausgehende Auftriebsströmung, die zum Entstehen eines Hot Spots im oberen Bereich der Scheibe führt. Beim rein strahlenden Transport erscheint der Hot Spot in der Scheibenmitte. Beim gekoppelten Wärmetransport stellt sich der Hot Spot zwischen den erst genannten Extremlagen ein. Das Temperaturfeld innerhalb des Modells wird durch eine gekoppelte Wirkung von beiden Transportmechanismen ebenfalls stark beeinflusst. Man erkennt die deutliche Erhöhung des Temperaturniveaus an der Scheibe. Durch den Strahlungstransport werden die Modellwände homogen aufgewärmt. Das führt dazu, dass sich die Strömungsgeschwindigkeiten um 40% reduzieren. Außerdem wird ersichtlich, dass die Strahlung eine Intensivierung des konvektiven Wärmeübergangs hervorruft. Dies trägt zur Kühlung der Scheibe im unteren Bereich bei.

Aus der numerischen Analyse wird eine für die Wärmeübertragung typische Korrelation zwischen der Nu -Zahl und der Ra -Zahl festgestellt, die eine Abhängigkeit gemäß $Nu \sim Ra^{0.43}$ enthält. Daraus leiten sich Maßnahmen zur Reduzierung des Temperaturniveaus des Hot Spots ab. Diese sind die Erhöhung der konvektiven Kräfte (Erhöhung der Ra -Zahl), die Reduzierung des Emissionsgrades der Lampe und die Erhöhung der Wärmeleitung der Scheibe (Reduzierung des Wärmeleitungsverhältnisses). Die Ergebnis-

se aus der 2D-Simulation werden in der 3D-Geometrie anschließend verifiziert. Im experimentellen Teil der Arbeit werden Daten über Strömungs- und Temperaturfeld sowie Wärmeübergang gesammelt. Die Strömungsuntersuchungen deuten darauf hin, dass der Hot Spot an der Scheibe für homogene Wärmequellen (ohne ausgeprägte Richtung der Strahlungsausbreitung) dort entsteht, wo sich die Auftriebsströmung innerhalb des Modells von der Scheibe ablöst. Für gerichtete Strahlung entsteht der Hot Spot dort, wo das Maximum an gerichteter Strahlung auf die Scheibe trifft. In diesem Fall lässt sich das Auftreten von zwei Strömungen erkennen: Die Auftriebsströmung von der Lampe zur Scheibe (vom Deckel zum Boden) und eine Sekundärströmung vom Hot Spot zum Deckel (von unten nach oben). Das Verhältnis zwischen beiden bestimmt die Lage des Hot Spots.

In einem weiteren Experiment wird das Zusammenspiel zwischen Konvektion und Strahlung analysiert. Der Wärmetransport wird durch die Variation des Innendrucks innerhalb des Scheinwerfermodells beeinflusst. Durch den ermittelten Zusammenhang gemäß $Ra \sim p^2$ kann das Verhältnis zwischen Konvektion und Strahlung signifikant verändert und damit der Wärmetransport in einem breiten Bereich variiert werden, der bis jetzt in der Literatur messtechnisch nicht untersucht ist. Durch die Druckminderung gelingt es, die Ra -Zahl im Bereich $10^1 \leq Ra \leq 10^6$ zu variieren. Die Messergebnisse zeigen einen großen Einfluss der Strahlungseigenschaften an der Oberfläche. So entsteht der Hot Spot im oberen Bereich der Scheibe für einen geschwärtzten Reflektor $\varepsilon = 0,95$, was auf einen konvektiven Charakter hindeutet. Durch die Druckminderung von 1000 mbar bis 1 mbar wird er abgeschwächt und verschiebt sich hin zur optischen Achse, was dem dominierenden Einfluss der Strahlung entspricht. Für einen hochreflektierenden Reflektor $\varepsilon = 0,05$ stellt er sich gleich in der Scheibenmitte ein und ändert seine Lage nur geringfügig. Neben der Temperaturverteilung auf der Außenseite der Scheibe wird die Oberflächentemperaturen des Hot Spots auf der Innenseite der Scheibe bestimmt. Der gemessene Anstieg der Temperatur mit der Reduzierung der Ra -Zahl zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit dem berechneten Verlauf des Hot Spots in der 2D-Simulation.

Zur Untersuchung des Wärmeübergangs auf der Innenseite des Modells wird eine neuartige Messmethode erschlossen, die eine Bestimmung des Temperaturfeldes ermöglicht. Diese Methode basiert auf dem Einsatz von thermochromen Flüssigkristallen und einer Leuchtdichtemesskamera. Die entwickelte Methode wird zur Bestimmung der Temperaturverteilung auf der Innenseite des transparenten Modells eingesetzt. Der Vergleich mit den Standardmessmethoden zeigt eine gute qualitative und quantitative Übereinstimmung und eine Genauigkeit von $\pm 0,35 K$ für die Temperaturmessung.

Die Ergebnisse der numerischen und experimentellen Untersuchungen an vereinfachten Modellen werden zusammengefasst und auf die Wärmeübertragung in einem realen Scheinwerfer angewandt. Dort werden die erheblichen Abweichungen zur Realität festgestellt. Dies ist auf die vereinfachte Strahlungsmodellierung zurückzuführen. Die verwendete DTRM-Methode beschränkt die Strahlungsberechnung auf die diffuse Komponente. Die gerichtete Komponente wird nicht berücksichtigt. Zur Verbesserung der Strahlungsmodellierung wird deshalb eine optimierte Berechnungsmethode entwickelt, die auf dem sogenannten "Ray Tracer"-Verfahren beruht. Dieses Programm wird mit einem kommerziellen Strömungssimulationsprogramm gekoppelt. Mit diesem Verfahren gelingt es, die korrekte Position des Hot Spots und dessen Temperaturniveau in der rea-

len Geometrie zu bestimmen. Der Vergleich der in einem Scheinwerfer berechneten und in den Modellexperimenten gemessenen Strömungsfelder zeigt auch eine gute qualitative Übereinstimmung.

Das erzielte Ergebnis deutet auf die richtige Wahl der numerischen und experimentellen Modelle für die Untersuchung des Wärmetransports in einem Scheinwerfer hin.

5.2 Ausblick

Die Problematik der Wärmestrahlung wird durch die meisten kommerziellen CFD-Programme nicht zufrieden stellend behandelt. Die implementierten Algorithmen können nicht alle physikalischen Effekte abdecken und Ergebnisse mit einem vertretbaren Aufwand liefern. Zur Verbesserung der Strahlungsmodellierung wurde eine neue Software entwickelt, die physikalisch vollständige Strahlungseffekte wie diffuse und gerichtete Strahlung, Nicht-Graue-Strahlung mit Wellenlängeabhängigkeit und Sonnenanstrahlung einbezieht. Da diese Software erst zum Schluss des Projektes zur Verfügung stand, sind die Ergebnisse mit dieser Software nicht eingegangen. Die im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten numerischen und experimentelle Ergebnisse stellen jedoch eine gute Basis für die Verifizierung der entwickelten Algorithmen dar.

Zur Berücksichtigung der Umgebung auf den Wärmetransport müssen die Daten über die Scheinwerferumgebung in die Simulationsmodelle einbezogen werden. Dafür könnte das Strömungsverhalten im Motorraum während der Fahrt in der Scheinwerferumgebung untersucht werden. Diese Werte können auch für eine Modellierung der thermischen Vorgänge in einem Scheinwerfer im Rahmen weiterführender Arbeiten einbezogen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] VDI-Wärmeatlas. *Berechnungsblätter für den Wärmeübergang*. Berlin, 2002. 9., überarb.
- [2] N. Akino, T. Kunugi, K. Ichumiya, M. Ueda, and A. Kurosawa. Liquid-crystal thermometry based on automatic color evaluation and applications to measure turbulent heat transfer. In *Second International Symposium On Transport Phenomena in Turbulent Flows*, pages 627–640, 1987.
- [3] M. Akiyama and Q. P. Chong. Numerical analysis of natural convection with surface radiation in a square enclosure. *Numerical Heat Transfer Part A*, 31:419–433, 1997.
- [4] M.M. Akthar. Numerical simulation of heat transfer in headlamp with CFD code FLUENT. Praktikumsbericht, Fa. Audi AG, Februar 2004.
- [5] H.-E. Albrecht and et al. *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*. Berlin, 2003.
- [6] D. Arques, S. Michelin, and B. Piranda. Extending the zonal method to specular surfaces. In *6th International Conference in Central Europe on Computer Graphics and Visualization (WSCG98)*, volume 1, pages 27–34, Plzen, Czech Republic, 1998.
- [7] H. D. Baehr and K. Schwier. *Die thermodynamischen Eigenschaften der Luft*. Berlin, 1961.
- [8] C. Balaji and S. P. Venkateshan. Combined surface radiation and free convection in cavities. *Journal of Thermophysics*, 8(2):373–376, 1993.
- [9] C. Balaji and S. P. Venkateshan. Interaction of surface radiation with free convection and surface radiation in a square cavity. *International Journal Heat and Fluid Flow*, 14(3):249–251, September 1993.
- [10] C. Balaji and S. P. Venkateshan. Correlations for free convection and surface radiation in a square cavity. *International Journal Heat and Fluid Flow*, 15(3):249–251, June 1994.
- [11] J. W. Baughn. Liquid crystal methods for studying turbulent heat transfer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, (5):365–375, 1995.
- [12] M. Behnia, J. A. Reizes, and G. De Vahl Davis. Combined radiation and natural convection in a rectangular cavity with a transparent wall and containing a non-participating fluid. *International Journal Numerical Methods in Fluids*, 10:305–325, 1990.
- [13] R. C. Birkebak, E. M. Sparrow, E. R. G. Eckert, and J. W. Ramsey. Effect of surface roughness on the total hemispherical and specular reflectance of metallic surfaces. *Journal of Heat Transfer*, 86:193–199, May 1964.
- [14] W. Blanke and et al. *Thermophysikalische Stoffgrößen*. Berlin; Heidenberg, 1989.
- [15] C. Camci and K. Kim. A new hue capturing technique for the quantitative interpretation of liquid crystal images used in convective heat studies. *Journal of Turbomachinery*, 114(4):765–775, 1992.
- [16] P. Y. Chang and W. Shyy. A study of three-dimensional natural convection in high-pressure mercury lamps - part 1: Parametric variations with horizontal mounting. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33:483–493, 1990.
- [17] P.Y. Chang. Three dimensional natural convection in an a19 100 w incandescent lamp. *Journal of Illuminating Engineering Society*, 21(2):21–24, 1992.
- [18] R. Cheesewright, K.J. King, and S. Ziai. Experimental data for validation of computer codes for the prediction of two-dimensional buoyant cavity flows. In *ASME Meeting Heat Transfer Division*, volume 60, pages 75–81, 1986.

- [19] C. Chenevier. Thermal simulation in lighting systems - 5 days / 5 degrees. In *Progress in Automobile Lighting Symposium*, pages 109–118, 2001.
- [20] M.G. Cohen, S.E. Chen, J.R. Wallace, and D.P. Greenberg. A progressive refinement approach to fast radiosity image generation. *Computer Graphics*, 22(4):75–74, 1988.
- [21] Computational Dynamics Ltd. London, London. *Star-CD Methodology book. Star-CD Version 3.10*, 1999.
- [22] S.M. ElSherbiny, K.G.T. Hollands, and G. D. Raithby. Effect of thermal boundary conditions and natural convection in vertical and inclined air layers. *Journal of Heat Transfer*, 104:515–520, August 1982.
- [23] D.J. Farina, J. M. Hacker, and R. J. Moffatt. Illuminant invariant calibration of thermochromic liquid crystals. *ASME Visualization Heat Transfer Processes*, 252:1–11, 1992.
- [24] P. Fischer. CFD-analysis and experimental verification of an automotive fog lamp. *SAE 2005-01-1921*, 2005.
- [25] W. A. Fiveland. Diskrete-ordinate solution of the radiative transport equation for rectangular enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 106:699–706, 1984.
- [26] T. Fusegi and B. Farouk. Laminar and turbulent natural convection - radiation interactions in a square enclosure filled with nongray gas. *Numerical Heat Transfer: An International Journal of Computation and Methodology*, 15:303–322, 1989.
- [27] A. S. Glassner and et.al. *An Introduction to Ray Tracing*. San Diego, 1991. reprinted.
- [28] S. Gottschalk, C. L. Ming, and M. Dinesh. OBBTree: A hierarchical structure for rapid interference detection. In *Computer Graphics SIGGRAPH 96*, pages 171–180, August 1996.
- [29] D.G. Gray and A. Giorgini. The validity of the boussinesq approximation for liquid and gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19:545–551, 1976.
- [30] H. C. Hottel and A. F. Sarofin. *Radiative Transfer*. McGraw-Hill, New York, 1967.
- [31] W. Huhn. *Anforderungen an eine adaptive Lichtverteilung für Kraftfahrzeugscheinwerfer im Rahmen der ECE-Regelungen*. Dissertation, TU Darmstadt, 1999.
- [32] Z. Hussien. Theoretische Untersuchungen des gekoppelten Wärmetransports in einem Automobil-scheinwerfer. Diplomarbeit, TU Ilmenau in Kooperation mit der Fa. Audi AG, August 2003.
- [33] M. Jacobs. *Wärmeübergangsmessung am Modell eines Raumtransportsystems in supersonischer Strömung*. Dissertation, TH Aachen, 1997.
- [34] K. Kadoya, N. Matsunaga, and A. Nagashima. Viscosity and thermal conductivity of dry air in the caseous phase. *Journal Physical and Chemical Reference Data*, 14(4):947–956, 1985.
- [35] Ch. Karcher, Y. Kolesnikov, O. Andreev, and A. Thess. Natural convection in a liquid metal heated from above and influenced by a magnetic field. *European Journal Mechanics*, 21:75–90, 2002.
- [36] D.M. Kim and R. Viskanta. Heat transfer by conduction, natural convection and radiation across a rectangular cellular structure. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 5:205–213, 1984.
- [37] J. Langebach, S. Senin, and Ch. Karcher. Heat transfer measurements in automotive headlamps. In *50. Internationales Wissenschaftliches Kolloquium der TU Ilmenau*, pages 301–302, 2005.
- [38] J. Langebach, S. Senin, and Ch. Karcher. Influence of varying pressure on natural convection and radiation heat transfer in an enclosure. *Proceeding of Applied Mathematics Mechanics (PAMM)*, 5:575–576, 2005.
- [39] D. W. Larson and R. Viskanta. Transient combined laminar free convection and radiation in a rectangular enclosure. *Journal of Fluid Mechanics*, 78:65–85, 1976.

-
- [40] G. Lauriant. A numerical study of a thermal insulation enclosure: Influence of the radiative heat transfer. In *19th National Heat Transfer Conference, ASME HTD*, number 8, pages 63–71, 1980.
- [41] E. Leonardi and J.A. Reizes. Convective flows in closed cavities with variable fluid properties. *Numerical Methods in Heat Transfer*, pages 387–412, 1981.
- [42] F.C. Lockwood and N. G. Shah. A new radiation solution method for incorporation in general combustion prediction procedures. In *Proceedings 18th Symposium (International) on Combustion*, pages 1405–1414, 1981.
- [43] S. K. Mahaparta, S. Sen, and A. Sarkaer. Interaction of surface radiation and variable property natural convection in a differentially heated square cavity - a finite element analysis. *International Journal Numerical Methods for Heat and Fluid Flows*, 9(4):423–443, 1999.
- [44] T. Makino, A. Nakamura, and H. Wakabayshi. Directional characteristics of radiation reflection on rough metal surfaces with description of heat transfer parameters. *JSME International Journal Fluids and Thermal Engineering*, 42(4):193–199, 1999.
- [45] N. C. Markatos and K. A. Percileous. Laminar and turbulent natural convection in an enclosed cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27:755–772, 1984.
- [46] M.F. Modest. *Radiative heat transfer*. McGraw-Hill, 1993.
- [47] W.I. Moore and Ch. Powers. Temperature predictions for automotive headlamp using a coupled specular radiation and natural convection model. *SAE 1999-01-0698*, pages 65–71, 1999.
- [48] U. Mueller and P. Ehrhard. *Freie Konvektion und Wärmeübertragung*. Heidelberg, 1999. 1.Auflage.
- [49] S. Nolte and T. Maschkio. Development of a software tool for the simulation of formation and clearance of condensation in vehicle headlamps. In *Progress in Automobile Lighting Symposium*, pages 723–735, 2001.
- [50] Osram.
- [51] S. Ostrach. Natural convection in enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 110:1175–1195, 1988.
- [52] S.V. Patankar. *Numerical heat and fluid flow*. 1980.
- [53] M. Raffel, Ch. E. Willert, and J. Kompenhans. *Particle image velocimetry*. Berlin, 1998.
- [54] W. Raith and et.al. *Lehrbuch der Experimentalphysik: Band 5*. Berlin, 1992.
- [55] N. Ramesh and S.P. Venkateshan. Effect of surface radiation on natural convection in a square enclosure. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 13(3):299–301, 1999.
- [56] W. M. Rohsenow, J. P. Hartnett, and Cho Y. I. *Handbook of heat transfer*. New York, 1998. 3rd. ed.
- [57] S.M. Rubin and T. Whitted. A 3-dimensional representation for fast rendering of complex scenes. *Computer Graphics*, 14(July):110–116, 1980.
- [58] B. Ruck, A. Leder, and D. Dolpheid. *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. Karlsruhe, 2003. 12. Fachtagung.
- [59] H. Schlichting and K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Berlin, 1997.
- [60] E.U. Schlünder and Martin H. *Einführung in die Wärmeübertragung*. Braunschweig, 1995. 8. Auflage.
- [61] S. Sen and A. Sarkar. Effects of variable property and surface radiation on laminar natural convection. *International Journal Numerical Methods Heat Fluid Flow*, 5(3):615–627, 1995.
- [62] S. Senin, D. Gall, Ch. Karcher, and R. Nolte. Einsatz von Leuchtdichtekameras zur Temperaturbestimmung mittels Flüssigkristallen. *Licht*, 58(3):212–215, 2006.

- [63] S. Senin and Ch. Karcher. Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Wärmeübertragung in Scheinwerfern. *Proceeding of Applied Mathematics Mechanics (PAMM)*, 4:496–497, 2004.
- [64] S. Senin, J. Langebach, and Ch. Karcher. Measuring surface temperatures using Thermochromic Liquid Crystals. *Proceeding of Applied Mathematics Mechanics (PAMM)*, 5:585–586, 2005.
- [65] S. Senin, J. Langebach, and Ch. Karcher. Determination of interior surface temperature using luminance measuring camera and thermochromic liquid crystals. *Experimentall Heat Transfer*, 2007. submitted.
- [66] S. Senin, A. Reich, and Ch. Karcher. Anwendung der Lichtsimulation bei der Temperaturberechnung in einem Scheinwerfer. In *VDI-Bericht 1854 Berechnung und Simulation im Fahrzeugbau*, pages 171–192, 2004.
- [67] S. Senin, E.-P. Wachsmann, and Ch. Karcher. Thermal analysis in automotive components. In *6th International Symposium on Automotive Lighting*, pages 450–459, 2005.
- [68] T. Shiozawa, M. Yoneyama, K. Sakakibara, S. Goto, N. Tsuda, T. Saga, and T. Kobayashi. Thermal air flow analysis of an automotive headlamp. In *Progress in Automobile Lighting Symposium*, pages 915–941, 2001.
- [69] W. Shyy and P. Y. Chang. A study of three-dimensional natural convection in high-pressure mercury lamps - part 2 wall temperature profiles and inclination angles. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33(3):495–506, 1990.
- [70] R. Siegel and R. Howell. *Wärmeübertragung durch Strahlung. Teil 2. Strahlungsaustausch zwischen Oberflächen und in Umhüllungen*. Springer, Berlin, 1991. Übers. und bearb. von Lohrenengel J., Herausgeber Grigul U.
- [71] R. Siegel and R. Howell. *Thermal radiation heat transfer*. Hemisphere publishing corporation, Washington, 1992. 3rd Ed.
- [72] F. Sillion and C. Puech. A general two-pass method integrating specular and diffuse reflection. *SIGGRAPH*, 23(3):335–344, 1989.
- [73] F. Sillion and C. Puech. A general two-pass method integrating specular and diffuse reflection. In *SIGGRAPH '89: Proceedings of the 16th annual conference on Computer graphics and interactive techniques*, pages 335–344, New York, NY, USA, 1989. ACM Press.
- [74] J.M.M. Sousa, J. Vogado, M. Costa, H. Bensler, C. Freek, and D. Heath. An experimental investigation of fluid flow and wall temperature distribution in an automotive headlight. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 26:709–721, 2005.
- [75] G. Spiga and M. Spiga. Effects of boundary reflection on radiative heat transfer in participating media. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 6(4):235–240, 1985.
- [76] Y.S. Sun and A.F. Emery. Effects of wall conduction, internal heat sources and an internal baffle on natural convection heat transfer in a rectangular enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40(4):915–929, 1997.
- [77] H. J. Szimmat. *Berechnung von Wärmestrahlungsaustauschproblemen mit der Methode der Finiten Elemente*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1996.
- [78] Technoteam AG.
- [79] K. E. Torrance and E. M. Sparrow. Biangular reflectance of an electric nonconductor as function of wavelength and surface roughness. *Journal of Heat Transfer*, 87:283–292, May 1965.
- [80] K. Velusamy, T. Sundararajan, and K. N. Seetharamu. Interaction effects between surface radiation and turbulent natural convection in square and rectangular enclosures. *Journal of Heat Transfer*, 123:1062–1070, 2001.

- [81] S.P. Venkateshan and C. Balaji. Interaction of surface radiation and free convection in open and closed cavities. In *Second ISHMT-ASME Heat and Mass Transfer Conference*, pages 91–101, New Delhi, 1995. Tata McGraw-Hill.
- [82] R. Viskanta. Radiation heat transfer. *Fortschritte der Verfahrenstechnik*, pages 51–81, 1984.
- [83] J.R. Wallace, M.F. Cohen, and D.P. Greenberg. A two-pass solution to the rendering equation: A synthesis of ray tracing and radiosity methods. *ACM SIGGRAPH Computer Graphics*, 21(4):311–320, July 1987.
- [84] K. T. Yang. Natural convection-radiation interaction in enclosures. In *8th International Heat Transfer Conference*, pages 131–140, 1986.
- [85] K. T. Yang and J. R. Lloyd. Natural convection-radiation interaction in enclosures. In S. Kakac, editor, *Natural Convection Fundamentals and Applications*, pages 381–410, 1985.

Anhang

A.1. Betrachtung der Stoffeigenschaften von Luft bei der Druckvariation

Die Wärmeleitfähigkeit der Gase wird nach folgender Gleichung bestimmt [60]:

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho_f c_p w \Lambda_{mol} \quad (5.1)$$

wobei ρ_f - Gasdichte (kg/m^3), c_p - Wärmekapazität des Gases (kJ/kgK), w - mittlere Fluggeschwindigkeit des Gases ($300 - 500 m/s$) und Λ_{mol} - freie Weglänge der Gasmoleküle gilt und wie folgt bestimmt wird:

$$\Lambda_{mol} = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \tilde{L}_n \quad (5.2)$$

hierbei σ - Moleküldurchmesser ($3 - 5 \text{ \AA}$), \tilde{L}_n - Loschmidt-Zahl ($\tilde{L}_n = 6.022045 \cdot 10^{23} \text{ molekul/mol}$).

Aus der Definition wird es ersichtlich, dass die Wärmeleitfähigkeit eine Funktion der Teilchendichte und nicht vom Druck abhängig ist.

In der Klassifikation von Gasen unterscheidet man drei Fälle [54]:

- Knudsen-Gas ($\Lambda_{mol} \gg L$)
- verdünntes Gas ($\Lambda_{mol} \approx L$)
- Gas von gemitteltem Druck ($\Lambda_{mol} < L$, aber $\Lambda_{mol} \gg d$)

Hierbei sind d - Teilchendurchmesser und L - makroskopische Gefäßlänge.

In Gasen von gemitteltem Druck weisen die Stoffeigenschaften auf eine Druckunabhängigkeit hin und können als konstant approximiert werden. Im aufgebauten Experiment wird die Bedingung für Gas von gemitteltem Druck erfüllt (bei $p = 1 \text{ mbar}$ gilt $\Lambda_{mol} = 6,6 \times 10^{-5} \text{ m} < L = 0,2 \text{ m}$ und $\Lambda_{mol} \gg d = 3 \times 10^{-10} \text{ m}$ [60]). Das Temperaturverhalten wird auch durch experimentelle Werte bestätigt (siehe Tabelle 5.1).

Zur Analyse des Temperaturverhaltens von Stoffeigenschaften werden die experimentellen Werte herangezogen. In einem Experiment wird die Lufttemperatur bei der Druckminderung aufgenommen und die Stoffeigenschaften mit Hilfe der Polynomfunktion [56] ausgerechnet, die auf eine geringe Veränderung mit der Temperatur hindeuten (siehe Tabelle 5.2):

Druck p , Pa	μ $10^6 \times Pa \cdot s$	λ $10^3 \times W/m^2K$
100000	18.57	26.23
10000	18.56	26.2
	0.06%	0.01%

Tabelle 5.1: Abhängigkeit der Viskosität und der Wärmeleitfähigkeit vom Druck. Experimentelle Werte bei der Temperatur 300 K [34].

Druck p , Pa	T_{innen} , $^{\circ}C$	λ $10^3 \times W/m^2K$	ν $10^6 \times m^2/s$
gemessen	gemessen	berechnet	berechnet
103000	31.61	27.33	18.75
9690	31.77	27.35	18.76
230	34.46	27.57	18.89
	9%	0.8%	0.89%

Tabelle 5.2: Abhängigkeit der Viskosität und der Wärmeleitfähigkeit von der Temperatur. Die Stoffeigenschaften werden anhand der gemessenen Lufttemperaturen T_{innen} mit Hilfe der Gleichungen [56] errechnet.

Druck p , Pa	c_p , kJ/kgK
100000	1.008
0	1.007
	0.1%

Tabelle 5.3: Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität vom Druck bei der Umgebungstemperatur $T = 323\text{ K}$ [7].

A.2. Bestimmung der Nusselt-Zahl bei der Auswertung numerischer Simulationen

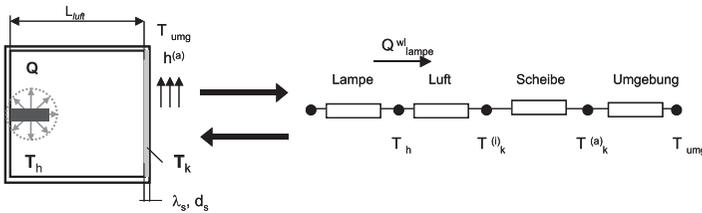


Abbildung 5.1: Skizze zur Berechnung der Nu -Zahl

Zur Berechnung dieser Werte wird ein sog. "Schaltplan" des Scheinwerfermodells (siehe Abbildung 5.1) aufgestellt.

Der thermische Widerstand kann für das abgebildete Problem folgendermassen definiert werden:

$$\frac{1}{h_{gesamt}} = \frac{1}{\frac{\lambda_{luft}}{L_{luft}}} + \frac{1}{\frac{\lambda_s}{d_s}} + \frac{1}{h_a} \quad (5.3)$$

In einem nächsten Schritt wird die Temperatur an der Lampe T_h berechnet:

$$T_h^{wl} = \frac{\dot{Q}}{h_{gesamt}} + T_{umb} \quad (5.4)$$

und die Temperatur an der Innenseite der Scheibe T_k^i bestimmt:

$$T_k^{wl} = T_h^{wl} - \dot{Q} \frac{L_{luft}}{\lambda_{luft}} \quad (5.5)$$

Die Nu -Zahl wird nach der Gleichung berechnet:

$$Nu = \frac{T_h^{wl} - T_k^{wl}}{T_h^{konv} - T_k^{konv}}, \quad (5.6)$$

wobei T_h^{konv} und T_k^{konv} - die Temperaturwerte aus der Simulation, T_h^{wl} und T_k^{wl} - die Temperaturen in einem Fall gilt, indem der Wärmestrom der Lampe mittels der Wärmeleitung übertragen wird.

A.3. Auftriebsströmung an der Lampe

Die Auftriebsströmung oberhalb der Wärmequelle wird mittels der Strömungssimulation und der PIV-Messung untersucht [63]. Die Ergebnisse werden in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Messwerte beziehen sich auf eine Heizleistung von 20 W, während in der Simulation eine entsprechende Wärmestromdichte von 2000 W/m^2 an der Lampe vorgegeben wird. Wir finden eine gute Übereinstimmung der numerisch berechneten Werte mit den Ergebnissen der PIV-Messung im Bereich $0.15 < y < 0.055$. In der Nähe der Wände sind die Messergebnisse jedoch aufgrund von Bildunschärfen verfälscht. In diesem Bereich versagt das verwendete PIV-Verfahren und müsste durch eine LDA-Messung ersetzt werden. Die Ergebnisse werden mit dem mathematischen Modell einer horizontalen linienförmigen thermischen Energiequelle nach [59] verglichen.

$$v_{max} = 2f'(0) \left(\frac{Q_b^2 \beta^2 g^2 y}{\rho^2 c_p^2 \nu} \right)^{1/5} \quad (5.7)$$

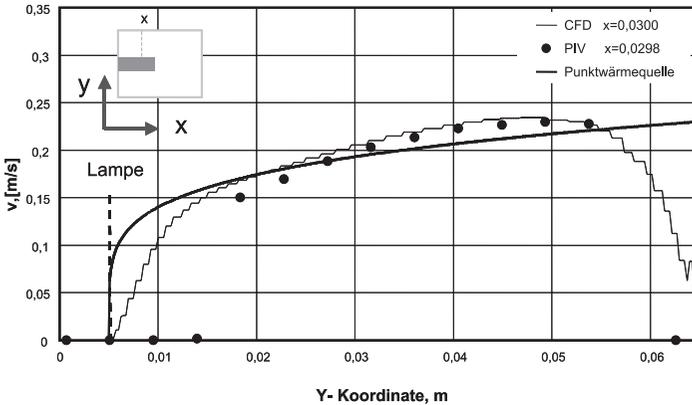


Abbildung 5.2: Vergleich des gemessenen und berechnetes Strömungsfeldes an der Lampe

A.4. Versuchsplanung der IR-Messung

Zur Abschätzung der Messunsicherheiten bei der Infrarotmessung soll untersucht werden, in wie weit die Strahlung der Lampe und die durch die Scheibe transmittierte Energie einander zugeordnet sind. Zu diesem Zweck wird die spezifische Ausstrahlung des Schwarzen Strahlers gemäß des Planckschen Gesetzes für die Lampentemperatur berechnet und in Abbildung 5.3 dargestellt. Sie kann wie folgt definiert werden:

$$E_{\lambda_{str},b}(\lambda_{str}, T) = \frac{C_1}{\lambda_{str}^5 [\exp(C_2/\lambda_{str}T) - 1]}, \quad (5.8)$$

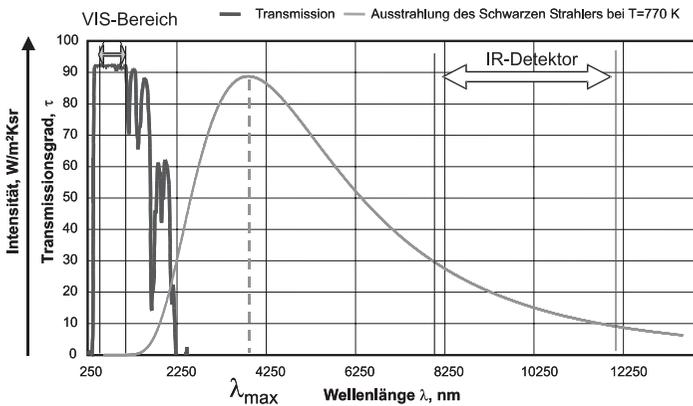


Abbildung 5.3: Spezifische Ausstrahlung des Schwarzen Strahlers bei der Temperatur $T = 770 \text{ K}$ (Maximum bei $\lambda_{max} = 3800 \text{ nm}$) und Transmissionscharakteristik des Plexiglasses von der Fa. Degussa

Anhand der analytischen Beschreibung der Ausstrahlung des Schwarzen Strahlers kann das Strahlungsgewicht für verschiedene Wellenlängenbereiche ermittelt werden. Es kann mit Hilfe der Verhältnisfunktion folgendermaßen beschrieben werden:

$$F(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda_{str},b}(\lambda_{str}, T) d\lambda, \quad (5.9)$$

Hierbei kann die Verhältnisfunktion zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 definiert werden:

$$F(\lambda_1, \lambda_2) = F(0, \lambda_2) - F(0, \lambda_1), \quad (5.10)$$

Wird die Lampetemperatur als $T = 770\text{ K}$ angenommen, dann kann die Verteilung der Strahlung ermittelt werden.

Hierbei wird das Spektrum in die für die Infrarotmessung charakteristischen Bereiche aufgeteilt:

Spektrumbereich	Beginn λ_1, nm	Ende $\lambda_2 nm$	$F(\lambda_1, \lambda_2), \%$
Sichtbereich	380	780	0,001
Nah-Infrarot(kurzwellig)	780	2500	0,3
Nah-Infrarot	2500	8000	50
Empfindlichkeit der IR-Kamera	8000	12000	24
Fern-Infrarot und weiter	12000	∞	25,6

Tabelle 5.4: Verhalten der Verhältnisfunktion der spezifischen Ausstrahlung des Schwarzen Strahlers bei der Temperatur $T = 770\text{ K}$

In der gleichen Abbildung ist auch die gemessene Transmissionscharakteristik des Plexiglasses (vgl. mit Transparenz der PC-Scheibe [19]) dargestellt. Hierbei wird ersichtlich, dass die Scheibe im sichtbaren Bereich die maximale Strahlung durchlässt. Im Wellenlängenbereich zwischen 780 nm und 2000 nm reduziert sich das Transmissionsverhalten.

Die ermittelten Werte der Verhältnisfunktion der spezifischen Ausstrahlung der Lampe deuten darauf hin, dass die Transparenz der Scheibe ein geringes Strahlungsgewicht (bis 2500 nm lediglich $0,3\%$) hat. Die Transparenz für den Bereich der spektralen Empfindlichkeit der IR-Kamera spielt dabei eine untergeordnete Rolle.

Symbolverzeichnis

$2D$	zweidimensional
$3D$	dreidimensional
α	Absorptionsgrad, [1]
β	Volumenausdehnungskoeffizient, [1/K]
\dot{Q}	Wärmestrom, [W]
\dot{q}	Wärmestromdichte, [W/m ²]
$\dot{q}_{oc(i)}$	Externe Strahlungsenergie, [W/m ²]
\dot{q}'_{str}	Strahlende dimensionslose Wärmestromdichte, [1]
\dot{q}_{abs}	Absorbierte Wärmestrahlungsdichte, [W/m ²]
\dot{q}_{refl}	Reflektierte Wärmestrahlungsdichte, [W/m ²]
\dot{q}_{trans}	Durchgehende Wärmestrahlungsdichte, [W/m ²]
ϵ	Emissionsgrad, [1]
Γ	Aspektverhältnis $\Gamma = H/L$, [1]
κ	Temperaturleitfähigkeit, [m ² /s]
λ	Wärmeleitfähigkeit, [W/m ² K]
Λ_{mol}	Freie Weglänge, [m]
μ	Dynamische Viskosität, [Pa s]
ν	Kinematische Viskosität $\nu = \mu/\rho$, [m ² /s]
Ω	Raumwinkel, [rad]
ρ	Reflexionsgrad, [1]
ρ_l	Luftdichte, [kg/m ³]
ρ_p	Partikeldichte, [kg/m ³]
τ	Transmissionsgrad, [1]
θ	Dimensionslose Temperatur, $\theta = (T_i - T_k)/(T_h - T_k)$, [1]
ζ_i	Winkel, [°]
A	Fläche, [m ²]
c_p	Wärmekapazität, [kJ/kgK]
D	Durchmesser der Lampe, [m]
d	Teilchendurchmesser, [m]

d_p	Partikelgröße, [μm]
E	Emittierte Wärmestrahlungsdichte, [W/m^2]
E_b	Emittierende Energie des Schwarzen Strahlers, [W/m^2]
$F_{i,j}$	Sichtfaktor, [1]
g	Erdbeschleunigung, [m/s^2]
Gr	Grashof-Zahl, [1]
H	Höhe, [m]
h_{gesamt}	Wärmedurchgangskoeffizient, [$W/m^2 K$]
H_i	Einstrahlung i , [W/m^2]
I	Strahlungsintensität, [$W/m^2 rad$]
J	Ausstrahlung oder radiosity, [W/m^2]
k	Absorptionskoeffizient, [$1/m$]
L	Länge, [m]
N_b	Anzahl der Strahlen über einem Halbraum, [1]
N_p	Anzahl der für die Strahlungsberechnung relevanten Oberflächenelemente, [1]
N_{rc}	Interaktionsparameter, [1]
Nu	Nusselt-Zahl, [1]
P	dimensionsloser Druck, [1]
p	Druck, [hPa]
P_{el}	Elektrische Leistung, [W]
Pr	Prandtl-Zahl, [1]
R_λ	Wärmeleitungsverhältnis λ_f/λ_w , [1]
Ra	Rayleigh-Zahl, [1]
T	Temperatur, [K]
X, Y, Z	Dimensionslose Ortskoordinaten, [1]
x, y, z	Ortskoordinaten, [m]
AABB	Axis-Alligned Bounding Box
AFS	Adaptive Frontlightning System
CAD	Computer-Aided-Design
CCD	Charge-Coupled Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
DEHS	Diethylhexylsebacat
IR	Infrarotthermographie

LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LED	Leuchtdiode, Light Emitting Diode
OBB	Oriented Bounding Box
PC	Polycarbonat
PIV	Partikel-Image-Velocimetrie
PP	Polypropylen
TLC	thermochromic liquid crystals, Flüssigkristalle
∞	Umgebung
<i>ab</i>	Abschluss Scheibe
<i>c</i>	charakteristisch
<i>d</i>	diffus
<i>e</i>	elektrisch
<i>f</i>	Fluid
<i>h</i>	heiß
<i>konv</i>	konvektiv
<i>k</i>	kalt
<i>l-s</i>	Lampe - Scheibe
<i>l</i>	Lampe
<i>num</i>	numerisch
<i>o</i>	oben
<i>r</i>	Reflektor
<i>str</i>	strahlend
<i>s</i>	gerichtet
<i>u</i>	unten
<i>wl</i>	Wärmeleitung
<i>w</i>	Wand

Lebenslauf

Stepan Zenin

geboren am 14.04.1976 in Togliatti, Russland

- 09/1983 - 07/1993 Besuch der Grundschule mit Abschluss
im Technischen Lizeym in Togliatti, Russland
- 09/1993 - 06/1999 Studium an der Moskauer Staatlichen Technische
Universität N.E.Baumann, Russland
Fachrichtung Maschinenbau
Abschluss als Diplom-Ingenieur mit Prädikat Ausgezeichnet
- 10/1997 - 04/1999 Aufbaustudium am Energetischen Institut Moskau
(Technische Universität), Russland
Fachrichtung Industriemanagement
Abschluss als Diplom-Wirtschaft Ingenieur
- 08/1999 - 07/2000 Stipendium der Deutschen Akademischen Austauschdienst
Russland Fond der Deutschen Wirtschaft
Aufenthalt an der TU Ilmenau, Deutschland
Weiterbildung DGQ Quality System Manager Junior
- 08/2000 - 03/2001 Praktikant in der Technischen Entwicklung
der Fa. Audi AG, Ingolstadt
- 06/2001 - 12/2005 Externer Doktorand bei der Fa. Audi AG, Ingolstadt
Abteilung Vorentwicklung und Konzepte Lichttechnik
- 01/2006 - 03/2006 Wissenschaftliche Hilfskraft an der TU Ilmenau
Fakultät für Maschinenbau
Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidynamik

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.

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.

Ilmenau, im Juli 2006

Stepan Zenin