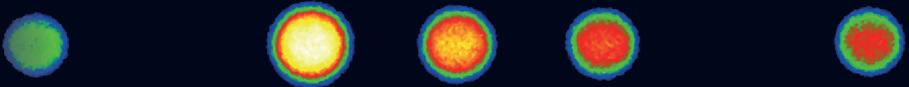


BAND 12 | SPEKTRUM DER LICHTTECHNIK

MICHAEL SCHÖNE

DIFFRAKTIVE OPTIKEN IM AUTOMOBIL

Achromatisierung, Athermalisierung,
Formung von Scheinwerferlichtverteilungen



Michael Schöne

Diffraktive Optiken im Automobil

Achromatisierung, Athermalisierung, Formung
von Scheinwerferlichtverteilungen

Lichttechnisches Institut
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Diffraktive Optiken im Automobil

Achromatisierung, Athermalisierung, Formung
von Scheinwerferlichtverteilungen

von
Michael Schöne

Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, 2016
Referenten: Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann
Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork

Impressum



Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
KIT Scientific Publishing
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe

KIT Scientific Publishing is a registered trademark of Karlsruhe
Institute of Technology. Reprint using the book cover is not allowed.

www.ksp.kit.edu



*This document – excluding the cover, pictures and graphs – is licensed
under the Creative Commons Attribution-Share Alike 3.0 DE License
(CC BY-SA 3.0 DE): <http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/de/>*



*The cover page is licensed under the Creative Commons
Attribution-No Derivatives 3.0 DE License (CC BY-ND 3.0 DE):
<http://creativecommons.org/licenses/by-nd/3.0/de/>*

Print on Demand 2017 – Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

ISSN 2195-1152

ISBN 978-3-7315-0613-3

DOI: 10.5445/KSP/1000063719

Diffraktive Optiken im Automobil

Achromatisierung, Athermalisierung, Formung von Scheinwerferlichtverteilungen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTOR-INGENIEURS (Dr.-Ing.)

von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
genehmigte

DISSERTATION

von
Dipl.-Ing. Michael Schöne

geb. in Bayreuth

Tag der mündlichen Prüfung: 18.11.2016
Hauptreferent: Prof. Dr. rer. nat. Cornelius Neumann
Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Wilhelm Stork

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Zielsetzung	1
2	Einführung refraktiver und diffraktiver Optiken	5
2.1	Materialspezifische Eigenschaften	6
2.1.1	Thermo-optische Beschreibung von Grenzflächen	6
2.1.2	Eigenschaften verwendeter Polymere	10
2.2	Refraktive Optiken	14
2.2.1	Dicke und dünne Linsen	15
2.2.2	Refraktive Linsenkorrektur	17
2.2.3	Simulation refraktiver Optiken	19
2.3	Diffraktive Optiken	22
2.3.1	Beschreibung diffraktiver Strukturen	22
2.3.2	Strahlformende Funktionen	25
2.3.3	Abbildende Funktionen	30
2.3.4	Simulation diffraktiver Optiken	39
2.4	Grundlagen zur Scheinwerferentwicklung	42
3	Diskussion und Definition der Inhalte und Ziele der Arbeit	45
3.1	Funktion diffraktiver Optiken im Scheinwerfer	45
3.1.1	Zielfunktionen diffraktiver Strukturen	45
3.1.2	Auslegung und Auswahl diffraktiver Strukturen	47
3.2	Simulation diffraktiver Optiken im Scheinwerfer	51
3.2.1	Anforderungen an die Simulationsumgebung	52
3.2.2	Vergleich der Simulationsmethodiken	53
3.2.3	Bewertung und Ziele zur Simulationsumgebung	56
3.3	Struktur der Arbeit	57

4	Simulation diffraktiver Optiken in Ray-Tracing	59
4.1	Randbedingungen zur Simulation.	59
4.2	Konkretisierung des Simulationsprinzips	62
4.3	Aufbau der Simulationsmethodik	65
4.4	Überprüfung der Simulationsmethodik	73
4.4.1	Ablenkung bei senkrechtem Einfall	76
4.4.2	Ablenkung bei schrägem Einfall	89
4.5	Zwischenfazit	103
5	Achromatisierung einer Abblendlichtverteilung.	105
5.1	Optimierungsansätze zur Achromatisierung	105
5.1.1	Diffraktive Multiorderlinsen	106
5.1.2	Spektrale Optimierung der Abbezahl	108
5.2	Erzeugung achromatisierter Abblendlichtverteilungen.	117
5.2.1	Linenauslegung und Systemaufbau	118
5.2.2	Simulationsergebnisse der hybriden Systeme	120
5.3	Messtechnische Überprüfung der Achromatisierung	130
5.3.1	Abformung diffraktiver Strukturen	131
5.3.2	Messtechnische Untersuchung einer Hybridlinse	143
5.4	Zwischenfazit	152
6	Athermalisierung einer achromatisierten Lichtverteilung.	155
6.1	Randbedingungen und Voruntersuchungen	155
6.2	Ansatz zur thermo-chromatischen Linsenkorrektur	161
6.3	Simulation der resultierenden Doppelhybridlinse.	167
6.4	Zwischenfazit.	173
7	Lichtformung und Strukturgenauigkeiten	175
7.1	Lichtformung mittels Gitterzellenarrays	175
7.2	Untersuchungen wesentlicher Strukturgenauigkeiten	185
7.2.1	Einfluss der Werkzeugpositionierung	186
7.2.2	Einfluss der Beugungseffizienzen	188

7.2.3 Einfluss der Werkzeuggradien	193
8 Zusammenfassung	199
9 Ausblick	205
Literaturverzeichnis	209
Abbildungsverzeichnis	227
Tabellenverzeichnis	231
Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	233
A Materialparameter	237
A.1 Polycarbonat	237
A.2 Flüssigsilikon	238
B Simulationsparameter	241
B.1 Diffraktive Multiorderlinse	242
B.2 Hybridlinsen bei $T = T_0$	243
B.3 Hybridlinsen bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$	245
B.4 Hybridlinsen - Stufenprofil	246
B.5 Gitterzellenarrays	249
Danksagung	251
Betreute studentische Arbeiten	253
Eigene Veröffentlichungen	255

Kapitel 1

Motivation und Zielsetzung

In den letzten Jahren wurde durch steigende Anforderungen an die Geometrie optischer Systeme im Automobil Glas als Optikmaterial sukzessiv durch Kunststoffe ersetzt. Dabei werden neben Thermoplasten auch zunehmend Polymere eingesetzt [Luc+09], die beide hinsichtlich Prozessierung [Hop+14] und Herstellung [Hop+15] komplexere Geometrien und damit auch komplexere Funktionen ermöglichen.

Neben neuen Funktionen bringen Kunststoffe jedoch auch Herausforderungen mit sich. Die chromatische Abhängigkeit der Brennweite ist bei vielen automobiltauglichen Kunststoffen größer als die der Gläser und führt damit zu stärkeren Abbildungsfehlern. Gerade im Hinblick auf den Einsatz von Halbleiterlichtquellen spielt dies eine wichtige Rolle, da diese bislang einen deutlich erhöhten, spektralen Blauanteil aufweisen. Deren Verwendung verstärkt somit den blauen Farbsaum refraktiver Optiken zusätzlich.

Außerdem sind die thermischen Abhängigkeiten der optischen Eigenschaften durch den Einsatz der Kunststoffe größer, da die Volumenänderung bei Temperaturänderungen um bis zu 100-fach höher als bei herkömmlichen Gläsern ist. Dies führt zu Brennweitenänderungen und damit zu größeren Abbildungsfehlern der Lichtverteilungen.

Beide Einflüsse sind bereits bei einfachen Projektionssystemen als deutlicher Farbsaum bzw. deutliche Verschmierung der Hell-Dunkel-Grenzen sichtbar. Die Betrachtung adaptiver Lichtfunktionen, wie z.B. von Matrixsystemen, welche aus vielen einzelnen Lichtverteilungen bestehen, führt zu der Notwendigkeit, diese Effekte zu minimieren.

Andernfalls sind Farbschlieren und verschwommene Kanten nicht zu vermeiden und können dazu führen, dass gesetzlich vorgeschriebene Werte nicht eingehalten werden, da die Lichtverteilung beispielsweise keine blauen Bereiche aufweisen darf.

Durch die komplexeren Systeme werden zur Lichtformung und anschließenden Abbildung immer mehr optische Elemente benötigt, die aus Reflektoren, Linsen und vor allem Blenden zur Formung von Hell-Dunkel-Grenzen bestehen. Diese benötigen zum einen Bau-raum und senken zum anderen die Effizienz eines Scheinwerfersystems, sodass ein Leuchtenwirkungsgrad für das Gesamtsystem selten 50 % übersteigt.

Somit sind die chromatische und die thermische Abhängigkeit zwei Eigenschaften aktueller und zukünftiger Systeme, die kompensiert werden müssen. Parallel dazu gilt es, die Effizienz der Systeme zu steigern, um künftigen energetischen Anforderungen an Scheinwerfersysteme gerecht zu werden.

Um diese Herausforderungen zu meistern, werden im Rahmen dieser Arbeit diffraktive Optiken eingesetzt. Deren Herstellung entwickelte sich in den letzten Jahrzehnten derart rasant weiter, dass die Einbringung in Kunststoffoptiken seriennah möglich ist [Her04]. So können diffraktive Linsen auf Brillengläsern endkundengeeignet hergestellt werden [Win04]. Darüber hinaus finden sie Anwendung in der Photovoltaik, um die Effizienz von Solarzellen zu steigern [Leu+99]. In Kamerasystemen werden die wellenoptischen Eigenschaften diffraktiver Strukturen verwendet, um chromatische Abbildungsfehler zu reduzieren [Nak+02].

Verallgemeinert können diffraktive Linsen zur chromatischen oder thermischen Korrektur refraktiver Linsen eingesetzt werden. Gerade die hybriden Lösungen, bestehend aus refraktiven und diffraktiven Strukturen, besitzen diesbezüglich großes Potenzial [Bri+09]. Eine erste Studie von KANAI zeigt, dass die Korrektur grundsätzlich möglich ist,

jedoch bleiben viele Fragen zur Integration in die Auslegung und Simulation ungeklärt [Kan09]. Darüber hinaus stellt diese Untersuchung fest, dass das thermische Verhalten der Polymerlinsen einer Korrektur bedarf und unterstreicht damit die Notwendigkeit, dies zu realisieren. Die interferenzbasierten Eigenschaften wiederum ermöglichen es, diffraktive Optiken zu berechnen, die komplexe Lichtverteilungen generieren. Diese sind in der Lage, nahezu die gesamte Strahlungsleistung, die auf die Optik trifft, in die Verteilung umzulenken. Die dadurch möglichen Effizienzen lägen deutlich über denen aktueller Systeme und eröffnen neue Möglichkeiten bei der Scheinwerferauslegung. Daraus leiten sich die folgenden Punkte für die vorliegende Arbeit ab:

- Aufbau einer Simulation diffraktiver Optiken in Verbindung mit der Integration eines gesamten Scheinwerfermodells
- Realisierung einer Korrektur des chromatischen Einflusses refraktiver Linsen auf eine existierende Scheinwerferlichtverteilung
- Zusätzliche Korrektur des thermischen Einflusses auf die im vorherigen Punkt erwähnte achromatisierte Lichtverteilung
- Auslegung und Simulation einer hocheffizienten Optik zur Erzeugung einer Lichtverteilung

Die Verbindung von chromatischer und thermischer Korrektur einer Scheinwerferlichtverteilung konnte bislang noch nicht realisiert werden, obwohl dies Teile der größten Herausforderungen bei der Auslegung von Scheinwerfersystemen sind. Um diese Funktionen zu realisieren, müssen die Optiken simulativ und konzeptionell in bestehende Simulations- und Auslegungsprozesse integriert und an die jeweiligen Anforderungen hinsichtlich Beschreibung, Rechenzeit u.ä. angepasst werden.

Daher erfolgt im Rahmen dieser Arbeit zunächst die Anbindung an die Simulation von Scheinwerfern, die sowohl die optischen als auch die

licht- und messtechnischen Bedingungen erfüllen muss. Anschließend werden die Auslegungsmethodiken hinsichtlich der Anforderungen an die jeweiligen Funktionen aufgestellt und optimiert sowie anhand von Simulationsergebnissen überprüft. Soweit dies im Rahmen dieser Arbeit umsetzbar ist, werden anhand gefertigter Optiken Messungen durchgeführt, um weitere Erkenntnisse hinsichtlich der zu erwartenden Fertigungseinflüsse und -herausforderungen zu erhalten und Auslegungsschritte zu überprüfen.

Daraus resultiert der Aufbau einer kombinierten Simulationsmethodik, die nach messtechnischer Überprüfung als Basis für die weiteren Untersuchungen dient. Darauf aufbauend wird die thermische und chromatische Linsenkorrektur am Beispiel einer Abblendlichtverteilung eines herkömmlichen Projektionsmoduls aufgebaut und hinsichtlich der Güte der Korrektur untersucht. Abschließend werden die Formung und Abbildung einer Abblendlichtverteilung durch diffraktive Gitterzellenarrays betrachtet. Sowohl zur Linsenkorrektur als auch zur Lichtformung werden dabei neue Auslegungsalgorithmen vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Abgeschlossen wird diese Arbeit durch die Analyse der möglichen Freiheitsgrade bei der Auslegung der diffraktiven Linsen bzgl. der Fertigungsmethoden.

Kapitel 2

Einführung refraktiver und diffraktiver Optiken

Im Rahmen dieses Kapitels werden refraktive und diffraktive Optiken eingeführt. Dies umfasst sowohl die Grundlagen als auch den aktuellen Stand der Technik, da eine Trennung in zwei unterschiedliche Kapitel wegen der gegenseitigen Abhängigkeiten und Zusammenhänge nicht sinnvoll ist.

In dieser Arbeit wird in erster Linie die thermo-chromatische Linsenkorrektur untersucht und erweitert. Daher werden zunächst die thermischen und optischen Einflüsse auf das Materialverhalten sowie deren Beschreibung eingeführt. Anschließend werden die geometrisch-optischen Parameter zur Beschreibung von Linsen definiert, da refraktive Linsen die zu korrigierenden Elemente sind. Parallel dazu werden wichtige Eigenschaften und Abhängigkeiten diffraktiver Elemente diskutiert, anhand derer die verschiedenen Näherungen bewertet und unterschieden werden, um die geeignete Näherung zur Beschreibung der eingesetzten diffraktiven Elemente zu definieren. Darauf aufbauend werden die Beschreibungen abbildender, diffraktiver Elemente im Detail vorgestellt und die benötigten Aspekte für diese Arbeit herausgestellt.

Darüber hinaus werden zudem strahlformende Elemente eingeführt und ebenfalls hinsichtlich der Verwendung in dieser Arbeit diskutiert, da im zweiten Teil die Formung einer Abblendlichtverteilung mittels Gitterzellenarrays untersucht wird.

Steht die Quellenangabe dabei direkt vor dem Satzzeichen, so gilt die Angabe nur für diesen Satz. Steht die Angabe direkt hinter dem Satzzeichen, gilt die Quelle beginnend ab dem mit Satzzeichen beendeten Satz bis zum nächsten Absatz bzw. bis zur nächsten Quellenangabe.

2.1 Materialspezifische Eigenschaften

Das thermische Verhalten von Bauteilen spielt eine zentrale Rolle bei der Auslegung von Scheinwerfersystemen, da der Temperatureinsatzbereich zwischen $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $120\text{ }^{\circ}\text{C}$ liegt. Neben der Prüfung mechanischer Dehnungen aufgrund von Temperaturänderungen ist die Berechnung des Verhaltens optischer Komponenten ein zentraler Bestandteil thermischer Simulationen, da die Eigenschaften der Optiken in Abhängigkeit der Temperatur variieren. Daneben muss der chromatische Einfluss des Spektrums der Lichtquellen auf die Lichtverteilung eines Scheinwerfers berücksichtigt werden. Im Folgenden wird daher das Verhalten der verwendeten Materialien sowohl aus optischer als auch aus thermischer Sicht vorgestellt.

2.1.1 Thermo-optische Beschreibung von Grenzflächen

Das optische Verhalten eines Materials wird primär über den Brechungsindex definiert, der ein Maß für die Phasenverzögerung einer durchlaufenden Welle ist [Dem13]. Dieser ist wellenlängen- und dichteabhängig und kann über diverse Formeln beschrieben werden [Haf03]. Im Rahmen der Optikauslegung dieser Arbeit stehen jeweils drei bis fünf Messwerte für unterschiedliche Wellenlängen bei einer bekannten Temperatur zur Verfügung, weshalb die Conrady-Formel als Näherung genutzt wird:[Zem06]

$$n(\lambda, T_0) = A + \frac{B}{\lambda} + \frac{C}{\lambda^{3,5}} \quad (2.1)$$

Diese beschreibt den chromatischen Verlauf des Brechungsindex $n(\lambda)$ bei konstanter Temperatur T_0 . Die zusätzliche, thermisch bedingte Änderung ist an die Volumenänderung gekoppelt, da der Brechungsindex selbst an die Dichte und damit das Volumen V des Materials gekoppelt ist [Mes06]. Zusätzlich beschreibt JAMIESON analytisch den Einfluss von Temperaturänderungen auf optische Systeme am Beispiel dreier Optiken.[Jam81] Dabei wird herausgestellt, dass neben der Brechungsindexänderung insbesondere geometrische Verformungen von Bedeutung sein können, jedoch die Integration von Temperaturgradienten auf analytischem Weg nicht einfach realisierbar ist. Die geometrische Änderung kann dabei dreidimensional als Volumenänderung oder eindimensional als Längenänderung berechnet werden.[Dem15] Die Änderung wird über den Längenausdehnungskoeffizienten α_L für die Länge L bzw. den Volumenausdehnungskoeffizienten $\gamma_V = 3 \cdot \alpha_L$ für das Volumen V wie folgt berechnet:

$$\alpha_L = \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \quad (2.2)$$

$$L(T) = L_0 \cdot e^{\alpha_L \cdot (T-T_0)} \quad (2.3)$$

$$V(T) = V_0 \cdot e^{\gamma_V \cdot (T-T_0)} \quad (2.4)$$

Über diese Zusammenhänge lässt sich der Brechungsindex mittels Lorentz-Lorenz-Formel berechnen, der auf einer Volumenänderung sowie der Clausius-Mossotti-Gleichung basiert [Mes06]:

$$\frac{n(\lambda, T)^2 - 1}{n(\lambda, T)^2 + 2} \cdot V_0 \cdot e^{3 \cdot \alpha_L \cdot (T-T_0)} = \frac{n(\lambda, T_0)^2 - 1}{n(\lambda, T_0)^2 + 2} \cdot V_0 \quad (2.5)$$

Gemäß der Ergebnisse von ZHANG ET AL. kann im Rahmen dieser Arbeit von einer gültigen Näherung bzgl. dieser Gleichung bei Polymeren ausgegangen werden [Zha+06]. Zusätzlich wird diese Aussage durch DAVY und BRADEN gestützt, die den Zusammenhang zwischen molarem

Volumen und der Brechungsindexänderung über die thermo-optischen Koeffizienten bestätigen [Dav+92].

Unabhängig vom Einfallswinkel an einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien wird stets ein Anteil der Strahlung daran reflektiert [Sal+08]. Dies lässt sich zwar mittels spezieller Beschichtungen reduzieren, jedoch nie ganz vermeiden. Der Anteil R_{reflex} ist abhängig von den Brechungsindizes der beiden Medien n_0 und n_1 , wobei der folgende Zusammenhang für senkrechten Einfall gilt [Kne90]:

$$R_{reflex} = \left(\frac{n_1(\lambda, T) - n_0(\lambda, T)}{n_1(\lambda, T) + n_0(\lambda, T)} \right)^2 \quad (2.6)$$

Da diese analytischen Beschreibungen Näherungen darstellen, existiert eine Reihe von Ansätzen, um das Materialverhalten präziser zu berechnen. Beispielhaft untersuchen DOMMES ET AL. das thermo-optische Verhalten von laserbasierten Lichtquellen.[Dom+16] Dabei werden thermische Effekte, die aufgrund des Konversionsprozesses zur Erzeugung von weißem Licht entstehen, sowie deren Auswirkung auf das optische Verhalten simuliert. Dies lässt sich demnach nicht mehr analytisch, sondern nur noch numerisch lösen.

Übertragen auf das thermische Verhalten von optischen Systemen bedeutet dies, dass für deren präzise Beschreibung ebenfalls numerische Methoden benötigt werden. Für die Simulation der mechanisch oder thermisch bedingten Volumenänderung bzw. der auftretenden Kräfte unter Berücksichtigung externer Randbedingungen wird klassischerweise die Finite-Elemente-Methode genutzt (FEM).[Mül+07] Das Grundprinzip basiert auf der Diskretisierung eines ein- bis dreidimensionalen Körpers. Dieser wird anstatt durch das Höhenprofil durch ein Netz beschrieben, das aus dem Höhenprofil abgeleitet und mittels Knoten als Stützstellen diskretisiert wird. Für diese Knoten werden anschließend die wirkenden Kräfte berechnet, die sich aus den Randbedingungen wie externe Kraft- oder Temperatureinflüsse sowie anderen Bauteilen oder Lagerungen ergeben. Daraus kann über die

Verschiebung der Knoten die Deformation der Bauteile oder die Verteilung von wirkenden Kräften oder Temperaturen berechnet werden. Für die Simulation von Polymeren müssen bei der Materialdefinition einige Aspekte beachtet werden.[Sto+11] Dazu zählen die Beschreibung des E-Moduls, das sich z.B. für Silikone zu stark mit der Spannung verändert, als dass es als konstant angenommen werden kann. Darüber hinaus muss die Poisson-Zahl angenähert werden, da diese für inkompressible Medien wie Elastomere mit einem Wert von 0,5 belegt werden müsste. Hierfür ist jedoch keine Lösung möglich, da in diesem Fall eine Division durch Null innerhalb der Berechnungen vorliegt und somit ein numerisches Problem auftritt. Berücksichtigt man diese Aspekte, können damit jedoch die Verformungen aufgrund der thermischen Ausdehnung sowie der Lagerungen simuliert werden.

So wenden RYBA ET AL. die FEM erfolgreich an, um die Deformation von Gitterstrukturen aufgrund eines externen Krafteintrags zu untersuchen [Ryb+14]. Durch die Verformung des Höhenprofils kann daraus die Effizienzänderung durch die gezielte Deformation berechnet werden [Ryb+15]. Auch LIPP ET AL. nutzen die FE-Analyse, um eine Deformation zu berechnen.[Lip+14] Allerdings ist die äußere, wirkende Größe eine Temperaturänderung. Basierend auf der thermisch bedingten Deformation wird das Materialverhalten genutzt, um den optischen Einflüssen innerhalb von Objektiven entgegenwirken zu können.

NEISS ET AL. setzen die FEM ein, um die thermisch bedingten Strukturänderungen durch den Eintrag von Strahlung zu untersuchen.[Nei+09] Dabei wird die FEM zur Berechnung der Deformation sowie darauf aufbauend eine rigorose Berechnung genutzt, um das optische Verhalten zu bewerten.

Diese Arbeiten zeigen, wie essentiell diese Simulationsmethodik für die Vorhersage des thermischen Verhaltens von optischen Bauteilen und anderen Komponenten wie Lichtquellen ist. Darüber hinaus wird jedoch auch ersichtlich, dass die Beschreibung der Umgebung einen zentralen

Einfluss auf das Ergebnis hat. Dazu zählen neben den Kontaktbedingungen der einzelnen Körper zueinander auch Materialparameter wie Haftreibung, aber auch die Lagerung der einzelnen Komponenten. Für diese Arbeit bedeutet dies, dass auf der einen Seite sowohl analytische als auch numerische Beschreibungen und Methodiken zur Bestimmung des Materialverhaltens existieren. Andererseits sind die analytischen Beschreibungen teils sehr starke Vereinfachungen, die z.B. äußere Kräfte aufgrund von Halterungen oder Temperaturgradienten nicht berücksichtigen.

Die numerischen Berechnungen wiederum können diese Einflüsse mit einbeziehen, dafür steigen allerdings der Rechenaufwand und vor allem die Abhängigkeit von der Güte, diese Materialparameter genau genug beschreiben zu können. Somit muss abgewogen werden, welche Herangehensweise die größere Übereinstimmung mit dem realen Verhalten aufweist und kann nicht pauschal definiert werden. Als Programme existieren u.a. in klassischen CAD-Tools wie *Catia V5* der Fa. DASSAULT SYSTEMS Erweiterungen, die die Berechnung mittels FEM ermöglichen [Koe10]. Aufgrund von Limitierungen bzgl. der Materialdefinitionen sowie der Modellerstellung werden die Simulationen jedoch mit dem Programm *Ansys* der Fa. ANSYS INC. durchgeführt.[Geb11] Dieses bietet die Vorteile, lineares und nichtlineares Werkstoffverhalten, die benötigten Kontaktbedingungen sowie Geometrie-Import und -Export der benötigten Formate zu beinhalten.

2.1.2 Eigenschaften verwendeter Polymere

Polymere stellen Stoffe dar, deren Moleküle aus verketteten Monomereinheiten bestehen.[Eye+08] Dies bedeutet eine Verbindung von Molekülen zu Molekülketten, die durch unterschiedliche Verfahren hergestellt werden können. Bei dieser Polymerisation können Eigenschaften über Additive und Verstärkungstoffe in Grenzen variiert

werden, die sowohl die Verbindung der einzelnen Molekülketten zueinander als auch deren Aufbau betreffen.

Anhand der thermischen und mechanischen Eigenschaften werden Polymere in drei Untergruppen aufgeteilt.[Bri08] Im Rahmen dieser Arbeit sind davon Thermoplaste sowie Elastomere von Bedeutung, Duroplaste hingegen nicht. Thermoplaste bestehen aus Makromolekülen, die kaum bzw. gar nicht miteinander vernetzt sind. Dadurch können diese in einem bestimmten Temperaturfenster reversibel von einem festen in einen flüssigen Zustand überführt werden. Dies kann als eine Art voneinander abgleitender Molekülketten verstanden werden und führt zum Schmelzen des Materials. Demgegenüber sind Elastomere weitmaschig vernetzt, sodass zwischen den einzelnen Molekülketten eine feste Verbindung entsteht. Diese können thermisch nicht derart aufgebrochen werden, dass das Material schmilzt. Stattdessen führen zu hohe Temperaturen zur thermischen Zersetzung und damit zur Zerstörung des Materials.

Thermoplaste werden u.a. von QUEISSER ET AL. als wichtiges Material für optische Elemente im Scheinwerfer eingestuft.[Que+02] Innerhalb dieser Untergruppe nehmen Polycarbonate eine Schlüsselrolle ein. GESTERMANN ET AL. stellen heraus, dass diese im Scheinwerferbereich die unterschiedlichsten Aufgaben übernehmen können [Ges+05], was neben Linsen und Abschlusscheiben gemäß HESSNER und MICHAELI auch den Bereich der Lichtleiter umfasst [Heß+10].

Damit zeigt sich, dass transparente Polymere bereits heute einen hohen Stellenwert in Scheinwerfersystemen besitzen. Darüber hinaus können auch komplexere Optiken in Form von gekitteten Linsen hergestellt werden, was den Einsatz in Form von Linsenduplets ermöglicht.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das Polycarbonat *Makrolon*[®] LED2245 der Fa. COVESTRO DEUTSCHLAND AG repräsentativ für die Gruppe der Thermoplaste betrachtet. Die dafür relevanten Daten sind der Längenausdehnungskoeffizient α_L sowie der Brechungsindex n bei

einer bekannten Temperatur T_0 . Gemäß der vorhandenen Messdaten ergeben sich die Werte für den Brechungsindex gemäß Abbildung 2.1 und für die Längenausdehnung:[Cov13]

$$\alpha_{L,PC} = 65 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (2.7)$$

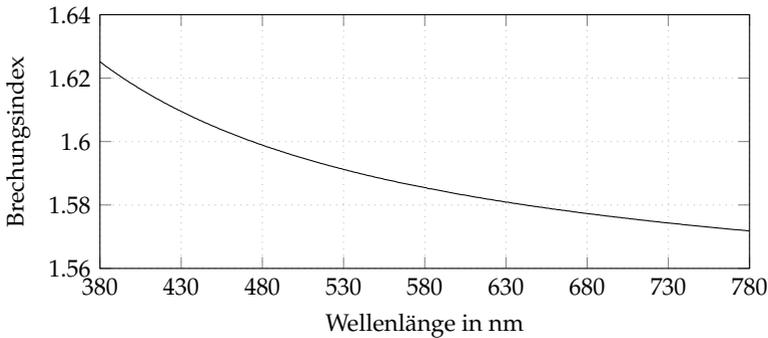


Abbildung 2.1: Wellenlängenabhängiger Brechungsindexverlauf für Makrolon® LED2245 bei $T = 295 \text{ K}$ gemäß der Conrady-Formel

$$n(\lambda) = 1,541 + \frac{0,02254}{\lambda[\mu\text{m}]} + \frac{0,0008433}{(\lambda[\mu\text{m}])^{3,5}}$$

Neben diesem klassischen Werkstoff für optische Komponenten im Scheinwerfer drängen zunehmend Elastomere in Form von Flüssigsilikon in den Markt [Sau15]. Bereits RÜCKERT untersucht den Einsatz der hyperelastischen Eigenschaften von Elastomeren für optische Systeme.[Rüc09] Dabei wird eine Linse mechanisch verformt, sodass sich deren Brechkraft variabel einstellen lässt. KÖRNER ET AL. untersuchen dagegen hybride Polymeroptiken, die aus zwei unterschiedlichen Polymeren bestehen und dabei eine stabile Verbindung bilden sowie einfache Strukturierungen auf planaren Flächen aufweisen [Kör+16]. In Zusammenhang mit Anwendungen im Automobilbereich stellen B. FISCHER und KAUP einen neuen Ansatz für die Auslegung optischer Scheinwerferkomponenten vor.[Fis+13] Dabei nutzen sie die

Hyperelastizität sowie die hohe Strahlungsresistenz von Flüssigsilikonem zur Lichtformung. Letzteres ist laut BAYERL und FRANSSEN ein Vorteil, den Flüssigsilikonem aufgrund der um bis zu 30 % höheren Bindungsenergie gegenüber kohlenstoffbasierten Thermoplasten und deren Bindungsstruktur aufweisen.[Bay+12] Dies führt zu einer höheren thermischen Belastbarkeit und zum anderen zu einem deutlich langsameren Alterungsprozess, insbesondere hinsichtlich des Transmissionsgrades.

Durch den Einsatz blauer Hochleistungs-LEDs im Scheinwerfer ist dies ein wichtiger Aspekt, der in Kombination mit dem hervorragenden Abmustersverhalten dazu führt, dass neben dem Polycarbonat zusätzlich ein Silikonelastomer betrachtet wird. In Anlehnung an die erwähnten Veröffentlichungen wird hierfür das *Silopren® LSR 7070FC* der Fa. MOMENTIVE PERFORMANCE MATERIALS GMBH verwendet, das gemäß der vorhandenen Messdaten den Brechungsindexverlauf gemäß Abbildung 2.2 und den folgenden Längenausdehnungskoeffizienten aufweist:[Mom14]

$$\alpha_{L,LSR} = 265 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1} \quad (2.8)$$

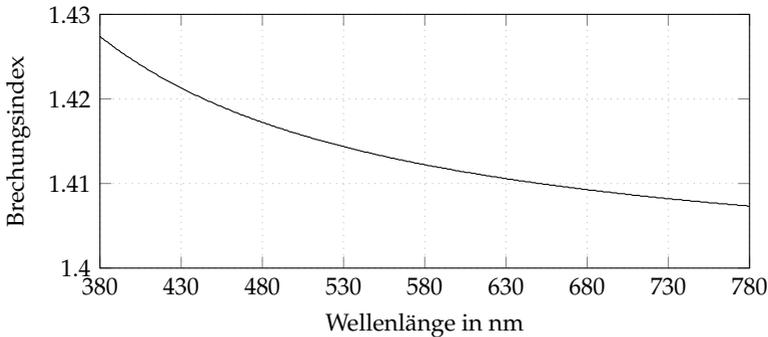


Abbildung 2.2: Wellenlängenabhängiger Brechungsindexverlauf für Silopren® LSR 7070FC bei $T = 295$ K gemäß der Conrady-Formel

$$n(\lambda) = 1,397 + \frac{0,007473}{\lambda[\mu\text{m}]} + \frac{0,0003676}{(\lambda[\mu\text{m}])^{3,5}}$$

2.2 Refraktive Optiken

Die refraktive Beschreibung der optischen Wirkung von Grenzflächen auf die Ausbreitung von Strahlung stellt den Idealfall einer ebenen Welle dar.[Her+06] Üblicherweise werden Strahlen zur Darstellung genutzt, die die Ausbreitungsrichtung dieser Welle darstellen. Die Ablenkung einer Welle und deren damit verbundene Richtungsänderung wird über den Brechungsindex beschrieben. Darauf aufbauend kann diese gemäß des Snelliusschen Brechungsgesetzes geschrieben werden als:[Sch+07]

$$n_1 \cdot \sin(\alpha_1) = n_2 \cdot \sin(\alpha_2) \quad (2.9)$$

Dabei bezeichnen α_1 und α_2 die Ein- und Austrittswinkel bzgl. der Flächennormalen und n_1 und n_2 die Brechungsindizes der zugehörigen Materialien.

Die Dispersion eines Materials wird durch die Abbezahl ausgedrückt.[Doh15] Die Abbezahl $v_{\lambda,ref}$ einer refraktiven Optik ist indirekt abhängig von drei Wellenlängen $\lambda_0 = 546$ nm, $\lambda_1 = 480$ nm und

$\lambda_2 = 644 \text{ nm}$ und direkt von den zugehörigen Brechungsindizes $n(\lambda_i)$ sowie dem Brechungsindex des umgebenden Mediums n_0 . Diese lässt sich für eine konstante Temperatur T_0 schreiben als:[Dem13]

$$v_{\lambda,ref} = \frac{n(\lambda_0) - n_0}{n(\lambda_1) - n(\lambda_2)}. \quad (2.10)$$

Je höher die Abbezahl, desto niedriger sind die Dispersion und damit verbunden die chromatisch bedingten Unterschiede der Ablenkung.

2.2.1 Dicke und dünne Linsen

Die Ablenkung einer ebenen Welle, die sich entlang der optischen Achse z ausbreitet und auf eine sphärische Grenzfläche trifft, kann im Gegensatz zur Beschreibung nach Gleichung 2.9 auch über die Brennweite definiert werden. Dazu wird der Zusammenhang nach Abbildung 2.3 eingeführt, der zur Berechnung der thermo-chromatischen Linsenkorrektur verwendet wird. Der Radius der Krümmung ausgehend von der Linsenebene entgegen der optischen Achse z ist positiv, der andere negativ sowie der Index des Mediums des einfallenden Strahl um Eins niedriger als der Index des darauf folgenden Mediums.

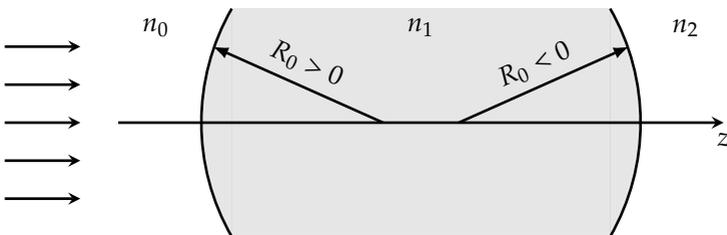


Abbildung 2.3: Definition der Beschreibung sphärischer Grenzflächen hinsichtlich der Indizes und der Vorzeichen der Krümmungsradien in Abhängigkeit der optischen Achse z

Die Ablenkung lässt sich in diesem Fall für eine einzelne sphärische Grenzschicht über die Angabe der Brennweite schreiben als:[Lit01]

$$f_1 = \frac{R_1}{n_1 - n_0} \quad (2.11)$$

bzw.

$$f_2 = \frac{R_2}{n_2 - n_1} \quad (2.12)$$

Die Brennweite f_i beschreibt den Abstand des Fokuspunktes von dem Scheitelpunkt der Fläche. Für die Ausbreitung mit mehreren derartigen Grenzflächen, wie bei Linsen oder Linsensystemen, wird die Matrixmethode eingesetzt.[Küh11] Diese nutzt die vektorielle Schreibweise des Zusammenhangs zwischen Strahlhöhe x_i und Richtung α_i des einfallenden und ausfallenden Strahls. Damit ergibt sich für jede Grenzfläche folgende Beschreibung:

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{R_1} \cdot \left(1 - \frac{n_0}{n_1}\right) & \frac{n_0}{n_1} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \alpha_0 \end{pmatrix} = M_1 \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \alpha_0 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

In dieser ABCD-Matrix M_1 steckt in Wert C die Brechkraft Φ der Fläche. Die Wegstrecke zwischen zwei Grenzflächen wird mit der Translationsmatrix M_T beschrieben:

$$M_T = \begin{pmatrix} 1 & -d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Die resultierende Ablenkung erhält man durch die Multiplikation der einzelnen Matrizen in der Reihenfolge, in der die einzelnen Segmente geometrisch zueinander stehen. Für den Fall einer dicken Linse, bei der die Linsendicke nicht mehr vernachlässigbar ist, gilt für die Linsenmatrix M_L :

$$M_L = M_1 \cdot M_T \cdot M_2 = \begin{pmatrix} 1 - \frac{d}{f_2} & -d \cdot \frac{n_1}{n_2} \\ \frac{1}{f_1} + \frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 \cdot f_2} & \frac{n_1}{n_2} \cdot \frac{1}{f_1} + \frac{d^2}{f_1} \cdot \frac{n_1}{n_2} - d \cdot \frac{n_0}{n_2} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Damit können die Brennweiten in idealen Systemen berechnet werden, wobei diese jeweils bzgl. der Hauptebenen der optischen Elemente gelten.

Dabei sind hinsichtlich dieser Arbeit zwei Aspekte zu berücksichtigen. Zum einen ergibt dies die bildseitigen Brennweiten, wohingegen die Objektseitigen davon abweichen können. Zum anderen ist damit die Wirkung einer planen Fläche nicht erfassbar, da deren Radius $R \rightarrow \infty$ analytisch zu keiner Brechkraftänderung führt. Trifft divergente Strahlung auf die plane Fläche, wird sie jedoch abgelenkt und der Abstand des bildseitigen Fokuspunktes zur Linse verschoben. Analytisch lässt sich dies durch die genannten Formeln jedoch nicht beschreiben, sodass dadurch mit Abweichungen von Auslegung und Simulation bzw. Messung zu rechnen ist.

2.2.2 Refraktive Linsenkorrektur

Die Korrektur von Abbildungsfehlern refraktiver Linsen ist der Hauptteil dieser Arbeit. Dabei sind die breitbandigen Lichtquellen, der Temperatureinsatzbereich sowie eine geringe rückseitige Brennweite die primären Randbedingungen, die berücksichtigt werden müssen. Dafür werden Asphären eingesetzt, um sphärische Aberrationen zu vermeiden [Wör+07]. Für deren Auslegung existieren unterschiedliche Ansätze. KWEON und KIM stellen eine semi-analytische Formel vor, die diese nicht durch konische Flächen beschreibt [Kwe+07]. Für diese Arbeit wird jedoch die übliche Asphärenformel gemäß Gleichung 2.16 auf Basis einer konischen Form genutzt:[Zem06]

$$h(r) = \frac{r^2}{R + \sqrt{R^2 - (1 + k_A) \cdot r^2}} + \sum_{i=1}^8 a_i \cdot r^{2 \cdot i} \quad (2.16)$$

Das dadurch beschriebene Höhenprofil wird mittels des Programms *Zemax* der Fa. ZEMAX, LCC ausgelegt und optimiert [Zem16].

Die Achromatisierung stellt einen zweiten Aspekt dar, der sich durch eine entsprechende modifizierte Auslegung der Linse erreichen lässt.[Kle+88] Diese wird über die Abbegleichung erreicht, die die Abbezahlen ν als Beschreibung des chromatischen Verhaltens der Materialien nutzt:

$$f_1 \cdot \nu_1 \stackrel{!}{=} -f_2 \cdot \nu_2 \quad (2.17)$$

Die Brennweiten f_i können dabei entweder die einer Grenzfläche oder die einer Linse sein. Da sich für den Fall einer Grenzfläche jedoch dasselbe Material für beide Grenzflächen ergibt, stellt dies für herkömmliche, refraktive Elemente keine sinnvolle Lösung dar. Daher werden die Brennweiten für zwei Linsen aus unterschiedlichen Materialien definiert, was zu gekitteten, achromatischen Linsenduplets führt [Lai07].

Dabei ist ein wesentlicher Aspekt der Unterschied der Abbezahlen. Je größer dieser ist, desto dünner kann die Optik ausgelegt werden. Bei Gläsern ist daher die Mischung aus Kron- und Flintglas üblich [Hec09], während bei Kunststoffen Polycarbonate mit Polymethylmethacrylat bevorzugt werden. LI ET AL. erzeugen einen hybriden Achromaten durch die Kombination von Polymer- und Glaslinse, wobei beide Materialien miteinander einen Materialverbund bilden [Li+11].

Das thermische Verhalten refraktiver Linsen kann ähnlich beschrieben werden. GREY führt in Anlehnung an die Abbegleichungen eine äquivalente Formulierung für das thermische Verhalten ein, für das die Betrachtung in zwei Teile aufgeteilt wird.[Gre48] Die Dichteänderung aufgrund einer Temperaturänderung führt zum einen zu einer Änderung des Brechungsindex, der nach Gleichung 2.5 mit der Dichte verknüpft ist. Zum anderen führt dies zu einer Formänderung des Bauteils, da sich die Moleküle in ihrer Lage verändern. Zusammengefasst lässt sich das inverse, thermische Äquivalent zur Abbezahl demnach wie folgt definieren:

$$\left(v_{T,ref}\right)^{-1} = \frac{1}{\Phi} \cdot \frac{d\Phi}{dT} \quad (2.18)$$

Für den Fall einer dünnen Linse kann der folgende Zusammenhang aufgestellt werden, wobei das thermische Verhalten als linearer Zusammenhang beschrieben wird:

$$\frac{d\Phi}{dT} = -\frac{n-1}{R^2} \cdot \frac{dR}{dT} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dn}{dT} = -\alpha_L \cdot \frac{n-1}{R} + \frac{1}{R} \cdot \frac{dn}{dT} \quad (2.19)$$

U.a. LONDONO ET AL. leiten aus der Lorentz-Lorenz-Formel nach Gleichung 2.5 unter Annahme einer linearen Näherung für die Längenausdehnung den Zusammenhang für die thermische Änderung des Brechungsindex ab:[Lon+93]

$$\frac{dn}{dT} = -\alpha_L \cdot \frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{2n} \quad (2.20)$$

Abschließend wird gezeigt, dass die Korrektur der thermisch bedingten Brechkraftänderung für infrarote Strahlung möglich ist. LANGENBACH nutzt diese Zusammenhänge, um eine Optimierungsmatrix in Kombination mit der Matrixmethode aufzustellen.[Lan13] Dabei dienen die thermischen Abbezahlen der Bewertung des aktuellen thermischen Verhaltens, das durch Optimierungsschritte minimiert werden soll. Alle Minimierungen werden zudem anhand der refraktiven Parameter durchgeführt.

Die Beschreibung des chromatischen und thermischen Verhaltens wird anhand der beiden eingeführten Gleichungen zur Berechnung der refraktiven und diffraktiven Linsenbrennweiten im weiteren Verlauf der Arbeit genutzt. Dabei werden deren Einschränkungen berücksichtigt und überprüft.

2.2.3 Simulation refraktiver Optiken

Die Auslegung optischer Elemente basiert auf idealen Bedingungen, die sich nicht vollständig auf die Realität übertragen lassen. Aus

diesem Grund werden Simulationen auf zwei- bzw. dreidimensionaler Basis durchgeführt, um das Verhalten der Komponenten zu überprüfen.[Pöp+94] Dabei stellen die numerischen Berechnungen stets Näherungen dar, deren Grad sich hinsichtlich der benötigten Genauigkeit unterscheidet.

Diese ist abhängig von den Größenverhältnissen und kann in elektromagnetische, wellenoptische und strahlenoptische Berechnung unterteilt werden [Gro05]. Die Simulation der Wirkung refraktiver Optiken erfolgt mittels Ray-Tracing, bei dem einzelne Strahlen durch das optische System verfolgt werden.[Bae+06] Dieses basiert darauf, dass jeder Strahl einzeln durch das optische System gerechnet wird und anschließend alle Strahlen auf dem Detektor aufsummiert werden. Dadurch wird ein multidimensionales Problem in Form aller Strahlen auf ein Eindimensionales reduziert, indem jeder Strahl separat durch das System propagiert wird.

Die Grundlage der Berechnung der Richtungsänderung eines Strahls stellt die Eikonalgleichung dar, die dies über eine normierte, partielle Ableitung der Phasenfunktion φ der Optik ermöglicht.[Sal+08] Dieser Ansatz beruht auf der Richtungsänderung einer ebenen Welle durch das Phasenprofil der Optik und führt in Kombination mit der Berücksichtigung von nicht senkrechtem Einfall zum vektoriellen Brechungsgesetz, durch das die Ablenkung eines Strahls in Matrixschreibweise berechnet werden kann:[Haf03]

$$\vec{u}_2 = \frac{n_1}{n_2} \cdot \vec{u}_1 - \vec{n} \cdot \left[\frac{n_1}{n_2} \cdot \vec{n} \cdot \vec{u}_1 - \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot (1 - (\vec{n} \cdot \vec{u}_1)^2)} \right] \quad (2.21)$$

\vec{u}_1 definiert den einfallenden, \vec{u}_2 den austretenden Strahl und \vec{n} den Normalenvektor der Oberfläche an dem Punkt des Strahleintritts.

Die im Rahmen dieser Arbeit genutzte Simulationsumgebung nutzt darüber hinaus einen Monte-Carlo-Algorithmus. Dadurch werden durch Zufallszahlen die Strahlen ausgewählt, die im nächsten Schritt

simuliert werden.[Spa+08] Dies ist dahingehend von Bedeutung, dass jedem Strahl eine Wellenlänge des Spektrums entsprechend der Intensitätsverteilung per Zufallszahl zugewiesen wird. Durch die weitere, zufallsbasierte Auswahl aus dem Portfolio der definierten Strahlen kann somit die Farbortverteilung simuliert werden. Die definierten Strahlen der Lichtquellen werden über den Startpunkt und den Richtungsvektor definiert, sodass durch die statistische Auswahl von Strahl und Wellenlänge die Simulationsergebnisse ab einer gewissen Strahlanzahl keine nennenswerte Streuung untereinander aufweisen. Die benötigte Strahlanzahl hängt von den berücksichtigten Wellenlängen sowie der für die Lichtquelle definierten Strahlanzahl ab.

Die Definition der Lichtquellen ist damit ein zentraler Aspekt. Für optisch ideale Lichtquellen sind entweder alle Strahlursprünge (sphärische Welle) oder alle Strahlrichtungen (ebene Welle) gleich. Um flächige Lichtquellen, die nicht mehr als Punktlichtquelle angesehen werden können, und um darauf aufbauend reale Abstrahlcharakteristiken berücksichtigen zu können, werden üblicherweise mit einem Nahfeldgoniometer die Abstrahlcharakteristiken inkl. der leuchtenden Fläche gemessen.[Bre+06] Anschließend werden Strahlraten erzeugt, indem der Startpunkt aus den Messungen der leuchtenden Fläche und der Leuchtdichteverteilung berechnet wird, wodurch die Strahlen windschief zueinander stehen können.

Die Berücksichtigung der Lichtquellencharakteristik kann dabei auch über eine äquivalente Beschreibung definiert werden. JAHNY stellt diesbezüglich einen Ansatz vor, der ausgedehnte Lichtquellen analytisch beschreibt.[Jah+15] Anstatt die Startpunkte der Strahlen auf einer Fläche zu verteilen, wird mit einer Punktlichtquelle gerechnet. Die Wirkung einer flächigen Lichtquelle wird dadurch simuliert, indem zu jedem Strahl ein ganzes Strahlbündel erzeugt wird, das zum ursprünglichen Strahl leicht divergent ist und so durch die Propagation durch das optische System die Eigenschaften einer flächigen Licht-

quelle nachgestellt werden, obwohl die Berechnung auf einer idealen Lichtquelle basiert.

Für die Erweiterung der Simulationsumgebung mit wellenoptischen Berechnungen hat dies zur Folge, dass sich diese zum einen am Monte-Carlo-Algorithmus anlehnen sollte. Zum anderen muss die Beschreibung der Lichtquellen berücksichtigt werden, die als flächige Elemente betrachtet werden müssen.

2.3 Diffraktive Optiken

Diffraktive Elemente nutzen die Welleneigenschaften von Strahlung.[Hec09] Dazu gehören sowohl Beugung als auch Interferenz, die beide die Grundlage des Huygensschen Prinzips bilden. Strahlung wird daher als elektromagnetische Welle beschrieben, die sich im Raum ausbreitet und über die Maxwell-Gleichungen definiert wird [Bor+99]. Ist das Medium homogen und isotrop, können diese zu skalaren Funktionen vereinfacht werden und es genügt die Beschreibung einer Welle [Cha05].

2.3.1 Beschreibung diffraktiver Strukturen

In der Regel wird der elektrische Anteil gewählt und der zeitabhängige Anteil vernachlässigt.[OSh+04] In Abhängigkeit des Mediums und der Systemeigenschaften wird zwischen rigoroser und skalarer Näherung unterschieden.

Für den Fall eines anisotropen, linearen und inhomogenen Mediums sowie bei Strukturgrößen und Abständen im Bereich der Wellenlänge muss mit Tensoren und damit rigoros gerechnet werden. In diesen Fällen werden Randeffekte von Strukturen, Korngrenzen u.ä. berücksichtigt, sodass die Maxwell-Gleichungen gelöst werden müssen.

Beeinflussen diese Parameter das Ergebnis nicht nennenswert, kann anstelle von Tensoren mit skalaren Beschreibungen gerechnet werden.[Kre+09] Die resultierende Welle muss in diesem Fall lediglich der Wellengleichung nach Helmholtz genügen, woraus als Lösungen u.a. die ebene und die sphärische Welle folgen. Dabei werden die Welleneigenschaften ohne elektromagnetische Abhängigkeiten berücksichtigt. Für skalare Betrachtungen bildet das Fresnel-Kirchhoffsche Integraltheorem die wichtigste Grundlage der Theorie diffraktiver Elemente:[Jah+12]

$$u(x, y, z) = \frac{j}{\lambda} \iint u_0(x_0, y_0) \cdot \frac{e^{jkr}}{r} \cos(\alpha_z) dx_0 y_0 \quad (2.22)$$

Diese Gleichung beschreibt das Feld u im Punkt (x, y, z) nach der Ausbreitung eines Ausgangsfeldes u_0 . Für das Verständnis diffraktiver Theorie ist insbesondere die integrale Schreibweise über die gesamte Ausgangsfläche wichtig. Dies bedeutet, dass eine Verteilung in einer Ebene aus der Summe aller Elementarwellen und damit als Integral über die gesamte letzte Grenzfläche berechnet wird. Darüber hinaus wird das resultierende Feld durch Phasen- und Amplitudenwerte moduliert, sodass im Gegensatz zu refraktiven Optiken sowohl Phase als auch Amplitude zur Beeinflussung der Strahlung unabhängig voneinander genutzt werden können. Daraus resultiert die Beschreibung der Intensität einer Welle U :[OSh+04]

$$U = |\text{Re}(u_0) \cdot e^{j\cdot\varphi}|^2 \quad (2.23)$$

Basierend auf Gleichung 2.22 formulieren HARVEY und SHACK zudem die Beschreibung von Aberrationen einer Wellenfront.[Har+78] Die Wahl der Koeffizienten erfolgt dabei über die Phasenfunktion. Für deren Ansatz ist die Betrachtung auf einer Sphäre anstatt auf einer planen Fläche entscheidend, da dadurch diese Koeffizienten über die Variablen einer Fouriertransformation berechnet werden können. Somit können Wellenfrontdeformationen bei der Auslegung berechnet,

anstatt über weitere Funktionen und nachfolgende Korrekturberechnungen angenähert zu werden.

TESTORF erweitert zudem den Ansatz der allgemeinen Kirchhoffschen Approximation, um Oberflächenstrukturen akkurater zu beschreiben [Tes02]. Dadurch können der Rechenaufwand reduziert und die Beschreibung der Oberflächen optimiert werden.

Beide Zusammenhänge erfordern jedoch die Gültigkeit der skalaren Näherung. Entscheidend für die Unterscheidung in skalare und rigorose Beschreibung sind die Strukturgröße und die Entfernung der Betrachterebene. In diversen Arbeiten wird untersucht, inwieweit sich der Übergangsbereich zwischen beiden Beschreibungen eingrenzen lässt.

In diesem Zusammenhang ordnen TESTORF und FIDDY die Kirchhoffsche Approximation zwischen rigorosen Algorithmen und Berechnungsmethodiken auf Basis der dünnen Elemente-Methode ein. [Tes+00] Diese basiert auch auf der Kirchhoffschen Näherung, benötigt jedoch eine paraxiale Beschreibung der eingehenden Wellenfront und stellt somit die größte Näherung dar, da anschließend die geometrische Beschreibung folgt. ZHONG ET AL. erweitern die dünne Elemente-Methode zwar hinsichtlich eines geringen Divergenzwinkels, jedoch scheinen damit bereits die Grenzen dieser Näherung erreicht und demnach die oberen und unteren Grenzen abgesteckt zu sein [Zho+15b].

Die Einflüsse auf die Gültigkeit der skalaren Näherungen bzw. die Notwendigkeit, rigoros zu rechnen, wird von POMMET ET AL. untersucht. [Pom+94] Daraus resultiert, dass der Einfallswinkel kein kritischer Parameter diesbezüglich ist. Demgegenüber hat der Brechungsindexunterschied an der betrachteten Grenzfläche einen größeren Einfluss. Den Haupteinfluss stellt jedoch die Periodengröße im Verhältnis zur Wellenlänge dar. Die Ergebnisse auf Basis der skalaren Näherung weichen dabei in einem Bereich der Strukturgröße zwischen [2 μm ; 10 μm] von den Messergebnissen ab. Allerdings muss nach MEL-

LIN und NORDIN auch bei Strukturgrößen von Optiken im Bereich mehrerer $10\ \mu\text{m}$ geprüft werden, inwieweit die skalare Beschreibung genau genug ist [Mel+01]. Dies zeigt die Komplexität der Einflüsse, da keine allgemein gültige Grenze festgesetzt werden kann.

Die Berechnung des Einflusses auf eine Wellenfront hängt damit sowohl von der Strukturgröße als auch von der Betrachtungsentfernung ab. Für beide Parameter existiert ein Grenzbereich, innerhalb dessen weitere Betrachtungen nötig sind, um die erforderliche Näherung zu bestimmen. Somit ist dies ein entscheidender Faktor bei der Auslegung diffraktiver Strukturen, der in dieser Form bei refraktiven Optiken nicht vorhanden ist und entsprechend geprüft werden muss, inwieweit skalare und rigorose Methodiken Anwendung finden.

Für diese Arbeit bedeutet das, dass die Beschreibung diffraktiver Elemente auf Basis der skalaren Näherung erfolgen sollte. Denn bis auf die Randbereiche der diffraktiven Linsen liegen alle Strukturgrößen oberhalb des genannten, kritischen Bereichs. Dass die Strukturen in den Randbereichen keine gesonderte Beschreibung erfordern, muss allerdings mittels Messungen überprüft werden. Darüber hinaus zeigen die eingeführten Zusammenhänge hinsichtlich der Beschreibung mit dem Kirchhoffschen Beugungsintegral, dass diese für große Elemente sehr rechenaufwändig werden können, was für die Simulation der Elemente eine wichtige Rolle einnimmt.

Im Folgenden werden Grundlagen zu strahlformenden Elementen sowie zu diffraktiven Linsen eingeführt. Daran wird erläutert, welche Randbedingungen für die Auslegung und die Simulation derartiger Strukturen berücksichtigt werden müssen.

2.3.2 Strahlformende Funktionen

Durch die beiden Möglichkeiten der Formung, sowohl mittels Amplituden- als auch mittels Phasenmodulation, können verschiedenste Funktionen realisiert werden.[OSh+04] So kann z.B. die

Homogenität der Ausleuchtung definiert werden. WANG ET AL. erreichen bei Optimierung der Beleuchtung einer Ebene Effizienzen von bis zu $\eta = 97\%$ [Wan+00].

Eine Möglichkeit der Berechnung stellen computergenerierte Optiken dar.[Kre+09] Dafür werden über numerische Berechnungsverfahren die Höhenprofile solange moduliert, bis die gewünschte Zielverteilung erreicht wird.

Demgegenüber stellen Gitterzellenarrays eine regelmäßige Struktur dar, um eine Lichtformung zu erreichen.[Pal+05] Diese bestehen aus einer Matrixanordnung von einzelnen Gittern, die u.a. über die Gittergleichung berechnet werden können:

$$\sin(\alpha_2) - \sin(\alpha_1) = \frac{m \cdot \lambda}{p} \quad (2.24)$$

Der Ablenkwinkel α_2 hängt damit vom Einfallswinkel α_1 , von der Beugungsordnung m , der Wellenlänge λ sowie der Gitterperiode p ab. Das daraus folgende Phasenprofil wird im Rahmen dieser Arbeit zur Beschreibung des Gitterprofils wie folgt genutzt [Soi02]:

$$\varphi(r) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \left(\frac{r}{p} - \left\lfloor \frac{r}{p} \right\rfloor \right) \quad (2.25)$$

Anhand dieser Gleichung sind bereits zwei zentrale Abhängigkeiten ablesbar. Der Einfluss der Struktur auf eine Wellenfront hängt sowohl direkt von der Wellenlänge als auch der Periodenbreite ab. Ersteres führt zu unterschiedlich starken Ablenkungen für unterschiedliche Wellenlängen, wohingegen die Ablenkung auf Grund der Periode durch thermische Ausdehnung variiert. Deren Charakterisierung und ggf. Kompensation nehmen damit einen wichtigen Aspekt der Forschungsthemen ein. SOCOL untersucht und beschreibt die Korrektur des thermischen Verhaltens diffraktiver Elemente mittels mechanischer Lösungen.[Soc06] Diese Lösungen führen durch die thermisch

bedingte Längenausdehnung der Halterungen dazu, dass die optischen Einflüsse ausgeglichen werden.

Eine Korrektur durch die Auslegung der Strukturen ist demnach für diffraktive Optiken ohne Verbindung mit refraktiven Optiken nicht umsetzbar, sofern auf eine entsprechende mechanische Kompensation verzichtet wird.

Demgegenüber stellt WEINGÄRTNER ein Verfahren zur Achromatisierung mittels zweier beugender Elemente vor.[Wei86] Diese beinhalten ein Element, das die Wellenfront über die gesamte Optik ablenkt sowie ein weiteres, das die eintreffende Wellenfront nur am Rand ablenkt. ARIELI ET AL. stellen ein weiteres Verfahren vor, um chromatische Fehler zu korrigieren.[Ari+98] Dazu kombinieren sie zwei unterschiedliche Materialien mit unterschiedlichen Strukturen, sodass sich die beiden Ablenkungen derart verhalten, dass stets inverse Ablenkungen erfolgen. Beide Varianten zeigen, dass im Gegensatz zum thermischen das chromatische Verhalten durch die Auslegung diffraktiver Strukturen korrigiert werden kann.

Die Kombination mit refraktiven Komponenten erweitert die Möglichkeiten, die diffraktive Optiken bieten können.

KUNZ und ROSSI verbinden refraktive und diffraktive Abhängigkeiten, um ein segmentiertes, mikrostrukturiertes Element zu erzeugen.[Kun+93] Darüber hinaus zeigen sie, dass die Herstellung derartiger Strukturen für eine massenproduktionstaugliche Fertigung geeignet ist. STEMMER ET AL. untersuchen zudem die lithographische Herstellung binärer diffraktiver Optiken.[Ste+93] Zunächst zeigen sie das Design von Mikrolinsen mit der Höhe von weniger als einem Mikrometer sowie daran anschließend deren Fertigung. Anhand der Ergebnisse wird gefolgert, dass die präsentierte Herstellungsmethodik für direktes Schreiben der Struktur in Glas hinreichend gut funktioniert. Darüber hinaus können auch Wellenfrontdeformationen korrigiert werden. CIZMAR ET AL. z.B. korrigieren die Abbildungsfehler eines

Multiplexsystems durch Reihenschaltung eines akkusto-optischen Umlenkspiegels und eines räumlichen Lichtmodulators [Ciz+11]. Anhand dieser Beispiele kann sowohl die funktionelle als auch die fertigbare Verbindung beider optischer Prinzipien gezeigt werden.

Damit zeigen sich zum einen die Möglichkeiten diffraktiver Elemente. Einerseits können komplexe optische Funktionen implementiert werden, die mittels refraktiver Lösungen erweitert werden können. Dies bedeutet für diese Arbeit, dass die Kombination refraktiver und diffraktiver Elemente als korrigiertes Bauteil untersucht wird. Andererseits können diffraktive Optiken auch hinsichtlich der Erzeugung von Lichtverteilungen optimiert werden. Daher werden im nachfolgenden Teil diffraktive Gitter behandelt, die im Rahmen dieser Arbeit die genutzten Strukturen zur Lichtformung darstellen.

Dabei nimmt die Unterscheidung in rigorose und skalare Beschreibungen auch hier eine wichtige Rolle ein. BAO ET AL. führen rigorose Analysen von Gittern durch, wobei auch TE- und TM-Polarisation berücksichtigt werden[Bao+95]. SILBERSTEIN ET AL. präsentieren darüber hinaus die Simulation eines diffraktiven Gitters.[Sil+01] Dabei simulieren sie die Wellenfelder mittels Fourier-Modal-Methode. Beide Arbeiten zeigen, dass bei der Betrachtung diffraktiver Gitter einige Abhängigkeiten und Einflüsse nur durch rigorose Verfahren berücksichtigt werden können.

Um dies weiter einzugrenzen, zeigt KNOP, dass die skalare Näherung bei Strukturgrößen im Bereich von der Wellenlänge bis zum fünffachen derselben zu ungenauen Ergebnissen führen kann.[Kno78] Dies zeigt er anhand von Phasengittern, deren optisches Verhalten nicht dem Vorhergesagten entsprechen und daher rigoros beschrieben werden müssen. Oberhalb dieser Grenze ist gemäß der Ergebnisse die skalare Näherung ausreichend.

Daraus folgt, dass für diese Arbeit Strukturen unterhalb dieses Wertes vermieden werden sollten, um rigorose Näherungen zu umgehen.

SU und GAYLORD stellen ein Verfahren vor, um die Effizienz eines dicken Transmissionsgitters analytisch zu berechnen [Su+75]. Dieses Verfahren stellt eine Weiterführung dar, um auch andere als Sinusgitter sowie Gitter mit hohen Winkeln numerisch berechnen zu können. Dies zeigt auch, dass die analytische Berechnung von Beugungseffizienzen nur für wenige Strukturen hinreichend genau möglich ist.

Zur Berechnung der Beugungseffizienzen werden daher häufig rigorose Verfahren genutzt, um möglichst viele Effekte und Einflüsse zu berücksichtigen. U.a. SANDFUCHS ET AL. zeigen, dass rigorose Methoden benötigt werden, um Effekte durch Abschattung bei Transmissionsgittern zu beschreiben.[San+06] Der primäre Unterschied zur skalaren Beugungstheorie besteht demnach darin, dass die Effizienz linear anstatt quadratisch mit dem Verhältnis der Wellenlänge zur Gitterperiode zusammenhängt. MOHARAM und GAYLORD zeigen durch ihre Berechnungen, dass für planare Gitter die höheren Ordnungen wichtiger als die Beugungseffekte durch Periodengrenzen für die Bestimmung der Beugungseffizienzen sind [Moh+81].

Daraus folgt, dass bei der skalaren Betrachtung der Gitter Effekte wie die Abschattung oder auch Beugungseffekte an Periodengrenzen nicht berücksichtigt werden können. Diese sind nur dann vernachlässigbar, wenn die Perioden derart groß sind, dass die beugenden Randeffekte im Rauschen untergehen.

Die Analyse der Eigenschaften planarer Gitter von JAASKELAINEN und TOYOOKA erfolgt vor dem Hintergrund der Absorption.[Jaa+89] Die Grundlage bilden reflektive Gitter, für die die Effizienzen berechnet werden können. Darüber hinaus werden absorbierende Gitter untersucht, für deren Berechnung sich ebenfalls die Gültigkeit der rigorosen Ansätze in den Ergebnissen zeigt. Dies bedeutet, dass der Einfluss der Absorption ebenfalls beachtet werden muss. Allerdings ist dies bereits bei der Materialwahl berücksichtigt, da eine hohe Transmission

im Scheinwerfer eine wichtige Anforderung darstellt und somit die Anteile unterhalb des Streulichtanteils liegen.

Daneben werden auch gestufte Profile betrachtet, wobei ein besonderes Augenmerk auf binären Gittern liegt, da deren Fertigung am einfachsten ist. Eine binäre Erweiterung des Designs von Gittern stellen LÜPKEN ET AL. vor.[Lüp+93] Durch Dammanngitter und einen Optimierungsansatz erzeugen sie hocheffiziente, binäre Gitter. VASARA ET AL. analysieren ebenfalls die Effizienz von Dammanngittern [Vas+91]. Somit zeigt sich, dass regelmäßige Strukturen den geringsten Rechenaufwand benötigen, um die Auslegung und eine grobe optische Analyse durchzuführen. Auf der anderen Seite müssen rigorose Berechnungen durchgeführt werden, falls Effekte wie Abschattung oder Absorption sowie entsprechende Größenordnungen betrachtet werden. Darüber hinaus zeigen Arbeiten zu binären Gittern, dass ein erheblicher Aufwand benötigt wird, um damit effiziente Systeme zu entwickeln. Zudem zeigen die vorgestellten Untersuchungen, dass sich der Grenzbereich von skalarer zu rigoroser Näherung nicht enger eingrenzen lässt und somit weiter beachtet werden muss.

2.3.3 Abbildende Funktionen

Neben formenden oder beleuchtenden Funktionen können diffraktive Strukturen auch als abbildende Optiken eingesetzt werden.[OSh+04] Dabei wird eine Linsenfunktion in ein Phasenprofil umgewandelt, wodurch die abbildende Wirkung entsteht.

Die Beschreibung diffraktiver Linsen kann nach SWEATT durch das Modell einer dünnen, refraktiven Linse angenähert werden.[Swe77] Dabei wird eine virtuelle, refraktive Optik erzeugt, deren Werte derart modifiziert werden, dass diese diffraktive Eigenschaften hat. Der Brechungsindex wird dafür gemäß der folgenden Gleichung verändert:[Swe79]

$$n = (n_L - 1) \cdot \frac{\lambda}{\lambda_0} + 1 \quad (2.26)$$

Die Werte von n_L liegen in diesem Fall typischerweise bei ~ 1000 , mindestens jedoch so hoch, dass $n \gg 1$. Anschließend kann der Krümmungsradius einer Grenzfläche wie folgt berechnet werden.

$$R = (n - 1) \cdot f_0 \quad (2.27)$$

Die resultierende refraktive Linse mit sehr hohem Brechungsindex, der einen linearen Dispersionsverlauf aufweist, kann im Ray-Tracing simuliert werden. Je kleiner n_L gewählt wird, desto größer wird die Abweichung der virtuellen Linse gegenüber der realen Optik, die diese in der Simulation ersetzt. Da jedoch häufig derartig hohe Werte nicht in Ray-Tracing-Programme integriert werden können, haben HAZRA ET AL. gezeigt, dass auch für kleinere Werte des Brechungsindex eine akzeptable Abweichung erreicht werden kann [Haz+95]. LONDONO und CLARK erweitern dieses Vorgehen durch eine Integration und Anpassung der Beugungseffizienzen im Rahmen der Auslegung [Lon+92].

Allerdings ist dies lediglich eine Beschreibung der Eigenschaften als Linse. Für die Simulation wird eine Beschreibung benötigt, die das Verhalten auf Basis einer messbaren, physikalischen Größe definiert. Die reale Struktur ist die einer Fresnellinse, deren Phasenprofil der einer refraktiven, sphärischen Linse Modulo 2π entspricht und als Größen den radialen Abstand zur Linsenmitte r sowie den Radius der ersten Fresnelzone r_1 aufweist:[Soi02]

$$\varphi(r) = 2 \cdot \pi \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \left(\frac{r^2}{r_1^2} - \left\lfloor \frac{r^2}{r_1^2} \right\rfloor \right) \quad (2.28)$$

Dies führt dazu, dass die Perioden der einzelnen Zonen die folgende Form haben:

$$r_i = \left(\sqrt{i} - \sqrt{i-1} \right) \cdot r_1 \quad (2.29)$$

Für die Brennweite f spielt dies keine Rolle, da diese wie folgt definiert wird:

$$f \approx \frac{r_1^2}{2 \cdot \lambda} \quad (2.30)$$

Somit ist die Periode der ersten Fresnelzone der zentrale Parameter für die Beschreibung der Brennweite, die wiederum die charakteristische Größe zur Auslegung der Optik ist.

Der Einfluss der weiteren Perioden ist in der Auslegung der Optiken ein anderer. Die Form nach Gleichung 2.29 erzeugt eine asphärische Linse, während gleiche Periodenbreiten $r_i = r_{i-1} = \textit{konstant}$ zu einer Linse mit sphärischer Aberration führen.

Basierend auf der bisherigen Beschreibungen für die erste Beugungsordnung definiert die nachfolgende Gleichung die Brennweite für die höheren Beugungsordnungen:

$$f_m = \frac{1}{m} \cdot f_{m=1} \quad (2.31)$$

Neben der Brennweite hat die geometrische Form einen zentralen Einfluss auf die Beugungseffizienzen. Hierfür ist nicht die Periodenbreite, sondern das Höhenprofil relevant. Die maximale Höhe ergibt sich nach folgender Gleichung über die Designwellenlänge λ_0 und die Designbeugungsordnung m_0 : [Goo96]

$$h_{max,m_0} = m_0 \cdot h_{max,m=1} = m_0 \cdot \frac{\lambda_0}{n(\lambda_0) - 1} \quad (2.32)$$

Die Verteilung der Beugungseffizienzen folgt der quadratischen Sinc-Funktion, die im Rahmen dieser Arbeit wie folgt definiert ist:

$$\textit{sinc}^2(x) = \left(\frac{\textit{sin}(\pi \cdot x)}{\pi \cdot x} \right)^2 \quad (2.33)$$

Für die Berechnung der Beugungseffizienzen ist neben der maximalen Höhe auch die generelle Profilform entscheidend. Analytisch lösbar

ist deren Berechnung nur für einige regelmäßige Profile. Für das Fresnelprofil ergibt sich die folgende Form:[Goo96]

$$\eta(\lambda, m) = \text{sinc}^2\left(m - \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{n-1}{n_0-1} \cdot m_0\right) \quad (2.34)$$

Im Gegensatz dazu führt ein Stufenprofil mit N Stufen zur nachfolgenden Beschreibung der Beugungseffizienzen:

$$\eta(\lambda, m) = \text{sinc}^2\left(\frac{m}{N}\right) \cdot \frac{\text{sinc}^2\left(m - \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{n-1}{n_0-1} \cdot m_0\right)}{\text{sinc}^2\left(\frac{m - \frac{\lambda_0}{\lambda} \cdot \frac{n-1}{n_0-1} \cdot m_0}{N}\right)} \quad (2.35)$$

RAULOT ET AL. erweitern die Möglichkeit der Beschreibung diffraktiver Linsen.[Rau+10] Die bereits eingeführten Beschreibungen diffraktiver Linsen basieren auf der skalaren Beugungstheorie, die jedoch nur für Strukturgrößen oberhalb der Wellenlänge Gültigkeit besitzt. Für Elemente, die rigoros beschrieben werden müssen, trennen die Autoren die Betrachtung. Die Beugung an der Struktur wird in Nahfeldnäherungen und die Ausbreitung über die Propagation ins Fernfeld berechnet, wodurch eine effiziente Berechnung auch rigoroser Ansätze möglich ist.

DI ET AL. wiederum zeigen durch deren Ergebnisse das Potenzial diffraktiver Linsen.[Di+03] Durch die rigorose Auslegung sowie Analyse erzeugen sie eine zweidimensionale Linse, die eine hohe Schärfentiefe sowie eine hohe Auflösung ermöglicht.

CASTIGNOLES ET AL. betrachten vier unterschiedliche diffraktive Linsen.[Cas+10] Diese werden als binäres Profil, parabolisches Profil, parabolisches Profil mit Löchern sowie sinusförmiges Linsenprofil ausgelegt. Die Analyse der jeweiligen Eigenschaften ergibt die priorisierte Verwendung der beiden parabolischen Formen. Die gewählten Strukturen entsprechen einigen typischen Varianten von Linsen, die aufgrund von Fertigungsbeschränkungen derart ausgeprägt sind.

Eine weitere Möglichkeit bilden Multiorderlinsen, was u.a. durch FAKLIS und MORRIS gezeigt wird [Fak+95]. Die Linse wird nicht für die erste, sondern eine höhere Beugungsordnung m ausgelegt, wodurch für eine gegebene Brennweite die Perioden um das \sqrt{m} -fache sowie die maximale Höhe um das m -fache steigen. Je höher die Beugungsordnung, desto schmaler werden die sinc^2 -Funktionen der Beugungseffizienz und desto geringer wird der chromatische Unterschied der Brennweiten.

SALES und MORRIS untersuchen, inwieweit die hohen Strukturhöhen refraktiv oder diffraktiv beschrieben werden müssen.[Sal+97] Dabei stellen sie fest, dass z.B. für eine Strukturhöhe von $[10\ \mu\text{m}; 15\ \mu\text{m}]$ diffraktives Verhalten vorherrscht. CAO und JAHNS nutzen eine diffraktive Multilevellinse doppelt.[Cao+04] Durch deren Eigenschaften können sie eine Linse auslegen, die eine fokussierende Wirkung damit verknüpft, dass der Kontrast auf Kosten der Auflösung verbessert wird.

Daraus folgt die Bewertung, dass diffraktive Linsen nicht nur in der ersten Beugungsordnung betrachtet werden sollten.

MANELA und SEGEV beschreiben diffraktive Linsen, die auf Basis nichtlinearen Verhaltens ihre Eigenschaften in Abhängigkeit der einfallenden Strahlintensität variieren.[Man+07] Hierzu modulieren sie die Phase über nichtlineare Brechungsindexunterschiede und erzielen ein Ergebnis, das auch für die Formung des Schwerpunkts einer automobilen Lichtverteilung interessant ist.

Aus fertigungstechnischer Sicht stellen binäre Optiken jedoch einen großen Vorteil gegenüber linearen dar. KIM ET AL. präsentieren einen Designansatz, der auf einer Diskretisierung eines diffraktiven optischen Elements (DOE) aufbaut.[Kim+12] Das Ziel dabei ist die Optimierung der Effizienz für drei unterschiedliche Wellenlängen (RGB), wobei die Effizienz jeder Wellenlänge bei größer oder gleich 90 % liegen soll. Darüber hinaus werden Defokussierung und

Abweichungen im Höhenprofil berücksichtigt. Somit eignen sich diese Strukturen zwar prinzipiell, jedoch eher für Systeme, die auf RGB-Lichtquellen basieren.

Fresnellinsen können auch als Freiformlinsen realisiert werden. SAKOWICZ untersucht deren Designansätze sowie weitere Optimierungen bzgl. der Streulichtreduktion [Sak+15]. Ähnliche Strukturen setzt GREWE ein, um durch Kombination zweier diffraktiver Linsen die strukturgrößenbedingte Grenze der maximalen Ablenkung zu erhöhen [Gre+15].

YOON wiederum zeigt, dass bei Einsatz diffraktiver Linsen in optischen Systemen die Empfindlichkeit gegenüber Dickenvariationen z.B. wegen fertigungsbedingten Toleranzen, stärker ausgeprägt ist als in vergleichbaren, refraktiven Systemen [Yoo00].

Die Fertigung ist grundsätzlich spanend und lithographisch möglich. Zur spanenden Herstellung stellen u.a. HOFFMEISTER ET AL. Möglichkeiten vor, um diese für kleine Strukturgrößen einzusetzen.[Hof+11] Dabei ist die Größe des Werkzeugs der limitierende Faktor, da dieser einen Minimalradius aufweist, unterhalb dessen der Verschleiß aufgrund zu weniger atomarer Lagen zu groß wird.

Die lithographische Fertigung ist deutlich präziser, jedoch auch aufwändiger. Durch die Belichtung ist die eingesetzte Wellenlänge die limitierende Größe.[Kre+09] Im anschließenden Ätzprozess können kleinere Strukturen hergestellt werden. Durch die Prozessschritte und Prozesszyklen ist der Aufwand ein deutlich höherer als bei spanenden Verfahren, dafür ist die Strukturgenauigkeit deutlich höher.

Die direkte Abhängigkeit der Ablenkung durch diese Strukturen von der Wellenlänge sowie der Einfluss der Periode wie auch des Höhenprofils ergeben dabei jedoch sowohl starke chromatische als auch thermische Einflüsse auf Wellenfelder. Daher werden beide Aspekte untersucht und analysiert, inwieweit eine Korrektur möglich ist.

BEHRMANN und BOWEN untersuchen den Einfluss thermischer Lasten auf die Eigenschaften diffraktiver Linsen.[Beh+93] Der thermische Einfluss wird linear und mittels analytischen Lösungen beschrieben und als hinreichend genau eingestuft.

Somit kann aus diesen Untersuchungen diffraktiver Linsen gefolgert werden, dass diese funktionell eine Vielzahl an Möglichkeiten bieten. Zum einen ermöglichen diese für eine Zielbeugungsordnung verschiedene Optimierungsmöglichkeiten. Zum anderen kann auch der Einsatz von Multiorderlinsen für die Erzeugung einer achromatisierten Lichtverteilung herangezogen werden. Zudem wird gezeigt, dass die Fertigung der Linsen hinreichend genau möglich ist, sodass diese Strukturen zur Korrektur eingesetzt werden können. Darüber hinaus kann als Startpunkt der thermischen Korrektur mit linearem Verhalten gerechnet werden.

Die Kombination von refraktiven und diffraktiven Linsen führt zu Hybridlinsen. LONDONO beschreibt die Athermalisierung eines Systems durch Fresnelstrukturen.[Lon92] Dabei bildet sich gemäß der Gleichungen für thermische Ausdehnung folgender Zusammenhang, dessen Gültigkeit für den Einsatz infraroter Strahlung gezeigt wird:

$$v_{T,dif} = -\frac{1}{2 \cdot \alpha_L} \quad (2.36)$$

Daraus folgt die Beschreibung der thermischen Korrektur über die äquivalente Abbegleichung, wonach für die Brennweite der diffraktiven Linse gilt:

$$f_{dif} = -\frac{v_{T,ref}}{v_{T,dif}} \cdot f_{ref} \quad (2.37)$$

Die Ausdehnung der Profilhöhe wird auf Grund der Änderung im Nanometerbereich nicht beachtet, da deren Einfluss auf die Beugungseffizienz vernachlässigbar ist. Darüber hinaus wird bei Verwendung des skizzierten, theoretisch-idealen Zusammenhangs angenommen,

dass sich die Struktur in alle Raumrichtungen gleichmäßig ausdehnen kann und damit keine Formänderung erfolgt.

Hybridlinsen ermöglichen eine athermale Korrektur auf Kosten der chromatischen Fehler. Diese sind jedoch ein wichtiger Aspekt, weswegen thermische Korrekturen oft im mittleren und höheren Infrarotbereich genutzt werden, da in diesem Fall der Brechungsindex als konstant über einen großen Wellenlängenbereich angenommen werden kann.

KLEIN beschreibt die Wirkung einer diffraktiven, bifokalen Kontaktlinse, die eine Integration der diffraktiven Struktur auf der gekrümmten Fläche erfordert [Kle93]. KORONKEVICH und LENKOVA erweitern dies, indem sie diffraktive Strukturen zur Korrektur von geometriebedingten Abbildungsfehlern einsetzen [Kor+00]. Dies zeigt beispielhaft das große Potenzial hybrider Optiken und die Notwendigkeit, chromatische Einflüsse näher zu betrachten.

Die Korrektur erfolgt über die Abbegleichung. Die Abbezahl $v_{\lambda,dif}$ diffraktiver Optiken für eine konstante Temperatur T_0 ist direkt abhängig von den drei Wellenlängen λ_0 , λ_1 und λ_2 und wie folgt definiert:[Dem13]

$$v_{\lambda,dif} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (2.38)$$

STONE und GEORGE untersuchen derartige Linsen.[Sto+88] Dabei stellen sie fest, dass die Korrektur von Glaslinsen mit diffraktiven Strukturen einen deutlichen Benefit gegenüber der refraktiven Korrektur mittels Spezialgläsern aufweisen kann. Darüber hinaus können sowohl zwei als auch drei Wellenlängen korrigiert werden, wodurch die Güte des Systems ebenfalls steigt.

CHARMAN untersucht ebenfalls die Eignung hybrider Achromate hinsichtlich des Einsatzes in optischen Systemen [Cha94]. Dabei wird festgestellt, dass diffraktive in Kombination mit refraktiven Strukturen eine grundsätzlich gute Möglichkeit darstellen, die jedoch

zwei Herausforderungen bietet. Zum einen die Effizienzverteilung, die nicht über das gesamte Spektrum hinweg eine hohe Effizienz der Designbeugungsordnung garantiert und zum anderen die Fertigung der diffraktiven Struktur, die zum damaligen Zeitpunkt hinsichtlich der Materialien und der Präzision noch weitere Optimierung erfordert. TAGHIZADEH weist einige Jahre später bereits einen nennenswerten Fortschritt in Bezug auf die Fertigung nach [Tag+97].

DUBIK ET AL. zeigen die chromatische Korrektur mittels einer plan-konvexen Glaslinse, auf deren planen Grenzfläche die diffraktive Struktur aufgetragen ist [Dub+95]. Somit wird gezeigt, dass die Strukturierung sowohl auf der gekrümmten als auch auf einer planen Grenzfläche eine sinnvolle Möglichkeit darstellt.

Ein anderes technologisches Verfahren zur Achromatisierung wird von MILLAN ET AL. präsentiert.[Mil+06] Durch den Einsatz eines LC-Displays können diffraktive Linsenfunktionen realisiert werden. In Verbindung mit einem zeitlichen Multiplexverfahren und der Synchronisation mit dem Display, das die jeweilige, wellenlängenabhängige Fresnelstruktur formt, können chromatisch korrigierte Verteilungen erzeugt werden. Ebenfalls auf einem LC-Display basierend erzeugen VALLEY ET AL. eine Achromatisierung, diesmal jedoch mit einer Hybridlinse.[Val+11] Während die diffraktive Linse mittels Display erzeugt wird, wird der refraktive Anteil durch eine variable Linse realisiert. Dabei wird ein flüssiges Substrat in eine Kammer gepumpt, deren eine Oberfläche aus einem flexiblen Material besteht, das in Abhängigkeit der eingefüllten Materialmenge die Oberflächenkrümmung verändert. Auf diese Art und Weise werden Hybridlinsen erzeugt, die entsprechend des Zusammenspiels beider Komponenten eine Achromatisierung erzielen.

LEUTZ ET AL. beschreiben das Design und die Fertigung einer refraktiven Fresnellinse, die auf Basis ihrer nicht abbildenden Eigenschaften chromatische Einflüsse minimiert [Leu+99].

WU ET AL. stellen ein achromatisiertes, telezentrisches System vor.[Wu+06] Durch den Einsatz einer Hybridlinse werden sowohl chromatische Aberrationen korrigiert als auch Bauteiltiefe und damit Gewicht im Vergleich zu einem identischen, rein refraktiven System, gespart.

Dadurch zeigen sich die Chancen und Herausforderungen von Hybridoptiken, die im weiteren Verlauf der Arbeit berücksichtigt werden. Denn zum einen können diffraktive, achromatisierte Linsen oder Hybridlinsen zur Minimierung der chromatischen Aberration genutzt werden. Darüber hinaus ermöglichen diese Strukturformen auch eine thermische Korrektur. Zum anderen müssen die Beugungseffizienzverteilungen berücksichtigt werden, die Streulichtanteile hervorrufen. Ebenso müssen Fertigungseinflüsse auf die Lichtverteilungen untersucht werden, da die Strukturen massenproduktionstauglich hergestellt werden müssen.

2.3.4 Simulation diffraktiver Optiken

Die vielschichtige Beschreibung diffraktiver Optiken spiegelt sich auch in den Simulationsmethodiken wieder. Um die erforderliche Methodik zu bestimmen, müssen im Gegensatz zur Auslegung der Strukturen neben deren Größe sowie dem Betrachtungsabstand auch die erwarteten Störgrößen berücksichtigt werden. Hierzu zählen neben der Unterscheidung in isotrope und anisotrope Materialien auch, inwieweit Effekte an Korn- oder Strukturgrenzen sowie Dichteänderungen berücksichtigt werden müssen.

Die genauesten Methodiken basieren auf der Lösung der Maxwellgleichungen und beinhalten rigorose Näherungen.[Lav+15] Diese Näherungen unterscheiden sich primär hinsichtlich der berücksichtigten Effekte und damit des erforderlichen Rechenaufwands.

Die Berechnung anhand von Wellenfeldern anstatt elektromagnetischer Wellen stellt den nächsten Vereinfachungsgrad dar und bildet

entsprechend weniger Effekte ab.[Sch10] Konkret bedeutet dies, dass nur die Deformation einer Wellenfront registriert wird, die aufgrund von Strukturgrößen deutlich oberhalb der Wellenlänge hervorgerufen werden. Grob unterscheidet man zwischen Nahfeldbereich (Fresnelnäherung), dem die Überlagerung unendlich vieler Elementarwellen nach Huygens zugrunde liegt und dem Fernfeldbereich (Fraunhofernäherung), in dem die Ausbreitung einer einzigen Welle im paraxialen Fall beschrieben wird.

Die Übergänge von rigoroser über Fresnel- bis hin zu Fraunhofernäherung sowie der anschließenden geometrischen Optik lassen sich nur grob abschätzen.[Poo+06] Daher existiert eine ganze Reihe an Untersuchungen, die für einzelne Fälle eine Trennung ermöglichen.

U.a. JIANG entwickelt einen rigorosen Algorithmus zur Simulation diffraktiver Elemente [Jia00]. Die rigorose Beschreibung ist demnach nötig, um die Beugungseffizienzverteilungen für beliebige, auch nicht analytisch beschreibbare, diffraktive Strukturen berechnen zu können. ESSIG berechnet darüber hinaus das Verhalten von Kristallen mittels numerischer, rigoroser Methodiken.[Ess11] Die Strukturen innerhalb der Kristalle werden dabei durch periodische Nanostrukturen beschrieben, die eine elektromagnetische Betrachtung erfordern.

Für die Vermeidung einer rigorosen Berechnung der Beugungseffizienzen zeigt DAVIS eine auf Ray-Tracing basierende Lösung.[Dav09] Durch modifizierte Strahlverfolgung können bestimmte Fertigungsgenauigkeiten berücksichtigt werden und anschließend die Effizienzen bestimmt werden.

Die Verwendung von Wellenfeldern ermöglicht *VirtualLab* der Fa. LIGHTTRANS.[Lig16] In der Programmversion 5.11, die für diese Arbeit zur Verfügung stand, basiert die Simulation auf zwei Aspekten. Zum einen auf der Propagation eines Wellenfeldes zwischen zwei Grenzflächen und zum anderen auf der Interaktion eines Wellenfeldes mit dem Phasen- und Amplitudenprofil einer Grenzfläche [Lig15].

Mittlerweile wurde eine Erweiterung vorgestellt, die auch geometrisch-optische Vereinfachungen beinhaltet und so die Rechenkapazitäten verringern soll. WYROWSKI ET AL., Z. WANG ET AL., ASOUBAR ET AL. und ZHONG ET AL. zeigen deren Möglichkeiten bei der Simulation diffraktiver Optiken [Wyr+15; Wan+15; Aso+15; Zho+15a]. Neben dem zeitlichen Aspekt führt auch die unveränderte Notwendigkeit, eine hohe Rechenkapazität für die Berechnung des Einflusses der Oberflächenstruktur zu benötigen, zu einem hohen Aufwand für den Einsatz im Automobil.

Y. WANG ET AL. entwickeln eine Berechnungsmethodik, um diffraktive Optiken im Ray-Tracing simulieren zu können.[Wan+96] Die Berechnung ist zweigeteilt. Nachdem die refraktiven Richtungsanteile berechnet wurden, werden die diffraktiven Anteile berechnet. Dabei werden grundlegende Abhängigkeiten diffraktiver Optiken angewandt, weswegen der Berechnungsaufwand je Strahl für diese Arbeit zu hoch ist.

COLLINS entwickelt eine Methode, die Propagation von kohärenter Strahlung durch Linsensysteme anstelle von elektromagnetischen Wellen und Beugungsintegralen mittels der Matrixmethode zu simulieren.[Col70] Damit werden die diffraktiven Abhängigkeiten in Strahlmatrixen beschrieben, wodurch die Berechnung drastisch verkürzt werden kann. Allerdings sind diese Näherungen nur für den paraxialen Bereich gültig und somit nicht anwendbar.

ASOUBAR ET AL. zeigen, dass die Näherung einer Wellenfront durch Teilfronten mit geringer Divergenz eine probate Beschreibung sein kann.[Aso+12] Diese Teilfelder werden separat mit Fouriertransformationen in die Zielebene propagiert und anschließend überlagert.

Diese Untersuchungen zeigen, wie komplex und vielfältig die Berechnung des Verhaltens diffraktiver Optiken sein kann. Ebenso wird deutlich, dass ein allgemeingültiger Ansatz kaum realistisch umsetzbar ist. Daher bedeutet dies für den weiteren Verlauf dieser Arbeit,

dass die Berechnung der diffraktiven Strukturen als Lösung für einen Spezialfall umgesetzt werden muss.

2.4 Grundlagen zur Scheinwerferentwicklung

Bei der Auslegung automobiler Scheinwerfer müssen gesetzliche Regelungen erfüllt werden, die u.a auch Blendung berücksichtigen [ECE16]. Um dies messtechnisch erfassen zu können, definieren die Regelungen den Messpunkt B50 L, der den Punkt maximaler Blendung für den Gegenverkehr repräsentiert. Aufgrund der komplexen Einflüsse, die zu Blendung führen, haben u.a. KLEINERT ET AL. angeregt, diesen Aspekt umfangreicher zu betrachten [Kle+13]. Da dies jedoch noch nicht regelungstechnisch berücksichtigt wird, werden die herkömmlichen Werte zur Betrachtung herangezogen.

Bei der Systemzusammensetzung und deren Funktion ergeben sich immer mehr Möglichkeiten. Bereits WÖRDENWEBER ET AL. diskutieren die Realisierung neuer Scheinwerfersysteme, die im Gegensatz zu herkömmlichen Reflektions- und Projektionssystemen komplexere Funktionen ermöglichen [Wör+07]. KAUSCHKE wiederum erweitert diese Überlegungen durch etliche neue Vorschläge [Kau06]. Auf Forschungsebene werden die Möglichkeiten aktueller Lichtquellen und Optiken in einem Scheinwerfersystem auf Projektorenbasis umgesetzt, das MICHELFELDER aufbaut, um nahezu beliebige Verteilungen generieren zu können [Mic15].

Durch die Möglichkeit, neue Funktionen zu erzeugen, sollen die Sicherheit und der Fahrkomfort erhöht werden. J. FISCHER erzeugt ein Schlechtwetterlichtsystem, das die Blendung des Gegenverkehrs ohne Reduktion der Erkennbarkeitsentfernung des Fahrers verhindert [Fis15]. Während dieses System aktiv die Verteilung im Vorfeld steuert und dort eine hohe Auflösung benötigt, ist der aktuelle Stand bzgl.

der Funktionen auf den Reichweitenbereich begrenzt.[Hel16] Durch eine Kombination aus vertikaler und horizontaler, dazu verschiebbarer Hell-Dunkel-Grenze (HDG) wird eine maximale Ausleuchtung der Straßenumgebung erzielt, um die Erkennbarkeitsentfernung zu maximieren.

Auch hinsichtlich der Lichtquellen ergeben sich neue Funktionen. LACHMAYER ET AL. stellten ein laserbasiertes Fernlicht auf Reflektorbasis vor [Lac+14]. Die Möglichkeiten dieser Lichtquelle zeigen darüber hinaus ROTH ET AL. in Form von scannender Erzeugung einer Lichtverteilung [Rot+15] sowie WILLEKE ET AL. durch die Ausnutzung der Größe und Polarisations-eigenschaften, indem die Lichtformung mit einem homogen ausgeleuchteten LC-Display realisiert wird [Wil+15]. Eine andere Möglichkeit von hochauflösenden Systemen stellt B. FISCHER VOR, indem eine hochaufgelöste, strukturierte Halbleiterlichtquelle genutzt wird [Fis14].

Die damit einhergehende Entwicklung der zukünftigen optischen Systeme wird durch BHAKTA und BALLARD gezeigt.[Bha+15] Sie stellen die Realisierung eines hochaufgelösten, adaptiven Scheinwerfers auf Basis der DLP-Technologie vor. Durch die steigende optische Komplexität wirken sich Abbildungsfehler deutlich stärker auf die Lichtverteilungen aus als bei einfachen Reflektions- oder Projektions-systemen und führen dazu, dass zusätzliche Korrekturmaßnahmen nicht als grundsätzliches KO-Kriterium eingestuft werden.

Um bei der Bewertung der Messergebnisse dieser Arbeit zwischen Ursachen bzgl. des Systems und der optischen Wirkung einzelner Komponenten zweifelsfrei unterscheiden zu können, wird ein einfaches System gewählt. Die Diskussion schließt die Auswirkung der gezeigten optischen Abhängigkeiten auf komplexere Systeme mit ein.

In Abbildung 2.4 ist das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Projektionsmodul schematisch dargestellt. Die Funktionsweise ist vergleichbar mit klassischen Projektionsmodulen [Bra+07], wie es aktueller Stand der Technik ist [Hel03].

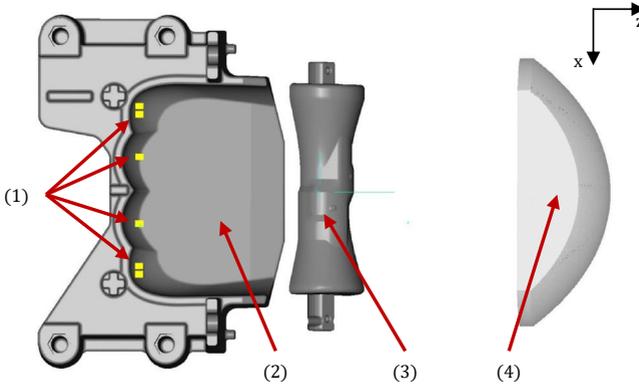


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Projektionsmoduls bestehend aus Lichtquellen (1), Reflektor (2), Blende (3) und Linse (4) nach [Sch+16a]

Als Lichtquellen werden LEDs eingesetzt, die über einen Freiformreflektor kollimiert werden. In die Berechnung der Reflektorform fließen die Abstrahlcharakteristik und Position der LEDs, vor allem aber die Größe der Linse und deren Linsenebene ein. Denn nur für diese Parameter bildet die Linse die Verteilung in der gewünschten Form ab. Die Verschiebung der Linsenebene entlang der optischen Achse z , z.B. durch ein anderes Linsenmaterial und die daraus resultierende Dickenänderung, führt zu einer vertikalen Verschiebung der erzeugten Verteilung.

Die rückseitige Brennweite ist der Abstand zwischen der planen Linsenfläche und der Blende, die sich in der Fokusebene der Linse befindet und die HDG der Verteilung formt. Durch diese Brennweite wird die Größe der Verteilung gesteuert.

Kapitel 3

Diskussion und Definition der Inhalte und Ziele der Arbeit

Diese Arbeit untersucht die Integration diffraktiver Optiken in Scheinwerfersysteme. Daher wird in den folgenden Abschnitten zunächst eine Analyse zu den Möglichkeiten eines Einsatzes im automobilen Scheinwerfer durchgeführt und anschließend eine Bewertung der erwarteten Herausforderungen getroffen. Abschließend werden daraus die Ziele der Arbeit sowie deren inhaltliche Struktur abgeleitet.

3.1 Funktion diffraktiver Optiken im Scheinwerfer

Der Einsatz diffraktiver Optiken ist nur dann sinnvoll, wenn dadurch eine Verbesserung bestehender Systeme wie Effizienzsteigerung oder Minimierung von Abbildungsfehlern bzw. neue Funktionen ermöglicht werden, die mit aktuellen Systemen nicht realisierbar sind. Um diese Themen weiter einzugrenzen und zu priorisieren, wird zunächst bewertet, für welche Lichtfunktionen diffraktive Optiken eingesetzt werden können. Dabei werden insbesondere die Strukturbeschreibung sowie deren Simulationen aus Kapitel 2.3 berücksichtigt.

3.1.1 Zielfunktionen diffraktiver Strukturen

In Scheinwerfersystemen sind aus optischer Sicht lichtformende Elemente wie Blenden oder Freiformoptiken sowie abbildende Optiken

von Interesse, die die generierten Lichtverteilungen auf die Fahrbahn abbilden. Zur Lichtformung können zwei Funktionen umgesetzt werden. Neben der Formung einer Lichtverteilung, wie z.B. einer Abblendlichtverteilung, kann ein diffraktives optisches Element die Vorformung der Lichtquellencharakteristik übernehmen. In diesem Fall ersetzt dieses einen Freiformreflektor, der eine Kollimation der Strahlung sowie einen Lichtschwerpunkt innerhalb der Abstrahlcharakteristik erzeugen kann.

Daraus leiten sich zwei wichtige Anforderungen an die Funktion diffraktiver Strukturen ab. Um eine Lichtverteilung zu erzeugen, muss idealerweise eine scharfe, farbsaumfreie HDG generiert werden. Darüber hinaus muss die Effizienz der eingesetzten Optik größer als 60 % und damit über der Effizienz vergleichbarer, refraktiver Blenden sein, um einen Mehrwert zu generieren, der über eine evtl. vorhandene Bauraumreduktion hinausgeht. Diese Anforderungen bilden somit erste Ziele, die im Rahmen dieser Arbeit verfolgt werden sollen. Darauf aufbauend ist es möglich, eine Aussage bzgl. des Einsatzes diffraktiver Elemente zur Lichtformung zu treffen.

Daraus ergibt sich die folgende Anforderung an die diffraktiven Strukturen zur Lichtformung:

1. Erzeugung einer Lichtverteilung mit farbsaumfreier HDG und mit einer hohen Gesamteffizienz des optischen Systems

Die Abbildung einer generierten Lichtverteilung kann mittels diffraktiver Linsen erfolgen. Dabei können ebenso zwei Funktionen unterschieden werden. Der Einsatz von diffraktiven Multiorderlinsen kann eine Substitution refraktiver Linsen ermöglichen. Der Vorteil liegt in einer achromatisierten Lichtverteilung sowie in einem deutlich schmaleren Bauteil, das daher weniger Material und Bauraum benötigt. Daneben können herkömmliche diffraktive Linsen zur Korrektur refraktiver Linsen eingesetzt werden. Auf diese Art und Weise können sowohl

chromatisch als auch thermisch bedingte Brennweitenänderungen minimiert werden.

Die chromatischen und thermischen Abhängigkeiten sind bei Kunststoffen meistens deutlich stärker als bei Gläsern und im Fall der thermisch bedingten Änderung um ein Vielfaches über den Werten von Gläsern. Damit ist dies ein sehr wichtiger Parameter, da der Einsatztemperaturbereich von $-40\text{ °C} \leq T \leq 120\text{ °C}$ zu unscharfen HDGs führen kann. Demgegenüber sind Farbsäume eine grundlegende, temperaturunabhängige Herausforderung im Scheinwerfer.

Daher wird als zweites Ziel dieser Arbeit hinsichtlich der Linsenkorrektur eine achromatisierte und athermalisierte Linse als zweistufige Korrektur definiert. Dies erfolgt vor dem Hintergrund, dass eine Athermalisierung ohne Achromatisierung zwar einen Vorteil gegenüber aktuellen Systemen darstellt, jedoch für den visuellen Eindruck einer Lichtverteilung die chromatische Korrektur Priorität genießt. Zunächst wird daher untersucht, inwieweit eine Achromatisierung einer Scheinwerferlichtverteilung realisierbar ist. Darauf aufbauend wird ein Designansatz entwickelt, diese achromatisierte Verteilung zusätzlich zu athermalisieren.

Daraus resultieren die folgenden Anforderungen an die diffraktiven Strukturen zur chromatischen und thermischen Optimierung von Lichtverteilungen:

2. Erzeugung einer achromatisierten Lichtverteilung sowie deren anschließende Athermalisierung unter Verwendung diffraktiver und refraktiver Linsen

3.1.2 Auslegung und Auswahl diffraktiver Strukturen

Diffraktive Strukturen lassen sich in regelmäßige und computergenerierte Geometrien unterscheiden. Für die Auslegung von Lichtverteilungen hat die computergenerierte Erzeugung Vorteile, da dies einen sehr hohen Freiheitsgrad darstellt. Allerdings sind dies auch zwei

zentrale Herausforderungen. Zum einen stellen derartige Optiken die höchsten Anforderung an eine Fertigung, da die Strukturunterschiede im Bereich der Wellenlänge der Strahlung liegen und herkömmliche spanende Verfahren ungeeignet sind. Darüber hinaus sind lithographische Prozesse nur schwer in einen Serienprozess mit sehr hoher Stückzahl pro Jahr integrierbar. Zum anderen lassen sich die thermisch bedingten Änderungen der resultierenden Lichtverteilung nur unter enormem Aufwand berechnen, da die Unterschiede innerhalb der Oberflächenstruktur durch eine entsprechend hohe Abtastrate in der FE-Analyse nach Kapitel 2.1.1 berechnet werden müssen. Dies bedeutet, dass die Einbindung in die Scheinwerferauslegung und die Fertigungsprozesse enormen Aufwand erfordert.

Im Gegensatz dazu bieten Gitterzellenarrays gemäß Kapitel 2.3.2 einen geringeren Freiheitsgrad bei der Auslegung, jedoch auch eine deutlich einfachere und damit bessere Beschreibung des Oberflächenprofils sowie dessen thermischen Verhaltens. Darüber hinaus sind die Fertigung sowie die Toleranzen bei geeigneter Auslegung deutlich einfacher realisierbar, da die Perioden vom Ablenkwinkel abhängen und durch ein geeignetes Design maximiert werden können. Außerdem können den einzelnen Gitterzellen bestimmte Raumwinkel zugeordnet werden, womit eine Raumwinkelverteilung realisiert werden kann. Damit werden alle Anforderung bzgl. der in Kapitel 3.1.1 definierten Funktionen erfüllt und ermöglichen zudem die einfache Fertigung der Optiken in einem späteren Prozessschritt. Dies führt zu dem Schluss, die Lichtformung anhand von Gitterzellenarrays anstatt von computergenerierten diffraktiven Optiken zu untersuchen.

Damit ergeben sich die folgenden Anforderungen an das Design diffraktiver Strukturen zur Formung von Lichtverteilungen:

3. Verwendung von Gitterzellenarrays aufgrund der guten Beschreibbarkeit des thermischen und optischen Verhaltens

Die Abbildung einer generierten Lichtverteilung auf die Fahrbahn erfolgt mittels einer Linsenfunktion, die entweder bei der Auslegung der Struktur mit dieser verrechnet oder über eine zusätzliche Linse realisiert wird. Die Integration in das Höhenprofil bedeutet eine Addition der berechneten Höhenfunktion zur Lichtformung mit der Höhenfunktion der Linsenfunktion. Das resultierende Höhenprofil wird abschließend Modulo 2π angepasst. Je mehr Funktionen von einer einzelnen Struktur übernommen werden, desto schwieriger ist die Zuordnung auftretender Abweichungen vom erwarteten Ergebnis. Daher ist die Formung und die Abbildung mit einem einzigen Element zwar als Fernziel der Auslegung diffraktiver Elemente im Scheinwerfer festzuhalten, wird jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht umgesetzt. Stattdessen wird die vom Gitterzellenarray erzeugte Lichtverteilung mit einer refraktiven Linse abgebildet.

Somit gilt es, einen Algorithmus zu entwickeln, der Periodengrößen und Effizienzen der Gitterzellen maximiert sowie die Abbildung auf Basis einer refraktiven Linse berücksichtigt. Dies beinhaltet auch, dass der Bauraum nicht größer als der herkömmlicher Systeme sein darf. Daher muss die Distanz zwischen Gitterzellenarray, Bildebene und Brennweite der nachfolgenden Linse (in deren Brennpunkt sich die Bildebene des Arrays befindet) maximal so groß sein wie die Abmaße von Reflektoren und Brennweiten des Projektionssystems aus Kapitel 2.4 mit einer Länge von insgesamt 100 mm.

Die Anforderungen zur Abbildung der erzeugten Lichtverteilung lauten somit:

4. Verwendung einer separaten, refraktiven Linse zur Abbildung der Verteilungen auf die Straße anstatt der Abbildung über eine Linsenfunktion, die mit dem Höhenprofil des Gitterzellenarrays verrechnet ist

Die Minimierung der chromatischen und thermischen Einflüsse auf die Lichtverteilung von Scheinwerfern ist die Hauptfunktionalität

innerhalb dieser Arbeit, da dieser Schritt zentrale Herausforderungen bei der Berechnung komplexer optischer Scheinwerfersysteme löst. Dazu muss die Abbildung der Lichtverteilung von korrigierten Optiken übernommen werden. Dies können entweder Hybridlinsen sein (refraktive Linsen mit diffraktiven Linsen als Oberflächenstruktur) oder kann mittels achromatisierter, diffraktiver Linsen erreicht werden (siehe Kapitel 2.3.3). Beide diffraktive Linsenfunktionen werden mit diffraktiven Fresnellinsen umgesetzt und können bei gleichbleibender Periode als sphärische und bei zum Rand hin sinkender Periode als asphärische Linsen ausgelegt werden. Um eine achromatisierte, diffraktive Linse zu erhalten, kann entweder eine Multiorderlinse oder eine Linse mit variierendem Höhenprofil eingesetzt werden. Letzteres wird verworfen, da dies gezielt zu einer Zunahme von Streulicht führt, was wiederum eine Aufweichung der HDG sowie erhöhte Blendung nach sich zieht.

Stattdessen werden Multiorderlinsen betrachtet, deren Designbeugungsordnung eine höhere als die Erste ist. Dafür muss untersucht werden, inwieweit die Brennweitenunterschiede sowie die Beugungseffizienzverteilungen die Qualität der Abbildung beeinflussen. Wenn dies ein zufriedenstellendes Ergebnis liefert, kann darauf aufbauend die Athermalisierung einer refraktiven Linse erreicht werden.

Es folgen daraus die Anforderungen an die achromatisierten, diffraktiven Linsen:

5. Diffraktive Multiorderlinsen werden als asphärische Linsen ausgelegt und bilden die erzeugte Verteilung auf die Fahrbahn ab

Parallel dazu werden herkömmliche diffraktive Linsen hinsichtlich der Achromatisierung in Form von Hybridlinsen untersucht. Dabei stellt sich zunächst die Frage, inwieweit die chromatische Korrektur für Scheinwerfersysteme realisierbar ist. Darauf aufbauend muss ein neuer Designansatz aufgestellt und untersucht werden, der die thermische

mit der chromatischen Korrektur verbindet. Im Anschluss an die Korrektur der Lichtverteilung müssen weitere strukturelle Einflüsse, z.B. auf Basis von Fertigungsmethoden, untersucht werden. Dies ist erforderlich, da die erste Herausforderung die Entwicklung eines Ansatzes zur chromatischen und thermischen Korrektur ist, jedoch korrigierende Strukturen auch hinreichend genau gefertigt werden müssen. Wäre dies nicht der Fall, könnte die Wirkung der dadurch erzeugten Abbildungsfehler die der Korrektur übertreffen und damit zu einer Verschlechterung der Lichtverteilung führen.

Die Anforderungen zur chromatischen und thermischen Korrektur mittels Hybridlinsen ergeben sich somit zu:

6. Entwicklung eines neuen Ansatzes, um chromatische und thermische Korrektur zu verbinden sowie die Durchführung einer Analyse der erwarteten, strukturell bedingten Abbildungsfehler zur Einschätzung erforderlicher Fertigungsgenauigkeiten

Abschließend ist anzumerken, dass diffraktive Elemente gemäß Gleichung 2.23 für die Erzeugung einer gewünschten Intensität sowohl Amplitude als auch Phase modulieren können. Aufgrund der hohen Anforderungen an die Gesamteffizienz eines Systems und die damit verbundenen Randbedingungen werden ausschließlich Phasenelemente betrachtet und die Amplitude als konstant angenommen.

3.2 Simulation diffraktiver Optiken im Scheinwerfer

Die optische Auslegung von Scheinwerfermodulen basiert auf idealen Annahmen und Randbedingungen. Daher ist die optische Simulation ein essentieller Prozess für eine Überprüfung der Funktionsweise der ausgelegten Elemente. Das primäre Ziel besteht darin, eine Vorhersage

zu treffen, inwieweit ein ausgelegtes Modul den Anforderungen eines Scheinwerfers genügt. In diesem Zusammenhang müssen messtechnische Grenzwerte eingehalten werden, die durch die ECE-Regelungen vorgegeben werden [ECE16] und neben Grenzwerten für die Lichtstärkeverteilungen u.a. Beschreibungen der Gradienten der HDGs beinhalten. Nur bei Einhaltung der vorgeschriebenen Werte wird die Erlaubnis erteilt, die Scheinwerfer im Straßenverkehr zu nutzen.

3.2.1 Anforderungen an die Simulationsumgebung

Aus den vorangegangenen Abschnitten ergeben sich als erste Randbedingungen eine chromatische und eine lichttechnische Simulation, um Farbsäume bewerten und Lichtverteilungen anhand deren Lichtstärkeverteilung überprüfen zu können. Im Gegensatz zu vielen anderen optischen Systemen ist in diesem Fall Streulicht nicht nur ein Rauschanteil im Signalbild, sondern muss bei der Berechnung berücksichtigt werden. Nur dadurch lassen sich die Werte innerhalb einer Verteilung hinreichend genau überprüfen.

Trotz des relativ einfachen Systems bestehend aus einer Lichtquelle, einem sammelnden Element, einem zur Erzeugung einer Abblendlichtverteilung und einem abbildenden Element (siehe Kapitel 2.4), treten mehrere Arten von Abbildungsfehlern auf, die die Lichtverteilungen teils stark beeinflussen. Durch Halterungen, Abdeckungen und andere Bauteile in der Nähe des Strahlengangs werden Strahlen windschief auf die Linse abgelenkt und erzeugen durch Koma Streulicht. Auch wenn dies eine der zentralen Ursachen für Streulicht darstellt, kann die Ausdehnung der Lichtquelle diesbezüglich nicht vernachlässigt werden. Die typische Lichtaustrittsfläche von Halbleiterlichtquellen ist zwar deutlich geringer als die klassischer Leuchtmittel (Haloglühlampe, Xenonlampe), führt aufgrund der Abstände und Dimensionen der optischen Komponenten jedoch zu Koma und damit

ebenfalls zu Streulicht sowie zu Einbußen in der Abbildungsqualität der Lichtverteilung.

Daraus resultieren zwei Randbedingungen für die Simulation. Zum einen müssen alle Elemente eines Scheinwerfers berücksichtigt und damit auf idealisierte Systeme verzichtet werden. Zum anderen muss die Lichtquelle als ausgedehntes und nicht als punktförmiges Element beschrieben und charakterisiert werden. Erst dadurch lassen sich belastbare Simulationsergebnisse erzielen. Eng damit verknüpft ist die Thematik der Fertigung. Um Abweichungen aufgrund von Fertigungstoleranzen berücksichtigen zu können, muss die Strukturdefinition auf Basis von Messergebnissen realisiert werden.

Abschließend ist die Integration in bestehende Simulationsprozesse ein wesentlicher Bestandteil, der erfüllt werden muss. Insbesondere muss die Integration anderer Scheinwerferkomponenten beachtet werden. Diese stehen üblicherweise als Geometriemodell zur Verfügung und können im optischen Design bereits berücksichtigt werden. Ebenso müssen jedoch Geometriemodelle eingebunden werden, die andere Bauteile beschreiben, die aufgrund ihrer räumlichen Nähe zum Strahlengang bzgl. der Streulichtbewertung beachtet werden müssen. Als Anforderungen an die Simulationsumgebung ergeben sich somit:

7. Wertepfung mit den lichttechnischen Grenzwerten gesetzlicher Regelungen, die das Verhalten realer Lichtquellen und die auftretenden Abbildungsfehler sowie die Einbindung der peripheren Komponenten als Streuzentren ermöglichen

3.2.2 Vergleich der Simulationsmethodiken

Um die Anforderungen aus dem vorherigen Abschnitt zu erfüllen, gibt es mehrere Möglichkeiten. Das optische System kann entweder in einer wellenoptischen, in einer aus geometrischer und Wellenoptik kombinierten oder in einer geometrisch-optischen Umgebung aufgebaut werden.

Die Nutzung einer wellenoptischen Simulation ermöglicht die Berechnung komplexer Wellenfelder in Wechselwirkung mit nahezu beliebigen diffraktiven oder holographischen Elementen. Der Hauptvorteil besteht darin, dass die Berechnung mittels Field-Tracing auf der Propagation von Wellenfeldern basiert, welche dem wellenoptischen Prinzip nach Rayleigh-Sommerfeld bzw. Fresnel-Kirchhoff sehr nahe kommt. Gleichzeitig stellt dies jedoch auch einen zentralen Nachteil dar. Die Wellenfelder können nur sehr idealisiert analytisch beschrieben werden, weshalb diese diskretisiert werden müssen. Die benötigte Abtastrate kann anhand der Signaltheorie abgeschätzt werden. Für eine bekannte Signalform genügt die Abtastung mit der doppelten Frequenz, während für den Fall einer unbekanntem Signalform eine deutlich höhere Abtastrate vonnöten ist [Kie+08]. Somit werden deutlich kleinere Diskretisierungsschritte als für die minimal vorhandene Periode benötigt, wodurch die Datenmenge mindestens quadratisch mit der Anzahl der Diskretisierungsschritte steigt.

Die Periodengrößen von Linsen müssen bis in den unteren einstelligen Mikrometerbereich sowie die diffraktiver Gitter bis in den oberen Nanometerbereich in Betracht gezogen werden. Dies erfordert bei Elementen von 60 mm Durchmesser Stützstellenanzahlen bis zu 10^{10} , was aktuell nicht sinnvoll verarbeitbar ist. Darüber hinaus basiert Field-Tracing auf der getrennten Amplituden- und Phasenmodulation von Wellen. Dies bedeutet, dass die verwendeten Bauteile inkl. der Lichtquellen auf dieser Basis beschrieben werden müssen. Dies stellt eine Herausforderung dar, da im Automobilbereich die Lichtquellen über Intensitätsverteilungen und die optischen Bauteile entsprechend durch deren Wirkung auf diese Intensitätsverteilungen definiert sind. Darüber hinaus existieren keine hinreichend genauen, wellenoptischen Modelle von ausgedehnten, breitbandigen Halbleitlichtquellen.

Beide Faktoren führen zu der Bewertung, dass der Aufwand zur Beschreibung der Komponenten und der Berechnung der Lichtver-

teilung über klassisches Field-Tracing im Vergleich zu klassischen Ray-Tracing-Ansätzen derart groß ist, dass ein Modell auf Basis von Ray-Tracing bevorzugt wird. Vorteilhaft dabei ist, dass bestehende Prozesse nur modifiziert anstatt ausgetauscht werden müssen, da auch die Geometrieerzeugung der Scheinwerferkomponenten darauf ausgelegt ist. Zudem sind die Beschreibungen ausgedehnter Lichtquellen und streuender Elemente hinreichend genau definiert.

Eine Möglichkeit zur Integration der Wellenoptik besteht darin, die Grundlage des Ray-Tracings zu modifizieren und somit die Kombination aus geometrischer und Wellenoptik zu nutzen. Aktuell wird ein Strahl durch Ausgangs- und Endpunkt (Richtung) sowie die Intensität beschrieben. Für eine Berechnung von diffraktiven Elementen müsste die Intensität durch die Werte für Amplitude und Phase ersetzt werden, die jeder Strahl mitzuführen hätte. Nach der Strahlverfolgung durch das optische System können damit auf einem Detektor die Amplituden sowie die Phasenverteilung jeder Detektorzelle durch Addition der auftreffenden Strahlen berechnet werden. Anschließend lassen sich mit Gleichung 2.23 die Intensitätsverteilungen berechnen.

Dieses Prinzip besitzt gegenüber dem Field-Tracing die beiden Vorteile, dass zum einen deutlich weniger Rechenaufwand erforderlich ist und zum anderen lediglich die Lichtquelle wellenoptisch charakterisiert werden muss. Allerdings kann die benötigte Überlagerung der Phasenwerte aller Strahlen, die auf eine Detektorzelle treffen, zu Fehlern führen. Da die Summe aller Phasenwerte Modulo 2π gerechnet wird, kann entweder ein zusätzlich auftreffender Strahl zu destruktiver Interferenz führen, obwohl beliebig viele Strahlen vorher ein anderes Ergebnis geliefert haben. Oder es muss ein Mittelwert aus allen Strahlen gebildet werden, was jedoch der Überlagerungen der Elementarwellen nach Huygens widerspricht. Dies würde somit zu sehr ungenauen Ergebnissen führen, sodass als letzte Möglichkeit eine hybride Simulation betrachtet wird.

Die Ablenkung durch die diffraktiven Strukturen muss in diesem Fall separat berechnet und in eine Richtungsänderung der Strahlen transformiert werden, wenn ein Strahl auf die diffraktive Grenzfläche trifft. Dies hat den Vorteil, dass die Ray-Tracing-Umgebung nicht geändert werden muss (keine neue Strahldefinition nötig). Daher können bestehende Lichtquellendaten ohne Umwandlung übernommen werden, was die Integration in bestehende Auslegungs- und Simulationsprozesse zusätzlich vereinfacht. Die Herausforderung besteht darin, dass die Ablenkung durch die diffraktive Optik auf Basis vorhandener Intensitätswerte berechnet werden muss.

8. Wegen der Möglichkeiten, die vorhandenen lichttechnischen und optischen Elemente zu beschreiben sowie wegen der Minimierung des Rechenaufwands wird Ray-Tracing als Simulationsmethode gewählt, bei der die Wirkung der diffraktiven Struktur in Form der Ausgangsrichtung von eintreffenden Strahlen berechnet werden muss

3.2.3 Bewertung und Ziele zur Simulationsumgebung

Beim Vergleich der Anforderungen mit den diskutierten Möglichkeiten ergibt sich ein Optimierungsproblem. Je allgemeiner der Ansatz und vielfältiger die simulierbaren Strukturen gewählt werden können, desto komplexer und aufwändiger werden die benötigten Simulationstechniken. Demnach muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen Simulationsaufwand und benötigter Genauigkeit, inkl. der Strukturdefinition.

Damit ergeben sich für diese Arbeit zwei wesentliche Herausforderungen. Zunächst muss eine Simulationstechnik aufgebaut werden, die die Simulation diffraktiver Optiken im Scheinwerfer erlaubt. Darauf aufbauend müssen die in Kapitel 3.1 diskutierten Funktionen im Rahmen einer scheinwerfergeeigneten Simulation überprüft werden. Dies bedeutet zum einen, dass die für die Lichtverteilung relevanten

Eigenschaften berücksichtigt werden und zum anderen, dass die Simulation hinsichtlich des Rechenaufwands vergleichbar zu aktuellen Ray-Tracing-Umgebungen ist.

3.3 Struktur der Arbeit

Um ausgelegte optische Systeme bewerten zu können, ist deren Überprüfung mit einer Simulation ein zwingend erforderlicher Schritt im Rahmen der Scheinwerferentwicklung. Da zudem die Einhaltung von vorgeschriebenen Werten überprüft werden muss, ist die Simulation diffraktiver Elemente im Scheinwerfer die erste zu lösende Herausforderung. Daher wird zunächst auf Basis der genannten Überlegungen eine Simulationsmethodik aufgebaut, die diese Aspekte berücksichtigt und die geforderten Punkte erfüllt. Dazu liegt der Schwerpunkt zunächst auf der Beschreibung von regelmäßigen Strukturen, die jedoch nicht als Spezialfall, sondern mittels eines allgemeingültigeren Ansatzes umgesetzt werden.

Daher soll diese Methodik auf messbaren Größen basieren, die die Simulation diffraktiver Elemente auf einer gemeinsamen theoretischen Grundlage hinreichend genau beschreibt. Dabei sind zwei Aspekte von zentraler Bedeutung. Zum einen muss das Gesamtsystem bestehend aus Blenden, Reflektoren, flächigen Lichtquellen und Linsen sowie mechanischen Bauteilen in die Simulationsumgebung integrierbar sein. Zum anderen müssen anhand der Simulation u.a. die gesetzlichen Vorgaben hinsichtlich der Wertebereiche innerhalb der Lichtverteilungen überprüfbar sein. Nach Abschluss der messtechnischen Überprüfung der aufgebauten Simulation werden chromatisch und thermisch korrigierte Lichtverteilungen erzeugt. Hierzu werden zunächst Multi- und Singleorderlinsen und eine chromatische Korrektur simulativ und messtechnisch betrachtet. Diese Achromatisierung der Lichtverteilung

wird anschließend über einen neuen Designalgorithmus zusätzlich athermalisiert. Dazu wird als Randbedingung die Nutzung einer Linse definiert, die zwar verschiedene Strukturen und Materialien, jedoch keine Luft zwischen den Grenzflächen aufweisen darf sowie nur eine Halterung benötigt. Damit sollen spätere Toleranzen bzgl. der Elementpositionierung und Bauraumvergrößerungen vermieden werden. Darüber hinaus wird der Einsatz von Gitterzellenarrays zur Lichtformung untersucht. Dazu wird ein neuer Designansatz erarbeitet, der die Erzeugung einer Lichtverteilung zum Ziel hat sowie eine erste Abschätzung ermöglicht, inwieweit diffraktive Elemente zur Lichtformung bei nachfolgender Abbildung auf die Fahrbahn eingesetzt werden können. Abschließend werden Fertigungseinflüsse hinsichtlich ihrer Wirkung auf die Lichtverteilung untersucht und bewertet.

Kapitel 4

Simulation diffraktiver Optiken in Ray-Tracing

Um diffraktive Optiken im Rahmen einer Scheinwerferauslegung nutzen und bewerten zu können, müssen Design und Simulation zusammengeführt werden. Daher ist es gemäß Kapitel 3.3 notwendig, zuerst die Simulationsumgebung aufzubauen, da dies die zentrale Voraussetzung für die Analyse und damit den Einsatz diffraktiver Optiken ist.

In diesem Kapitel wird ein Simulationsansatz vorgestellt, der die Simulation von diffraktiven Linsen und Gitterzellenarrays im Ray-Tracing ermöglicht. Grundlage stellen hierfür die Funktionen der Linsenkorrektur und der Lichtformung sowie die diskutierten Anforderungen aus Kapitel 3.1 dar. Zunächst werden Randbedingungen erläutert, die wichtige Faktoren bei der Bewertung der Simulation sind. Im Anschluss daran wird das Simulationsprinzip vorgestellt, auf dem die Ergebnisse dieser Arbeit basieren. Um dieses Prinzip hinsichtlich dessen Gültigkeit zu überprüfen, werden abschließend für diffraktive Linsen sowie für diffraktive Gitter Simulationsergebnisse mit Messungen und berechneten Werten verglichen und bewertet.

4.1 Randbedingungen zur Simulation

In Kapitel 3.2 wird die Analyse vorhandener und benötigter Simulationstechniken dargestellt. Als Ergebnis folgt daraus, dass diffraktive

optische Elemente in eine Ray-Tracing-Umgebung integriert werden müssen, die die momentane Standardumgebung zur Scheinwerfersimulation darstellt. Die Berechnung der diffraktiven Eigenschaften erfolgt demnach mittels einer Auslagerung aus der Simulationsroutine, indem für einen auftreffenden Strahl die Ausbreitungsrichtung des austretenden Strahls an der diffraktiv strukturierten Grenzfläche berechnet wird. Auf der Basis lichttechnischer Anforderungen werden weitere Randbedingungen definiert, die die aufzubauende Methodik konkretisieren.

Das zentrale Ergebnis der Scheinwerfersimulation ist eine Lichtstärkeverteilung, die eine Bewertung hinsichtlich der Konformität mit den ECE-Regelungen erlaubt [ECE16]. Im Gegensatz zu idealisierten optischen Systemen sind Streulichtanteile ein wesentlicher Faktor bei der Prüfung der Einhaltung der Grenzwerte der Lichtstärkeverteilung. Daher muss deren Verlauf durch das optisch wirksame System berücksichtigt werden, was neben ausgedehnten Lichtquellen und optischen Bauteilen diverse Streuzentren wie Abdeckungen oder Blenden beinhaltet, die typischerweise als Körper bereitgestellt werden.

Die Beschreibung der Lichtquelle nimmt in diesem Rahmen einen wichtigen Platz ein. Während im Field-Tracing klassischerweise mit idealen Lichtquellen im Sinne von ebenen und sphärischen Wellen gerechnet wird, muss im Scheinwerfer neben der räumlichen Abstrahlcharakteristik auch die Größe der leuchtenden Fläche berücksichtigt werden. Durch die Anordnung der Elemente im Scheinwerfer sind die Lichtquellen deutlich näher an den Optiken als gemäß des photometrischen Entfernungsgesetzes nötig wäre, um deren Ausdehnung vernachlässigen zu können.

Neben der Beschreibung der Komponenten müssen auch Bedingungen an die Simulation selbst gestellt werden. Die Ablenkung durch die diffraktiven Optiken muss dahingehend simuliert werden, dass alle für das Gesamtergebnis erforderlichen Effekte wie Lage und Effizienz der

Beugungsordnungen berücksichtigt werden. Dies spielt insbesondere deswegen eine Rolle, da in der Messtechnik oder der Signalübertragung häufig nur die Designbeugungsordnung berücksichtigt wird [OSh+04]. Dabei liegt der Fokus auf regelmäßigen Strukturen, wie sie in Kapitel 3.1.2 beschrieben werden.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Fertigung der Optiken. Im Gegensatz zu abbildenden Systemen höchster Güte, bei denen die Fertigung hinsichtlich der Endqualität optimiert wird, muss bei Scheinwerfern auch die Fertigungsdauer berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu Hochleistungsoptiken mit niedrigen Stückzahlen pro Jahr ist dieser Aspekt ein wichtiges Kriterium, welches eine Optimierung zwischen Fertigungsdauer und Oberflächenqualität erfordert. Daher muss die Simulation auf Basis eines gemessenen Höhenprofils ermöglicht werden, das die Berechnung realer Strukturen ermöglicht und somit die Realität besser abbildet.

Abschließend werden die Simulationsergebnisse in lichttechnischen Einheiten benötigt. Zum Abgleich mit den vorgegebenen Zielwerten in Licht- und Beleuchtungsstärke, die für Abblendlichtverteilungen herangezogen werden, ist dies zwingend erforderlich.

Zusammengefasst wird damit eine Ray-Tracing-Simulation benötigt, um Geometriemodelle sowie Lichtquellenmodelle übernehmen zu können. Der Einfluss der diffraktiven, regelmäßigen Struktur soll auf dem Höhenprofil basierend berechnet und in eine Richtungsänderung umgewandelt werden. Dabei wird berücksichtigt, dass die Simulationsergebnisse mit geltenden Regularien abgeglichen werden müssen, deren Grenzwerte auf lichttechnischen Größen basieren. Daher wird die Berechnung des diffraktiven Verhaltens in eine bestehende Simulationsmethodik der Fa. HELLA KGAA HUECK & Co. integriert, die auf dem Monte-Carlo-Algorithmus basiert und hinsichtlich automobilen Anforderungen optimiert ist.

Das Ziel der folgenden Abschnitte besteht daher darin, die Ausgangsrichtung eines aus beliebiger Richtung einfallenden Strahls zu berechnen.

4.2 Konkretisierung des Simulationsprinzips

Die Berechnung der Ablenkung eines Strahls durch eine diffraktive Struktur bildet das Ziel der Simulationsmethode und wird als separate Berechnung ausgeführt. Dies kann auf zwei Arten umgesetzt werden. Am engsten mit der Theorie diffraktiver Elemente verknüpft ist der Ansatz, im Ray-Tracing bis zur diffraktiven Struktur zu rechnen und die Verteilung an der Grenzfläche zu nutzen. Diese kann mittels Eikonalgleichung in eine Wellenfront umgerechnet werden, aus der die Form der austretenden Wellenfront per Field-Tracing berechnet wird. Abschließend wird diese in ein Strahlprofil umgeformt und dient als neue, virtuelle Lichtquelle der anschließenden Simulation im Ray-Tracing. Abbildung 4.1 veranschaulicht dieses Prinzip. Die Ablenkung durch die diffraktive Struktur wird dabei einmalig innerhalb des Simulationsprozesses durchgeführt, weshalb die Strahlverfolgung in einen Schritt vor und einen hinter dem diffraktiven Element aufgeteilt ist.

Dem gegenüber basiert die zweite prinzipielle Möglichkeit darauf, dass für jeden Strahl beim Auftreffen auf die diffraktive Struktur die resultierende Richtungsänderung berechnet wird. Wie in Abbildung 4.2 dargestellt, wird die Ablenkung der diffraktiven Struktur nicht in einem Schritt, sondern für jeden Strahl einzeln berechnet.

Der Vorteil der Methodik nach Abbildung 4.1 besteht darin, dass wellenoptische Simulationsmethoden angewandt werden können, da ein Wellenfeld durch eine Struktur propagiert wird und ein deformiertes Wellenfeld ergibt. Dies entspricht den Näherungen nach Fresnel-Kirchhoff (Gleichung 2.22).

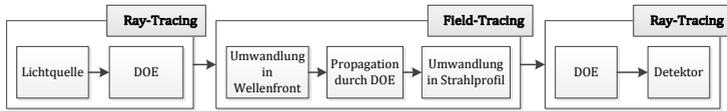


Abbildung 4.1: Integration eines diffraktiven Elements in Ray-Tracing durch eine Field-Tracing-Schnittstelle: Umformung des Strahlprofils an der diffraktiven Grenzfläche in eine Wellenfront, wellenoptische Propagation durch das Höhenprofil der Grenzfläche und anschließend wieder Rücktransformation des resultierenden Wellenfeldes in ein Strahlprofil

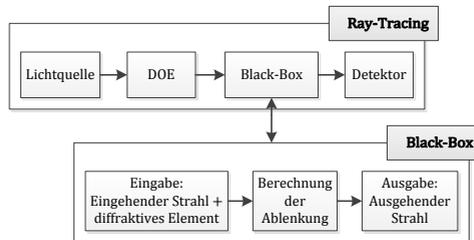


Abbildung 4.2: Integration eines diffraktiven Elements in Ray-Tracing durch eine Black-Box-Berechnung: Für jeden Strahl wird die Ablenkung basierend auf wellenoptischen Grundlagen berechnet, die in einem separaten Berechnungsschritt erfolgt, aber keine Umwandlung in Wellenfelder beinhaltet

Allerdings ergeben sich dabei eine Reihe von Herausforderungen. Wie bei klassischem Field-Tracing muss das Wellenfeld über eine sehr hohe Abtastung diskretisiert werden, sodass die Strukturunterschiede hinreichend genau berücksichtigt werden können, wodurch der Rechenaufwand steigt. Dieser wird durch die zweimalige Umrechnung zusätzlich gesteigert. Die Propagation durch die Struktur wiederum stellt eine weitere Hürde dar. In Abhängigkeit der Strukturprofile müssen teils rigorose Verfahren angewandt werden, während für Strukturen deutlich oberhalb der Wellenlänge skalare Näherungen genügen können. Dies für einzelne Strukturen zu unterscheiden, erfordert eine sehr genaue Analyse im Vorgang, wodurch wiederum die Simulationszeit erhöht wird. Allerdings können damit neben regelmäßigen Strukturen auch computergenerierte, diffraktive Oberflächen integriert werden.

Der Ansatz gemäß Abbildung 4.2 hat den Vorteil, dass die Ray-Tracing-Simulation nicht unterbrochen werden muss, um die Ablenkung durch diffraktive Strukturen zu berechnen, wodurch der Speicherbedarf nur geringfügig steigt (vor allem im Vergleich zu den benötigten Wellenfeldern des vorherigen Ansatzes). Dafür können keine beliebigen Strukturformen simuliert werden, da der einzelne Strahl keine Informationen über andere Strahlen berücksichtigt. Daher muss die Ablenkung auf einer Beschreibung aufbauen, die diese Überlagerungen bereits beinhaltet und damit eine vereinfachte Beschreibung der Optik darstellt. Dem gegenüber bietet diese Technik den Vorteil, dass bei geeigneter Beschreibung der Eigenschaften von diffraktiven Strukturen eine sehr einfache Integration möglich ist. Diese erfordert zudem keine größeren Ressourcen als herkömmliche Ray-Tracing-Programme, wodurch die Integration in bestehende Simulationsprozesse deutlich vereinfacht wird.

In Summe folgt daraus, dass das zweite Verfahren ein größeres Potential der Integrierbarkeit aufweist, falls alle in Kapitel 3.1 definierten

Strukturen geeignet beschrieben werden können. Der Vorteil der ersten Methode, dass eine deutlich größere Freiheit der Strukturwahl besteht, wird durch die Ungenauigkeiten aufgrund der Umformung der Intensitätsverteilungen in Wellenfelder und deren Rücktransformation sowie durch die benötigten Ressourcen negiert.

4.3 Aufbau der Simulationstheorie

Der aus den Überlegungen der vorherigen Abschnitte resultierende Ansatz zur Simulation beruht auf Ray-Tracing, bei dem die Ablenkung durch die diffraktive Struktur für jeden Strahl einzeln berechnet wird.[Sch+15a] Ein Strahl repräsentiert gemäß Kapitel 2.2 die Ausbreitung einer ebenen Welle und steht zu dieser senkrecht. Somit beschreiben mehrere Strahlen zusammengenommen eine Wellenfront, die entsprechend der Strahlanzahl aus mehreren ebenen Wellen zusammengesetzt ist. Das Prinzip ist in Abbildung 4.3 veranschaulicht.

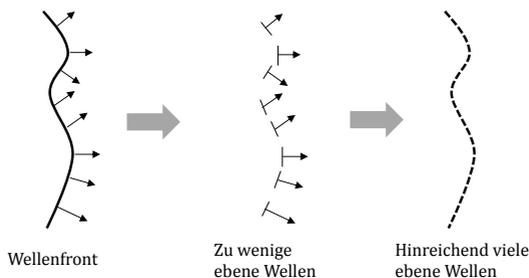


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Umwandlung einer deformierten Wellenfront in Strahlprofile und damit ebene Wellen: zunächst zu grobe Abtastung (zu wenige Strahlen), anschließend hinreichend viele Strahlen und damit eine gute Annäherung der Wellenfront durch ebene Teilwellen

Dies ist gleichzeitig der Zusammenhang zwischen geometrischer und Wellenoptik und kann entsprechend genutzt werden. Allgemein ergibt sich eine Wellenfeldänderung an einer Grenzfläche aus dem Integral über die gesamte Apertur (siehe Gleichung 2.22). Allerdings existieren Beschreibungen diffraktiver Linsen und Gitter, die die Ablenkung einer ebenen Welle bei senkrechtem Einfall beinhalten.

Darauf aufbauend werden im Zusammenhang mit den Größenverhältnissen im Scheinwerfer die folgenden Aussagen bzgl. der Simulationsmethodik getroffen:

- Bauteilgrößen und Distanzen sind im Verhältnis zu Strukturgrößen sehr groß
- Dadurch ist keine elektromagnetische Berechnung nötig, um z.B. Grenzeffekte an Gitterzellen zu berücksichtigen, da diese Effekte aufgrund der Abmaße des Systems vernachlässigt werden
- Diffraktives Verhalten ist nur durch die Ausbreitungsrichtung und das Beugungsbild beschreibbar (Interferenz von Elementarwellen, Effekte wie Polarisation werden vernachlässigt)
- Die Berechnung der Ablenkung wird aufgeteilt:
 - Ablenkung einer ebenen, senkrecht auftreffenden Welle
 - Zugehöriges Beugungsbild
 - Hinzunahme des Einfallswinkels in Form einer räumlichen Drehung des Beugungsbildes

Als Grundannahmen werden hierfür die folgenden Aspekte und Näherungen vorausgesetzt und sollen daher im weiteren Verlauf überprüft werden. Zunächst führen die Strukturgrößen und Abmessungen der Einzelelemente in Kombination mit den Abständen innerhalb des Systems dazu, dass rigorose Berechnungen und Nahfeldnäherungen nicht benötigt werden. Damit verbunden ist die Annahme, dass für die Beschreibung der Lichtverteilung auf der Fahrbahn die Lage und der

Energiegehalt der Beugungsordnungen ausreichen. Abschließend wird behauptet, dass sich die Gesamtablenkung eines Strahls in Anlehnung an die Berechnung einer Achromatisierung (siehe Kapitel 2.2.2) durch die Summe aus refraktiver und diffraktiver Brechkraft berechnen lässt. Der refraktive Anteil beschreibt die Grundgeometrie, auf welche die diffraktive Struktur aufgebracht wird.

Die Berechnung des refraktiven Anteils wird mittels vektoriellem Brechungsgesetz nach Gleichung 2.21 durchgeführt. Dies stellt durch Verwendung von Vektoren die direkte Beschreibung des austretenden Strahls \vec{u}_2 bzgl. des einfallenden Strahls \vec{u}_1 und des Einfallswinkels α_1 gemäß Abbildung 4.4 über die Normalenrichtung \vec{n} der Oberfläche am Eintrittspunkt dar. Ist der Anteil unter der Wurzel negativ, bedeutet dies außerdem, dass der Strahl totalreflektiert wird, da der Einfallswinkel größer als der Grenzwinkel der Totalreflexion ist. Fresnelreflexionen werden über Gleichung 2.6 berücksichtigt, indem anhand einer Zufallszahl im Intervall von $[0; 1]$ der Strahl reflektiert wird, wenn der Wert der Zufallszahl kleiner oder gleich dem Anteil der Fresnelverluste ist. Der schematische Ablauf ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

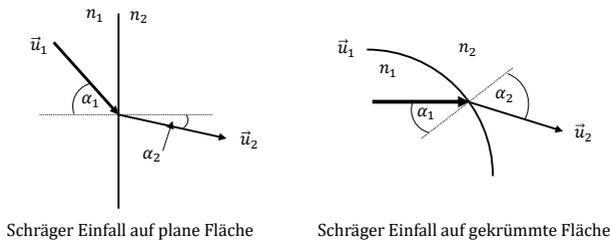


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Einfallswinkels auf plane und gekrümmte Flächen: abhängig von der Strahlrichtung und der Ausrichtung der Flächennormalen

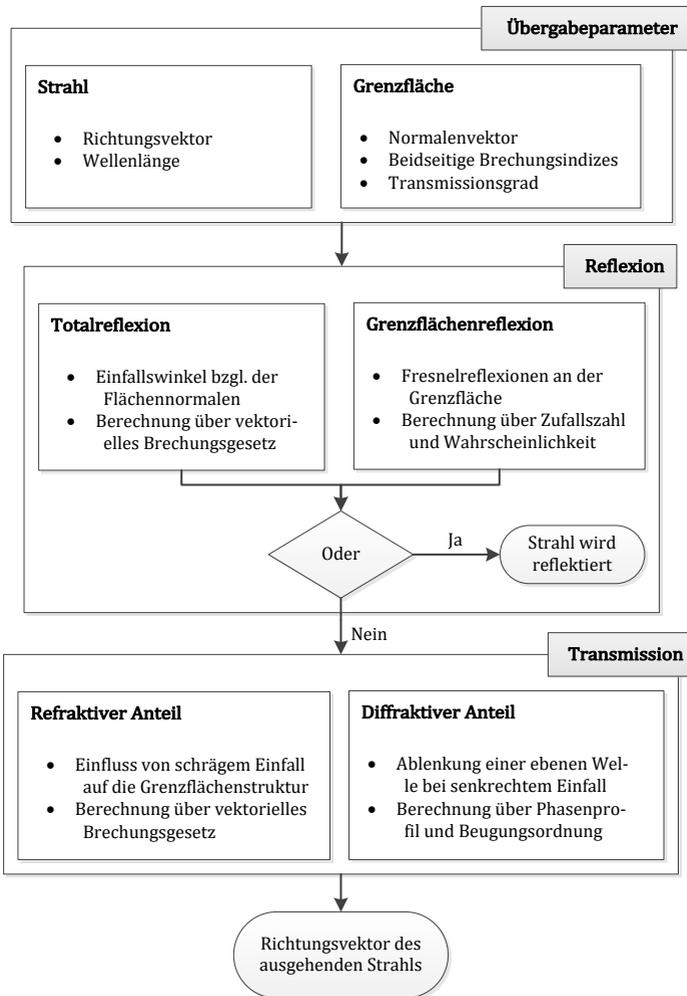


Abbildung 4.5: Schematischer Ablauf der erstellten Simulationemethodik bestehend aus eingehendem Strahl, Reflexion und der Berechnung der Ablenkung an diffraktiven und refraktiven Strukturen

Die Ablenkung durch die diffraktive Struktur erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird mittels Eikonalgleichung die Ausbreitungsrichtung einer einfallenden ebenen Welle berechnet. Dies entspricht der Näherung der geometrischen Optik, bei der die Wellenfront durch eine einzige Elementarwelle beschrieben wird.

Aus diesem Grund werden in Anlehnung an die Gleichungen 2.34 und 2.35 die zugehörigen Beugungseffizienzen berechnet, um die Interferenzeigenschaften zu beschreiben. Beide Berechnungen basieren auf dem Höhenprofil der Struktur und setzen die Behauptung um, dass alle anderen Effekte in der Lichtverteilung eines Scheinwerfers nicht mehr erkennbar sind. Dazu zählen u.a. Randeffekte im Nahfeld, die gemäß rigoroser Beschreibungen erwartbar wären. Hierfür müssten die minimalen Perioden der Elemente gemäß Kapitel 2.3 geringer als das fünffache der Wellenlängen der Strahlung sein.

Ausgehend vom Phasenprofil nach Gleichung 2.28 für diffraktive Linsen bzw. nach Gleichung 2.25 für diffraktive Gitter kann die Ablenkung einer ebenen Welle berechnet werden. Deren Richtungsvektoren ergeben sich damit zunächst zu:

$$\vec{N}_L = \begin{pmatrix} -k \cdot 2 \cdot \lambda \cdot x \cdot r_1^{-2} \\ -k \cdot 2 \cdot \lambda \cdot y \cdot r_1^{-2} \\ k \cdot \sqrt{1 - (2 \cdot \lambda \cdot x \cdot r_1^{-2})^2 - (2 \cdot \lambda \cdot y \cdot r_1^{-2})^2} \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

$$\vec{N}_G = \begin{pmatrix} k \cdot \lambda \cdot p_x^{-1} \\ k \cdot \lambda \cdot p_y^{-1} \\ k \cdot \sqrt{1 - (\lambda \cdot p_x^{-1})^2 - (\lambda \cdot p_y^{-1})^2} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Die Richtungsänderung der Wellenfronten ist nun zwar berücksichtigt, allerdings fehlen die Interferenzeffekte. In Anlehnung an die Gleichungen 2.31 und 2.32 werden die x- und y-Komponenten mit der Beugungsordnung multipliziert. Unter Berücksichtigung der Vektoraddition kann zudem die Wellenzahl k vernachlässigt werden, da alle

drei Richtungsvektoren um einen gleichen, konstanten Faktor in der Länge verändert werden. Somit ergeben sich die folgenden Vektoren:

$$\vec{N}_L = \begin{pmatrix} -2 \cdot m \cdot \lambda \cdot x \cdot r_1^{-2} \\ -2 \cdot m \cdot \lambda \cdot y \cdot r_1^{-2} \\ \sqrt{1 - (2 \cdot m \cdot \lambda \cdot x \cdot r_1^{-2})^2 - (2 \cdot m \cdot \lambda \cdot y \cdot r_1^{-2})^2} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

$$\vec{N}_G = \begin{pmatrix} m \cdot \lambda \cdot p_x^{-1} \\ m \cdot \lambda \cdot p_y^{-1} \\ \sqrt{1 - (m \cdot \lambda \cdot p_x^{-1})^2 - (m \cdot \lambda \cdot p_y^{-1})^2} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Diese haben aufgrund der Eikonalgleichung stets die Länge Eins, wodurch die x- und die y-Komponenten jeweils den Sinusterm der Ablenkungswinkel darstellen. Um den refraktiven Anteil hinzuzufügen, bietet sich jedoch die Tangensfunktion an. Daher werden die diffraktiven und refraktiven Vektoren jeweils bzgl. der z-Komponenten normiert, sodass $N_z = 1$. Diese werden nun gemäß $\sin(\alpha_2) = \sin(\alpha_{2,dif}) + \sin(\alpha_{2,ref})$ verrechnet und es folgt der Ausgangsvektor:

$$\vec{N} = \begin{pmatrix} \tan(\alpha_{2,x}) \\ \tan(\alpha_{2,y}) \\ 1 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

Die Eikonalgleichung beschreibt die erste Ableitung, die der Steigung des Phasenprofils und damit der Struktur an dem Punkt des Strahlaustritts entspricht und die Kenntnis der Strukturhöhe an Position (x,y) erfordert. Die maximale Strukturhöhe wiederum ist die Grundlage für die Berechnung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen. Somit erfüllen beide zentralen Zusammenhänge die Forderung, dass die Berechnung auf Basis einer messbaren Größe erfolgen soll. Dies lässt sich wie folgt formulieren (ohne Normierung):

$$N_x = \frac{m \cdot \lambda}{h_{max}} \cdot \frac{\partial h(x,y)}{\partial x}; \quad N_y = \frac{m \cdot \lambda}{h_{max}} \cdot \frac{\partial h(x,y)}{\partial y}; \quad N_z = \sqrt{1 - N_x^2 - N_y^2} \quad (4.6)$$

Zunächst wird somit die Richtung der Ablenkung und anschließend die Lage der Beugungsordnungen berechnet. Abschließend muss nun entschieden werden, in welche Beugungsordnung der Strahl abgelenkt wird.[Sch+15b] Hierzu werden die Beugungseffizienzen für alle benötigten Beugungsordnungen berechnet und anschließend dahingehend normiert, sodass gilt:

$$\sum_i \eta_i = 1 \quad (4.7)$$

Diese Normierung ist notwendig, da nicht alle unendlich vielen Beugungsordnungen betrachtet werden können. Somit kann ein Wert von exakt Eins nicht erreicht werden, der nur für alle unendlichen vielen Ordnungen gilt. Außerdem können numerische Ungenauigkeiten bei der Berechnung dazu führen, dass bei der Betrachtung aller Beugungsordnungen deren Summe einen Wert größer Eins aufweist. Anschließend wird eine Zufallszahl zwischen $[0; 1]$ erzeugt und die Beugungsordnung m derart bestimmt, sodass gilt:

$$\sum_i^m \eta_i \leq \text{Zufallszahl} < \sum_i^{m+1} \eta_i \quad (4.8)$$

Der Prozess ist schematisch in Abbildung 4.6 dargestellt. Über die Integration der einzelnen Strahlen wird damit aus einem eher unregelmäßigen Muster bei Betrachtung einzelner Strahlen die korrekte Lichtstärkeverteilung für hinreichend viele Strahlen. Dabei werden die gemessenen Höhenprofile auf doppelte Art und Weise berücksichtigt. Bei der Berechnung der Eikonalgleichung fließt die gemessene Breite direkt in die Simulation mit ein. Indirekt geht das Höhenprofil in die Berechnung ein, da dieses die Beugungseffizienzen beeinflusst. Daher werden diese für Sinus-, Fresnel- und Binärprofile analytisch berechnet, während für davon abweichende Profile, z.B. aufgrund von Fertigungsparametern, rigorose Verfahren benötigt werden.

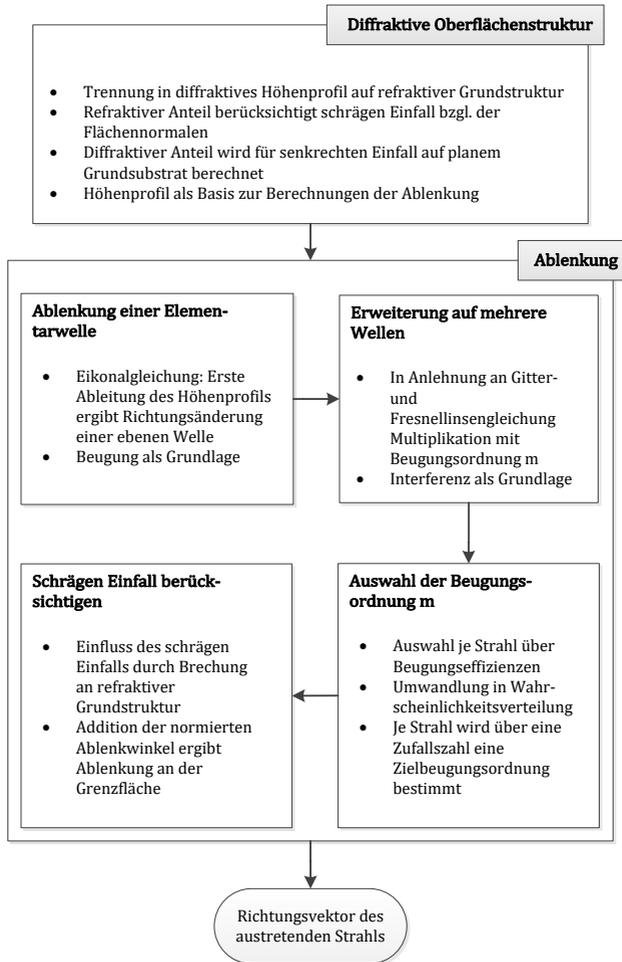


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung der Simulationemethodik bzgl. der Berechnung der Ablenkung durch diffraktive und refraktive Anteile zur Veranschaulichung der benötigten Schritte, um die Ablenkung durch Struktureinflüsse und schräg einfallende Strahlen hinreichend genau zu berechnen

Darüber hinaus ist festzuhalten, dass dieses Prinzip dem der zugrunde liegenden Simulationsmethodik entspricht, da die Intensitätsverteilung über eine Strahldichtefunktion realisiert ist, sodass bei einer höheren Intensität eine höhere Anzahl an Strahlen in den entsprechenden Bereich emittiert wird. Zusätzlich wird je Strahl nur eine Wellenlänge definiert, weshalb für die spektrale Simulation entsprechend mehr Strahlen simuliert werden müssen, damit die spektrale Verteilung am Detektor der Realität entspricht.

Dieser Ansatz wird in den nächsten beiden Abschnitten messtechnisch auf seine Anwendbarkeit bzgl. der Annahmen hin untersucht. Anhand der Messergebnisse wird gezeigt, dass der Aufbau und die Implementierung der Simulationsmethodik für die vorliegenden Näherungen und Randbedingungen den Anforderungen entsprechen und alle benötigten Beugungseffekte berücksichtigt werden.

4.4 Überprüfung der Simulationsmethodik

Zur Überprüfung der Simulationsmethodik und deren Implementierung wird untersucht, inwieweit Lage, Größe und Energieverteilung der einzelnen Beugungsordnungen in Theorie, Simulationen und Messungen übereinstimmen. Hierfür werden drei Laser mit den Wellenlängen $\lambda_1 = 445 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ und $\lambda_3 = 638 \text{ nm}$ verwendet, die eine geringe Divergenz von kleiner $0,1^\circ$ sowie dieselbe maximale Abweichung von der optischen Achse aufweisen. Der Strahldurchmesser von $d \approx 5 \text{ mm}$ ist nahezu konstant, wurde jedoch ebenso wie die Abweichung der Ausbreitung von der optischen Achse vor jeder Messung in unterschiedlichen Abständen im Intervall von $[0 \text{ m}; 2 \text{ m}]$ gemessen und entsprechend in der Auswertung der Messergebnisse berücksichtigt.

Für den Abgleich werden eine diffraktive Linse und zwei Gitter mit unterschiedlichen Gitterperioden und Höhenprofilen eingesetzt.

In Abbildung 4.7 sind die durchgeführten Messungen und deren Einordnung in den gesamten Zusammenhang grafisch dargestellt.

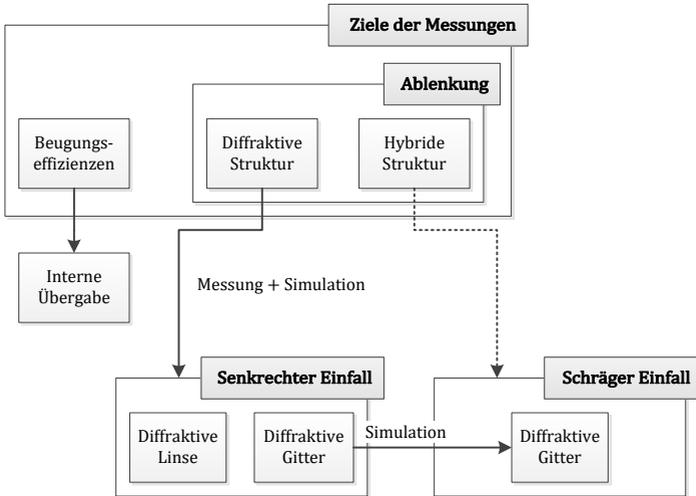


Abbildung 4.7: Zusammenhang der Messungen mit den verschiedenen Strukturen zur Überprüfung der Simulationsmethodik, indem der senkrechte Einfall auf eine diffraktive Linse sowie auf zwei diffraktive Gitter mitsamt zweier Gitterdrehungen messtechnisch und simulativ untersucht wird, sodass im Anschluss der schräge Einfall auf ein Gitter rein simulativ erfolgen kann

Um die Ablenkung durch diffraktive Strukturen bei gleichzeitig schiefem Auftreffen auf die Grenzfläche zu überprüfen, müssen die Ablenkung und die Verteilung für die Beugungsordnungen untersucht werden. Da die Beugungseffizienzen eingelesen werden, genügt die Überprüfung der internen Übergabe der Werte. Stimmen die detektierten mit den eingelesenen Werten überein, ist dieser Programmabschnitt somit korrekt.

Die Ablenkung durch die diffraktive Struktur wird nicht in einem Schritt untersucht. Die grundlegenden Untersuchungen zur Ablenkung durch diffraktive Elemente können für senkrechten Einfall erfolgen. Allerdings können im Scheinwerfer die einzelnen Strahlen unter nahezu beliebigen Winkeln auf die Oberfläche treffen, weshalb die Simulation auch für schrägen Einfall überprüft werden muss. Bei der Drehung vom Element zur Lichtquelle steigt die Messunsicherheit, da zum einen der Drehwinkel nicht exakt bestimmt und zum anderen der Bereich, in dem der Strahl auf das diffraktive Element trifft, nicht exakt gemessen werden kann.

Daher wird zunächst die Ablenkung einer planen, senkrecht auftretenden Welle durch eine diffraktiven Linse untersucht. Damit werden Beugungseffizienzen und wellenlängenabhängige Brennweiten bestimmt, die für die Korrektur ein wesentlicher Parameter sind. Da für eine diffraktive Linse die räumliche Verschiebung des Fokuspunktes bei schrägem Einfall nur sehr schwer bestimmbar ist, wird dies mittels diffraktiver Gitter untersucht. Zunächst müssen diese jedoch für eine ebene, senkrecht auftreffende Welle hinsichtlich der Ablenkungswinkel überprüft werden. Dazu werden die Gitter unter verschiedenen Gitterwinkeln untersucht. Denn neben der Lage der Beugungsordnungen muss durch die Drehung auch die geometrische Form des Bildes mit Theorie und Simulation übereinstimmen. Ist dies der Fall, kann die Simulation senkrechten Einfall hinreichend genau abbilden, da dies dann für Linsen und Gitter messtechnisch gezeigt wurde und zudem mit der Theorie übereinstimmt. In diesem Fall genügt eine Plausibilitätsprüfung für schrägen Einfall, indem die Simulation mit berechneten Werten verglichen wird.

Die Messergebnisse auf Basis der diffraktiven Linse gründen auf der studentischen Arbeit von Baumann [Bau16], die Messergebnisse auf Basis der diffraktiven Gitter auf der studentischen Arbeit von Hoffmann [Hof16]. Beide entstanden im Rahmen dieser Arbeit.

4.4.1 Ablenkung bei senkrechtem Einfall

Die Ablenkung bei senkrechtem Einfall wird zunächst anhand einer diffraktiven Linse untersucht. Diese besteht aus N-BK7 und hat eine maximale Profilhöhe von $h_{max} = 1,1 \mu\text{m}$ mit einer Periodenlänge von $r_1 = 971 \mu\text{m}$. Dies entspricht nach Gleichung 2.32 einer Designwellenlänge von $\lambda_0 \approx 570 \text{ nm}$ mit einer Brennweite gemäß Gleichung 2.30 von $f_0 \approx 827 \text{ mm}$ für die Designbeugungsordnung $m_0 = 1$. In Abbildung 4.8 ist der Ausschnitt aus dem theoretischen Höhenprofil der Linse im Gegensatz zum gemessenen Höhenprofil aus Abbildung 4.9 sowie in Abbildung 4.10 die diffraktive Struktur samt Träger schematisch dargestellt.

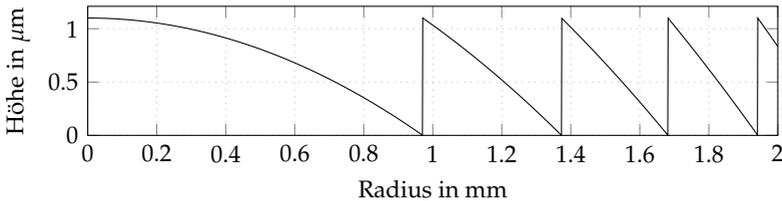


Abbildung 4.8: Ausschnitt aus dem Höhenprofil der Fresnellinse aus N-BK7 für $\lambda_0 = 570 \text{ nm}$ und mit der zugehörigen Wellenlänge von $f(\lambda_0) = 827 \text{ mm}$

Anhand der Messergebnisse ist erkennbar, dass die Oberfläche der Fresnelzonen sehr gleichmäßig verläuft, jedoch sowohl an der oberen als auch an der unteren Ecke leichte Abweichungen von der Idealform aufweist. Da diese Abweichungen jedoch nur in einem verhältnismäßig kleinen Bereich der Fresnelzonen auftreten, wird angenommen, dass die dadurch erzeugten Verschiebungen der Beugungseffizienzen vernachlässigt werden können. Dies muss nun zusätzlich anhand von Messungen überprüft werden, um die Korrektheit der Simulationsmethodik für den Spezialfall der automobilen Scheinwerfersimulation zu zeigen.

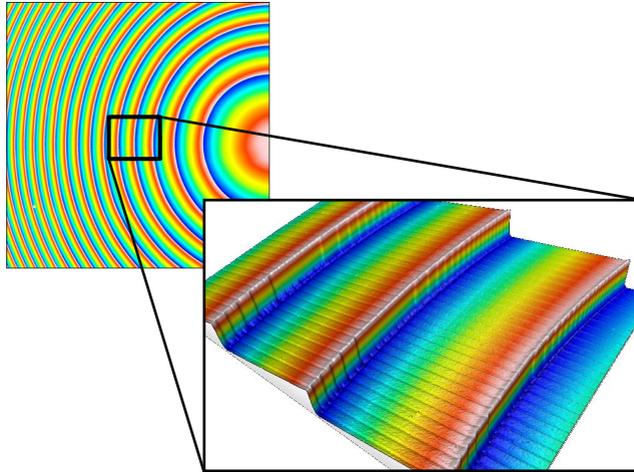


Abbildung 4.9: Ausschnitt des gemessenen Höhenprofils der diffraktiven Glaslinse aus N-BK7 mit einem Durchmesser von 25 mm, gemessen mit einem Konfokalmikroskop, wobei die Abweichung an den Ecken (weiß) von der Idealform deutlich wird

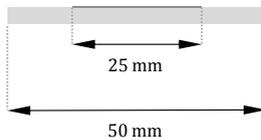


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung der diffraktiven Struktur als Glaslinse aus N-BK7 mit einem Durchmesser von 25 mm auf einem Glasträger mit einem Durchmesser von 50 mm

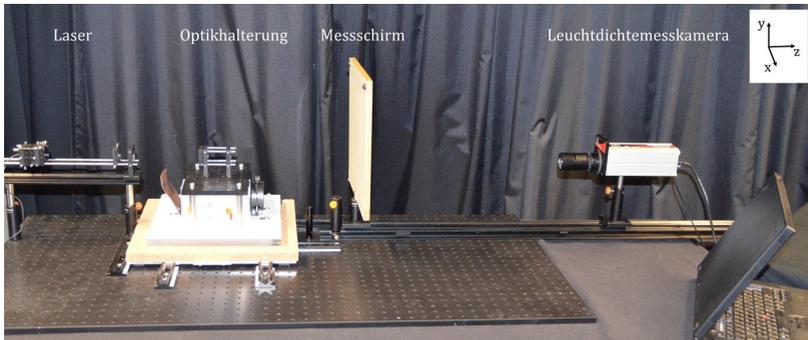


Abbildung 4.11: Realisierter Messstand zur Linsencharakterisierung inkl. der einzelnen Bestandteile Laser, Halterung der diffraktiven Optik sowie des transluzenten Messschirms, der in konstantem Abstand zu einer Leuchtdichtemesskamera aufgebaut ist, die beide auf einer Schiene mit Millimeterskala entlang der optischen Achse z verschiebbar sind

Der realisierte Messaufbau ist in Abbildung 4.11 und schematisch in Abbildung 4.12 veranschaulicht. Der Laserstrahl wird durch die Linse abgelenkt und in die einzelnen Beugungsordnungen aufgeteilt, wodurch unterschiedlich divergente Öffnungskegel entstehen, die unterschiedlich große Spots auf dem Messschirm erzeugen. Dieser wird für jede Messreihe im Intervall von $[500 \text{ mm}; 1300 \text{ mm}]$ in einem Abstand von jeweils 200 mm verschoben. Damit werden je Messreihe fünf Lichtverteilungen aufgenommen und erlauben so die Bestimmung der Lage der Beugungsordnungen sowie deren relative Beugungseffizienzen.

Dieser Aufbau wird in Simulationen abgebildet. Die zugehörigen berechneten Werte, die ideale Strukturen, Lichtquellen und Aufbauten voraussetzen, ergeben sich gemäß der Gleichungen 2.30, 2.31 und 2.34 und sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Tabelle 4.1: Berechnete Werte der Fokusslänge sowie der relativen Beugungseffizienzen für die diffraktive Linse aus N-BK7

λ	m	f_m	η_m
445 nm:	-2	-530 mm	6.357E-03
	-1	-1059 mm	1.307E-02
	0	∞	4.080E-02
	1	1059 mm	7.450E-01
	2	530 mm	1.434E-01
	3	353 mm	2.414E-02
	4	265 mm	9.551E-03
	5	212 mm	5.082E-03
532 nm:	-2	-443 mm	6.277E-03
	-1	-886 mm	1.292E-02
	0	∞	4.041E-02
	1	886 mm	7.544E-01
	2	443 mm	1.400E-01
	3	295 mm	2.370E-02
	4	222 mm	9.391E-03
	5	177 mm	5.000E-03
638 nm:	-2	-369 mm	6.197E-03
	-1	-739 mm	1.276E-02
	0	∞	4.000E-02
	1	739 mm	7.591E-01
	2	369 mm	1.368E-01
	3	246 mm	2.327E-02
	4	185 mm	9.231E-03
	5	148 mm	4.918E-03

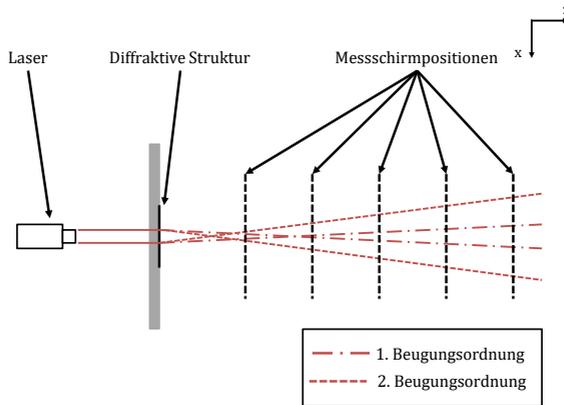


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Linsencharakterisierung inkl. der verschiedenen Positionen der Messschirme und der daraus resultierenden, beispielhaften Verläufe für zwei Beugungsordnungen entlang der optischen Achse z

Der Grenzwert der Beugungseffizienzverteilung ergibt $\sum_{m=-\infty}^{m=\infty} \eta_m = 1$. Da im Rahmen der Simulation jedoch jede berücksichtigte Beugungsordnung zu einer Erhöhung der benötigten Strahlanzahl führt, muss deren Anzahl auf einen endlichen Wert eingeschränkt werden. Aufgrund der niedrigen Beugungseffizienzen für höhere Ordnungen (alle Beugungsordnungen, die unterschiedlich zu der Designbeugungsordnung sind, stellen Streulicht dar) werden nur die Ordnungen $-5 \leq m \leq 5$ berücksichtigt. Daher muss die Summe aller Effizienzen der berücksichtigten Beugungsordnungen auf den Wert Eins normiert werden. Durch diesen Schritt kann nur durch Ungenauigkeiten aufgrund von Rundungen oder numerischen Abweichungen im Einzelfall gelten $\sum_{m=-5}^{m=5} \eta_m \neq 1$. Dies gilt im Grundsatz auch für die Analyse der Messergebnisse. Denn zum einen treffen nicht alle Beugungsordnungen vollständig auf den Messschirm, zum anderen können nicht alle

Beugungsordnungen im Detektorbild voneinander getrennt werden. Daher werden die Ergebnisse der Messungen ebenfalls nach dem bereits vorgestellten Prinzip normiert, weshalb stets relative Beugungseffizienzen angegeben werden.

In den Messungen wird der Spot auf dem Messschirm mit einem Objektiv, dessen Brennweite 25 mm beträgt, auf einen Kameradetektor abgebildet. Zum Einsatz kommt die Leuchtdichtemesskamera *LMK98-3* der Fa. *TECHNOTEAM*, da sich die Leuchtdichte bei diesem Aufbau direkt proportional zu Beleuchtungsstärkewerten verhält. Die Spotdurchmesser auf dem Messschirm können in Brennweiten umgerechnet werden, um diese mit den theoretisch zu erwartenden und den simulierten Werten zu vergleichen, da unterschiedliche Brennweiten unterschiedlich große Strahldurchmesser erzeugen.

Die Auswertung der Ergebnisse wird am Beispiel aus Abbildung 4.13 anhand eines Simulationsergebnisses erläutert. Jede Beugungsordnung erzeugt einen Spot, der symmetrisch um die optische Achse liegt. Dies führt zu einer treppenartigen Kurve des Leuchtdichteverlaufs, da sich die einzelnen Beugungsordnungen überlagern, was in Abbildung 4.14 dargestellt ist. Zur Bestimmung der Spotbreite wird daher die Halbwertsbreite des jeweiligen Anstiegs herangezogen. Daraus können Rechteckfunktionen gebildet werden, die die einzelnen Beugungsordnungen beschreiben.

Weil die Spots symmetrisch um die optische Achse liegen, können die beiden Werte der linken und rechten Halbwertsbreite addiert werden, um den Durchmesser zu erhalten. Dabei wurde berücksichtigt, dass das gemessene Signal über die Detektorgenauigkeit stets mit mehr als dem doppelten der höchsten Frequenz abgetastet wird.

Im Anschluss daran wird die Beugungseffizienz für die einzelnen Beugungsordnungen bestimmt. Anhand der dargestellten Rechteckfunktionen wird die relative Beugungseffizienz berechnet, indem die Fläche des Rechtecks deren Verhältnis zur gesamten Fläche aller Rechteckfunk-

tionen entspricht. Allerdings können nicht alle Beugungsordnungen zugewiesen werden, da Beugungsordnungen teils zu schwach sind, um von anderen getrennt zu werden bzw. einen größeren Durchmesser als der Detektor aufweisen und somit ebenfalls nicht bestimmbar sind. Auf diese Art können die Intensitätsverteilungen innerhalb der einzelnen Beugungsordnungen berechnet werden, obwohl das Detektorsignal ein prozessbedingtes Rauschen zeigt und dadurch die Messgenauigkeit verringert wird.

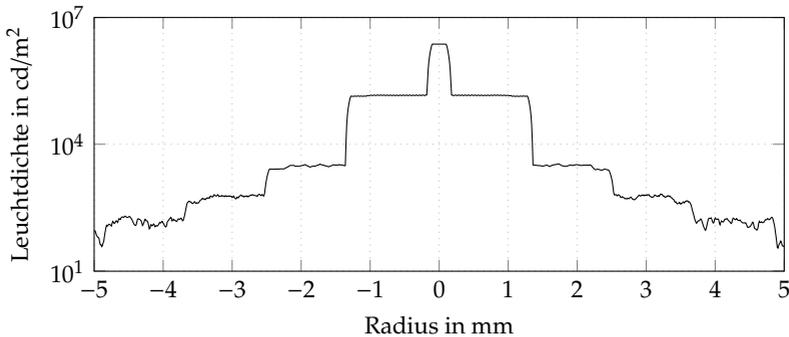


Abbildung 4.13: Beispiel eines Schnittbilds durch das Detektorbild der Simulation einer diffraktiven Linse mit $r_1 = 971 \mu\text{m}$, bei $\lambda = 445 \text{ nm}$ und einer Entfernung des Messschirms zur Linse von 500 mm

Die resultierenden Ergebnisse der Simulation sind in Tabelle 4.2 dargestellt. Hierfür werden aus den Spotdurchmessern die resultierenden Brennweiten für jeden Abstands des Messschirms zur Lichtaustrittsfläche der Optik berechnet und der Durchschnitt vermerkt. Da dies nicht die direkte Messgröße darstellt, ist die maximale Abweichung des Spots der entsprechenden Beugungsordnung gegenüber den berechneten Spotgrößen notiert.

Tabelle 4.2: Durchschnittliche Brennweite der Fokusslänge für die diffraktive Linse aus N-BK7, berechnet aus den Simulationsergebnissen, sowie die detektorbedingte Abweichung

λ	m	$\varnothing f_m$	$(d_{sim} - d_{the})_{max}$
445 nm:	-2	-530 mm	0,00 mm
	-1	-1067 mm	0,01 mm
	0	∞	0,00 mm
	1	1059 mm	0,01 mm
	2	530 mm	0,01 mm
	3	354 mm	0,01 mm
	4	265 mm	0,00 mm
	5	212 mm	0,00 mm
532 nm:	-1	-885 mm	0,01 mm
	0	∞	0,00 mm
	1	886 mm	0,01 mm
	2	443 mm	0,01 mm
	3	295 mm	0,01 mm
	4	221 mm	0,02 mm
	5	177 mm	0,00 mm
638 nm:	-1	-744 mm	0,02 mm
	0	∞	0,00 mm
	1	739 mm	0,01 mm
	2	369 mm	0,01 mm
	3	246 mm	0,02 mm
	4	185 mm	0,01 mm

Die Ergebnisse zeigen, dass die Simulationsergebnisse innerhalb der auflösungsbedingten, minimalen Messunsicherheit von 0,02 mm liegen, was in Abbildung 4.15 dargestellt ist.

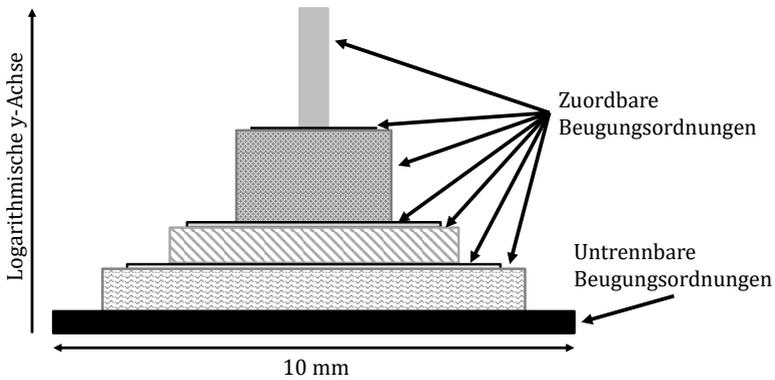


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung der Auswertung: Ergebnis nach der Auswertung des Detektorbildes sind Rechtecke, deren Breite die Spotbreite und deren Fläche deren Anteil an der Gesamtenergie innerhalb der Verteilung darstellen, wobei das unterste Rechteck alle nicht trennbaren Beugungsordnungen aufweist, deren Spots größtenteils breiter als die Detektorbreite sind

Daher kann an dieser Stelle auf eine weitere Diskussion der Messgenauigkeit bedingt durch Signalrauschen oder Ablesegenauigkeit verzichtet werden.

Zusätzlich werden in Tabelle 4.3 den eingelesenen, theoretischen Beugungseffizienzen η_{the} die aus der Simulation resultierenden, relativen Effizienzen η_{sim} gegenübergestellt, um zu zeigen, dass dieser Schritt in der Simulation korrekt durchgeführt wird. Die Abweichungen bei sehr kleinen Werten liegen an den geringen Lichtstärken der höheren Beugungsordnungen. Da sich diese mit den restlichen Ordnungen auf dem Detektor überlagern, ist deren Einfluss zwar in allen Bereichen vorhanden, jedoch aufgrund der geringen Intensität nur bei schwachen Intensitäten in Randbereichen erkennbar.

Tabelle 4.3: Gegenüberstellung der eingelesenen und resultierenden, relativen Beugungseffizienzen für die diffraktive Linse aus N-BK7

λ	m	η_{the}	η_{sim}
445 nm:	-2	6.327E-03	7.317E-03
	-1	1.302E-02	1.181E-02
	0	4.073E-02	3.986E-02
	1	7.604E-01	7.599E-01
	2	1.412E-01	1.411E-01
	3	2.389E-02	2.404E-02
	4	9.465E-03	9.657E-03
	5	5.039E-03	6.299E-03
532 nm:	-1	1.299E-03	1.511E-03
	0	4.837E-03	5.044E-03
	1	9.848E-01	9.844E-01
	2	6.543E-03	6.802E-03
	3	1.510E-03	1.566E-03
	4	6.540E-04	6.251E-04
	5	3.632E-04	3.411E-05
	638 nm:	-1	3.353E-03
0		1.514E-02	1.569E-02
1		9.679E-01	9.705E-01
2		9.688E-03	9.272E-03
3		2.684E-03	2.925E-03
4		1.236E-03	1.139E-03

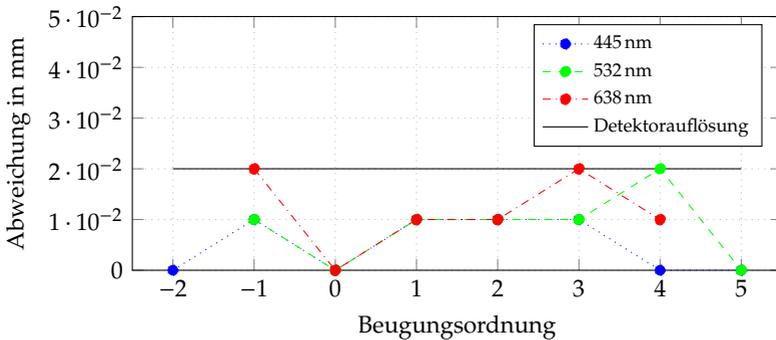


Abbildung 4.15: Vergleich der Genauigkeit der Linsensimulation für die drei dargestellten Wellenlängen mit der Detektorauflösung, indem die Abweichung der Ergebnisse zu den zugehörigen theoretisch erwarteten Werten über die einzelnen Beugungsordnungen in Kombination mit Kennlinie der Detektorgenaugkeit aufgetragen ist

Die Werte sind dabei auf Eins normiert, d.h. die Summe der dargestellten Beugungsordnungen ergeben den genannten Wert. Damit zeigt sich, dass die eingelesenen mit den resultierenden Werten übereinstimmen.

Abschließend wird nun untersucht, inwieweit sich dies auch messtechnisch bestätigen lässt. Die Messungen erfolgen anhand der bereits eingeführten Linse aus Abbildung 4.9 und 4.10 sowie mittels des Messstands aus Abbildung 4.11. Die Messergebnisse für die einzelnen Wellenlängen sind in Tabelle 4.4 dargestellt. Die Auflösung des Detektors in Kombination mit dem Abbildungsmaßstab des Objektivs und der zugehörigen konstanten Entfernung der Kamera zum Messschirm ergibt eine Pixelgröße von $63,2 \mu\text{m}$ auf dem Messschirm. Die Auflösung in der Simulation beträgt programmbedingt $10 \mu\text{m}$ je Pixel, was somit genau genug ist, um diese mit den Messungen abzugleichen. Aufgeführt sind nur diejenigen Beugungsordnungen, die sich aus den Messdaten zweifelsfrei extrahieren lassen. Durch Abweichungen

Tabelle 4.4: Gegenüberstellung der gemessen und simulierten Werte für die diffraktive Linse aus N-BK7 sowie der relativen Beugungseffizienzen

λ	m	f_{mes}	f_{sim}	η_{mes}	η_{sim}
445 nm:	0	6672 mm \pm 90 mm	∞	1 %	4 %
	1	1101 mm \pm 43 mm	1059 mm	87 %	81 %
	2	547 mm \pm 22 mm	530 mm	12 %	15 %
532 nm:	1	835 mm \pm 51 mm	886 mm	100 %	100 %
638 nm:	0	41 830 mm \pm 1460 mm	∞	1 %	2 %
	1	756 mm \pm 33 mm	739 mm	99 %	98 %

der Oberflächenstruktur sowie Einflüssen der restlichen Bauteile im Versuchsaufbau und deren Positionierung erhöht sich der Rauschanteil deutlich, wodurch nicht mehr alle Beugungsordnungen voneinander getrennt werden können. Dies ergibt zudem eine schwer zu beziffernde Unsicherheit bei der Bestimmung der Beugungseffizienzen, die zudem von der Profilform der diffraktiven Linse abhängen.

In Abbildung 4.16 ist beispielhaft das Leuchtdichtebild dargestellt, das im Abstand des Messschirms zur diffraktiven Linse von $d = 500$ mm und bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 445$ nm aufgenommen wurde. Der Querschnitt durch den Spot ist in Abbildung 4.17 abgebildet.

Daran werden zwei Aspekte deutlich. Zum einen lassen sich die einzelnen Beugungsordnungen sowohl im Leuchtdichtebild als auch in der zugehörigen Schnittkurve gut erkennen. Zum anderen ergeben sich aufgrund der Profilform je nach Auswertungsansatz leicht unterschiedliche Spotbreiten, da sich zwar Beugungsordnungen als solche erkennen lassen, jedoch deren Abgrenzungen zueinander unscharf sind.

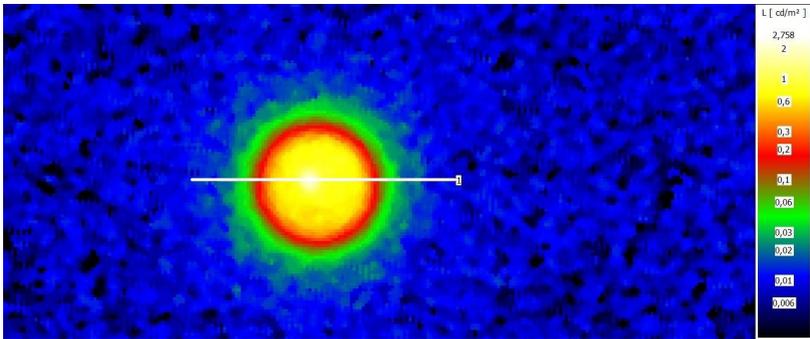


Abbildung 4.16: Gemessenes Leuchtdichtebild im Abstand des Messschirms zur diffraktiven Linse von $d = 500$ mm bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 445$ nm mit eingezeichnetem Schnittverlauf

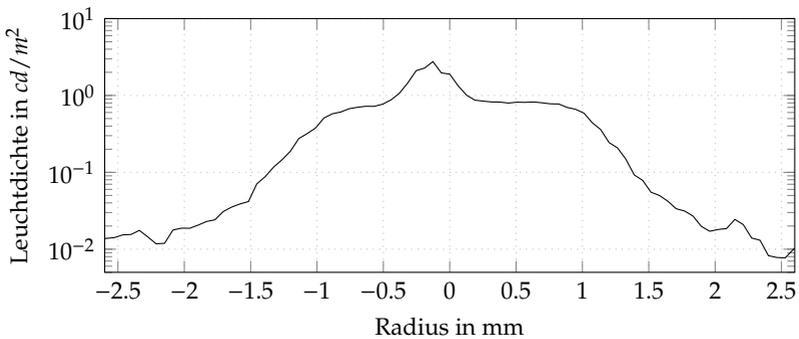


Abbildung 4.17: Schnittkurve durch das Leuchtdichtebild der diffraktiven Linse im Abstand zum Messschirm von $d = 500$ mm bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 445$ nm

Daher sind die angegebenen Unsicherheiten die minimal vorhandenen. Diese beschreiben die wertmäßig abschätzbaren Einflüsse, die die Genauigkeit von Messmitteln sowie die Detektorgenauigkeit und Umrechnungsfaktoren beinhalten. Die Ungenauigkeiten z.B. aufgrund der verschwommenen Übergänge zwischen den Beugungsordnungen oder auch die aufgrund von Streulicht sind zwar vorhanden, können aber nicht mit Werten versehen werden, weshalb die tatsächliche Messunsicherheit höher liegt als die angegebene. Die Ergebnisse zeigen, dass die Messwerte dennoch mit denen der Simulationen übereinstimmen, da alle Werte innerhalb der minimalen Messunsicherheiten liegen.

Dies ist in doppelter Hinsicht wichtig. Denn daraus wird ersichtlich, dass die Simulationsergebnisse für senkrechten Einfall mit den berechneten Werten bzgl. der Beugungseffizienzen und Lage der Beugungsordnungen und den Messwerten im Rahmen der Mess- und Auswerteunsicherheiten übereinstimmen. Parallel dazu dient die diffraktive Linse als Master für die Abformung diffraktiver und Hybridoptiken, die im nachfolgenden Kapitel thematisiert werden. Abschließend werden in den folgenden Abschnitten weitere Messungen anhand diffraktiver Gitter durchgeführt, um abschließend schrägen Einfall zu untersuchen.

4.4.2 Ablenkung bei schrägem Einfall

Nachdem die Messungen anhand der diffraktiven Linse die Schlussfolgerung zulassen, dass die Simulation für senkrechten Einfall und diffraktive Linsen korrekt ist, wird im nachfolgenden Abschnitt die Ablenkung von schrägem Einfall untersucht. Dies ist für diffraktive Linsen im Rahmen der Messunsicherheiten messtechnisch schwierig umsetzbar, da die Gitterperioden zum Rand hin abnehmen und somit die Bestimmung der von der Welle durchlaufenen Perioden erforderlich, jedoch nicht genau bestimmbar ist. Dem gegenüber bieten

diffraktive Gitter konstante Perioden und können als zylindrische Fresnellinsen angenommen und im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden, weshalb diese nach der beschriebenen Methodik aus Abschnitt 4.4.1 simuliert und vermessen werden. Daher wird zunächst gezeigt, dass die Simulation bei senkrechtem Einfall mit der Theorie und den Messungen übereinstimmt. Anschließend erfolgt die eigentliche Untersuchung für schrägen Einfall.

Die Wahl eines Gitters als Struktur verfolgt dabei mehrere Ziele. Zum einen können die Werte anhand bestehender Gleichungen überprüft werden. Darüber hinaus werden derartige Elemente im Rahmen dieser Arbeit in Form eines Gitterzellenarrays verwendet. Um die Gittersimulation zu untersuchen, werden zunächst die Ablenkungen bei senkrechtem Einfall für zwei verschiedene Gitter betrachtet. Die Gitterprofile werden dabei senkrecht zur x -Achse sowie dazu um $+45^\circ$ und -45° um die z -Achse gedreht betrachtet, siehe Abbildung 4.18. Damit wird untersucht, ob sich der Mittelpunkt des Spots räumlich auf der korrekten Kreisbahn bewegt und inwieweit die Ablenkwinkel des jeweiligen Gitters übereinstimmen.

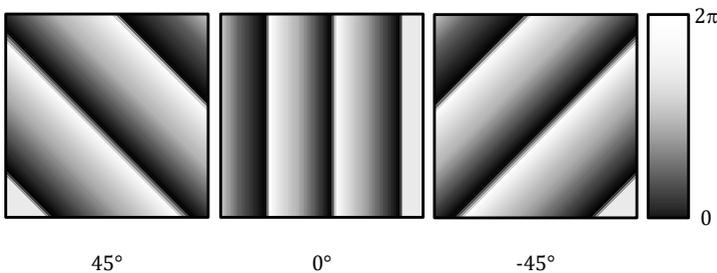


Abbildung 4.18: Schematische Darstellung der Rotation der Gitterstruktur um die z -Achse in den Simulationen und den Messungen, dargestellt als ideales Phasenprofil

Es stehen zwei Gitter zur Verfügung, deren Strukturen 600 p/mm bzw. 1200 p/mm betragen. Aufgrund der fehlenden Kenntnis der Oberflächenstrukturierungen sind die absoluten Beugungseffizienzen unbekannt, weswegen diese in der Simulation entsprechend der Messergebnisse über die Diskretisierung eines Fresnelprofils angenähert werden. Deren Höhenprofil ist für die Bewertung der Ablenkung an diffraktiven Gittern nicht von Bedeutung, da zum einen die Beugungseffizienzen eingelesen werden. Zum anderen hängt die Ablenkung nur von der Periode ab. In Anlehnung an den vorherigen Abschnitt wird die Lage und Größe der einzelnen Beugungsordnungen mit Messungen abgeglichen. Während die Vergleichsgrößen bei der Auswertung der Ablenkung durch die diffraktive Linse die Brennweiten der jeweiligen Beugungsordnungen sind, sind dies bei Gittern deren Ablenkwinkel. Daher werden im Folgenden die Winkel verglichen, die die Lage der Mittelpunkte der Beugungsordnungen bzgl. der nullten Beugungsordnung beschreiben.

Der Aufbau ist bis auf die Entfernung des Messschirms zur diffraktiven Optik mit dem der diffraktiven Linse aus Abbildung 4.11 identisch und in Abbildung 4.19 für die Betrachtung der Gitter schematisch dargestellt. Einziger Unterschied ist, dass der Messschirm nacheinander in einer Entfernung von 18 mm und 65 mm zum Gitter positioniert wird. Der Anteil der Gitterperiode innerhalb der ersten Ableitung des Phasenprofils wird dabei in x- und y-Komponente aufgeteilt und mit der Drehung der Gitterstruktur verrechnet. Da sich die Beugungsordnungen gut separieren lassen, müssen diese nicht wie bei diffraktiven Linsen nachverfolgt werden, um die einzelnen Beugungsordnungen bestimmen zu können. Daher genügt die Betrachtung zweier Messschirmpositionen, da dadurch im Gegensatz zu einer Position die Messgenauigkeit erhöht wird. Der Vergleich der Simulation mit der Theorie ergibt die in den Tabellen 4.5 bis 4.8 dargestellten Werte. In Abbildung 4.20 ist ein Schnitt durch den Detektor aufgetragen.

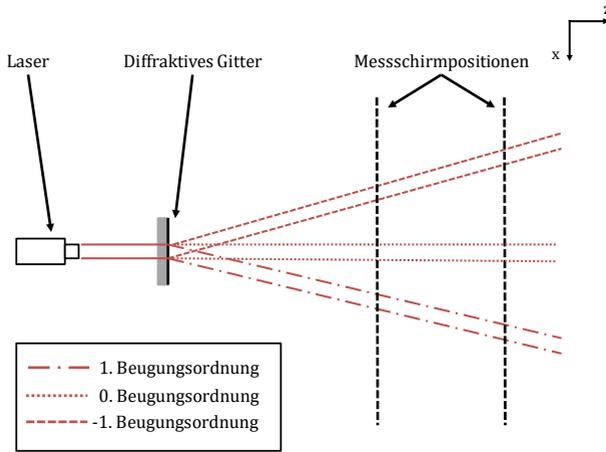


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung des Aufbaus der Simulation eines diffraktiven Gitters entlang der optischen Achse z

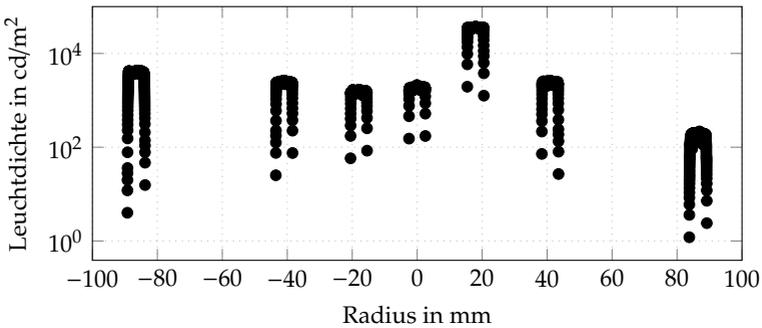


Abbildung 4.20: Beispiel eines Bildschnitts durch das Detektorbild der Simulation eines Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$, bei $\lambda = 445 \text{ nm}$ und in einer Entfernung von 65 mm zur Optik

Tabelle 4.5: Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ und den zugehörigen, berechneten Ablenkwinkeln $\alpha_{2,the}$ – alle Werte in Grad

λ	m	$\alpha_{2,the}$	$\gamma = 0^\circ$	$\gamma = 45^\circ$	$\gamma = 315^\circ$	$\Delta\alpha_{2,max}$
445 nm:	-3	-53,07	-53,08	-53,07	-53,07	0,03
	-2	-32,20	-32,21	-32,21	-32,21	0,03
	-1	-15,45	-15,46	-15,45	-15,45	0,03
	0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03
	1	15,45	15,46	15,45	15,45	0,03
	2	32,20	32,21	32,21	32,21	0,03
	3	53,07	53,07	53,07	53,07	0,03
532 nm:	-2	-39,58	-39,59	-39,58	-39,58	0,03
	-1	-18,58	-18,60	-18,58	-18,58	0,03
	0	0,00	0,00	0,00	0,04	0,03
	1	18,58	18,58	18,58	18,58	0,03
	2	39,58	39,58	39,58	39,58	0,03
638 nm:	-2	-49,82	-49,83	-49,84	-49,83	0,03
	-1	-22,46	-22,45	-22,47	-22,47	0,03
	0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03
	1	22,46	22,45	22,47	22,47	0,03
	2	49,82	49,82	49,83	49,83	0,03

Vor dem Hintergrund der Auflösung des Detektors ergibt sich eine Detektorgenauigkeit der Simulation von $\Delta\alpha \approx 0,03^\circ$, welche aufgrund der Rundung auf die zweite Nachkommastelle in Kombination mit dem Diagonalschnitt (bei Drehung um 45°) durch das rechteckige Pixel vorliegt. Die Ergebnisse zeigen, dass die Werte innerhalb der Messgenauigkeit aufgrund der Detektorauflösung übereinstimmen. Auch die Gittergrößen auf dem Detektor stimmen mit der Ausgangsgeometrie

Tabelle 4.6: Gegenüberstellung der Simulation des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ und den zugehörigen, berechneten Ablenkwinkeln – alle Werte in Grad

λ	m	$\alpha_{2,the}$	$\gamma = 0^\circ$	$\gamma = 45^\circ$	$\gamma = 315^\circ$	$\Delta\alpha_{2,max}$
445 nm:	-1	-32,29	-32,29	-32,27	-32,30	0,03
	0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03
	1	32,29	32,29	32,30	32,30	0,03
532 nm:	-1	-39,69	-39,69	-39,70	-39,70	0,03
	0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03
	1	39,69	39,69	39,68	39,70	0,03
638 nm:	-1	-49,99	-49,99	-49,99	-49,99	0,03
	0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,03
	1	49,99	49,99	49,99	49,99	0,03

des Strahls überein, da sich deren Abmaße nicht verändern. Damit wird gezeigt, dass sowohl die Simulation von Gitterelementen inkl. Strukturrotation erfolgreich ist als auch dass die eingelesenen mit den resultierenden Beugungseffizienzen übereinstimmen.

Um diese Aussage zu bestätigen, wird die Ablenkung durch die beiden genutzten Gitter entsprechend des dargestellten Aufbaus gemessen. Die Größe eines Kamerapixels entspricht ebenso wie bei der Vermessung der diffraktiven Linse einer Pixelgröße von $63,2 \mu\text{m}$ auf dem Messschirm. In Abbildung 4.21 und 4.22 sind ein aufgenommenes Leuchtdichtebild samt der zugehörigen Schnittkurve für die Messung bei $\lambda = 638 \text{ nm}$ und dem Gitter mit einer Periodenbreite von $p = 1,67 \mu\text{m}$ sowie der Entfernung des Messschirms zur Optik von 18 mm dargestellt. Demgegenüber sind in Abbildung 4.23 und 4.24 dieselben Zusammenhänge für das Gitter mit der Periodenbreite von $p = 0,83 \mu\text{m}$ und einem Abstand zwischen Gitter und Messschirm von 65 mm veranschaulicht.

Tabelle 4.7: Gegenüberstellung der relativen Beugungseffizienzen der Simulation des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ und den zugehörigen, berechneten Beugungseffizienzen

λ	m	η_{the}	η_{sim}
445 nm:	-3	8.308E-02	8.291E-02
	-2	4.861E-02	4.929E-02
	-1	3.087E-02	3.117E-02
	0	3.763E-02	3.794E-02
	1	7.478E-01	7.460E-01
	2	4.861E-02	4.924E-02
	3	3.430E-03	3.477E-03
532 nm:	-2	8.817E-04	8.881E-04
	-1	7.933E-04	8.403E-04
	0	1.382E-03	1.555E-03
	1	9.961E-01	9.958E-01
	2	8.401E-04	8.401E-04
638 nm:	-2	9.795E-03	9.715E-03
	-1	1.215E-02	1.204E-02
	0	3.278E-02	3.240E-02
	1	9.359E-01	9.361E-01
	2	9.352E-03	9.714E-03

Es ist erkennbar, dass die einzelnen Beugungsordnungen im Gegensatz zu den Ergebnissen des vorherigen Abschnitts einfacher voneinander getrennt werden können.

Die Ergebnisse aus den Tabellen 4.9 bis 4.11 und 4.12 bis 4.14 zeigen zudem, dass die Messungen die Simulationsergebnisse im Rahmen der maximalen Messgenauigkeit bestätigen. Dabei werden die Verteilungen an dem Mittelpunkt der nullten Beugungsordnungen zentriert.

Tabelle 4.8: Gegenüberstellung der relativen Beugungseffizienzen der Simulation des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ und den zugehörigen, berechneten Beugungseffizienzen

λ	m	η_{the}	η_{sim}
445 nm:	-1	4.770E-01	4.767E-01
	0	4.610E-02	4.644E-02
	1	4.770E-01	4.769E-01
532 nm:	-1	4.993E-01	4.992E-01
	0	1.479E-03	1.560E-03
	1	4.993E-01	4.993E-01
638 nm:	-1	4.833E-01	4.834E-01
	0	3.342E-02	3.302E-02
	1	4.833E-01	4.835E-01

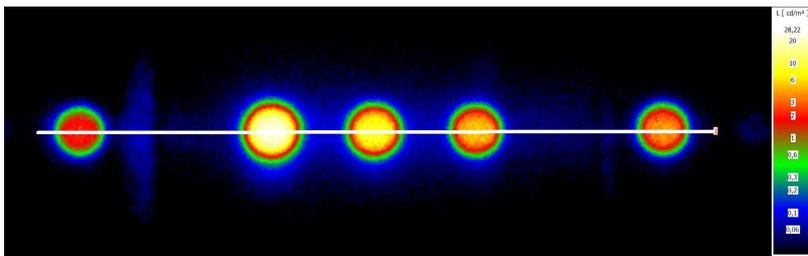


Abbildung 4.21: Gemessenes Leuchtdichtebild des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ im Abstand des Messschirms zur diffraktiven Linse von $d = 18 \text{ mm}$ bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 638 \text{ nm}$ mit eingezeichnetem Schnittverlauf

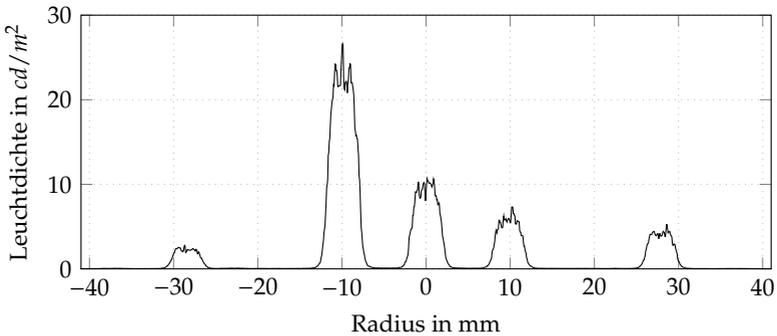


Abbildung 4.22: Schnittkurve durch das Leuchtdichtebild des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ im Abstand zum Messschirm von $d = 18 \text{ mm}$ bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 638 \text{ nm}$

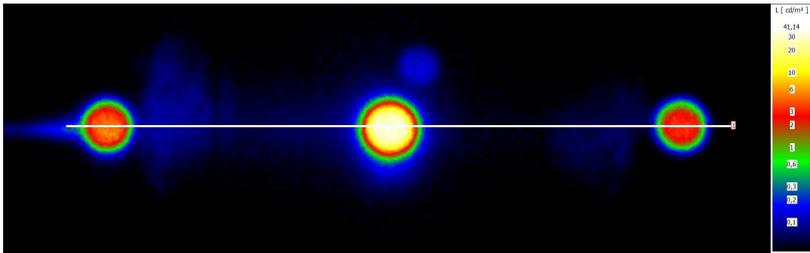


Abbildung 4.23: Gemessenes Leuchtdichtebild des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ im Abstand des Messschirms zur diffraktiven Linse von $d = 65 \text{ mm}$ bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 638 \text{ nm}$ mit eingezeichnetem Schnittverlauf

Die Messungen zeigen damit, dass die Simulationen diffraktiver Linsen und Gitter unter den genannten Bedingungen mit den Messwerten sowie den theoretisch vorhergesagten Werten übereinstimmen.

In einem letzten Schritt kann nun untersucht werden, inwieweit die Simulation von schrägem Strahleinfall auf diffraktive Elemente das reale Verhalten abbildet.

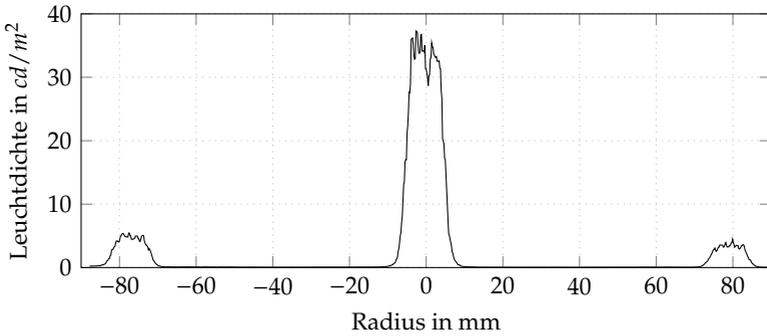


Abbildung 4.24: Schnittkurve durch das Leuchtdichtebild des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ im Abstand zum Messschirm von $d = 65 \text{ mm}$ bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 638 \text{ nm}$

Tabelle 4.9: Messergebnisse im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ und $\lambda = 445 \text{ nm}$ – alle Werte in Grad

m	$\gamma = 0^\circ$		$\gamma = 45^\circ$		$\gamma = 315^\circ$		$\Delta\alpha_{2,mess,min}$
	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	
-3	-53,08	-53,25	-53,07	-51,03	-53,07	-50,89	$\pm 3,3$
-2	-32,21	-32,66	-32,21	-30,54	-32,21	-31,21	$\pm 2,7$
-1	-15,46	-15,99	-15,45	-16,00	-15,45	-15,55	$\pm 0,36$
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
1	15,46	15,21	15,45	15,45	15,45	15,59	$\pm 0,56$
2	32,21	32,26	32,21	32,39	32,21	32,10	$\pm 0,88$
3	53,07	53,69	53,07	53,57	53,07	52,55	$\pm 0,88$

Tabelle 4.10: Messergebnisse im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ und $\lambda = 532 \text{ nm}$ – alle Werte in Grad

m	$\gamma = 0^\circ$		$\gamma = 45^\circ$		$\gamma = 315^\circ$		$\Delta\alpha_{2,mess,min}$
	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	
-2	-39,59	-39,67	-39,58	-40,57	-39,58	-40,53	$\pm 2,9$
-1	-18,58	-18,81	-18,58	-18,45	-18,58	-18,34	$\pm 0,45$
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
1	18,58	18,34	18,58	18,89	18,58	18,73	$\pm 0,63$
2	39,58	39,69	39,58	39,91	39,58	39,97	$\pm 0,93$

Tabelle 4.11: Messergebnisse im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$ und $\lambda = 638 \text{ nm}$ – alle Werte in Grad

m	$\gamma = 0^\circ$		$\gamma = 45^\circ$		$\gamma = 315^\circ$		$\Delta\alpha_{2,mess,min}$
	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	
-2	-49,83	-49,93	-49,83	-48,79	-49,83	-48,50	$\pm 3,0$
-1	-22,46	-21,53	-22,47	-21,30	-22,47	-21,78	$\pm 1,9$
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
1	22,46	21,58	22,47	21,82	22,47	21,90	$\pm 0,68$
2	49,82	50,20	49,83	50,42	49,83	49,42	$\pm 0,90$

Tabelle 4.12: Messergebnisse im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ und $\lambda = 445 \text{ nm}$ – alle Werte in Grad

m	$\gamma = 0^\circ$		$\gamma = 45^\circ$		$\gamma = 315^\circ$		$\Delta\alpha_{2,mess,min}$
	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	
-1	-32,29	-32,42	-32,27	-32,22	-32,30	-31,98	$\pm 2,4$
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
1	32,29	32,58	32,30	32,84	32,30	32,13	$\pm 0,88$

Tabelle 4.13: Messergebnisse im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ und $\lambda = 532 \text{ nm}$ – alle Werte in Grad

m	$\gamma = 0^\circ$		$\gamma = 45^\circ$		$\gamma = 315^\circ$		$\Delta\alpha_{2,mess,min}$
	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	
-1	-39,69	-39,68	-39,70	-38,18	-39,69	-38,34	$\pm 2,8$
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
1	39,69	39,78	39,70	39,77	39,69	39,69	$\pm 0,93$

Tabelle 4.14: Messergebnisse im Vergleich mit den Simulationsergebnissen des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$ und $\lambda = 638 \text{ nm}$ – alle Werte in Grad

m	$\gamma = 0^\circ$		$\gamma = 45^\circ$		$\gamma = 315^\circ$		$\Delta\alpha_{2,mess,min}$
	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	Sim.	Mess.	
-1	-49,99	-49,80	-49,99	-48,54	-49,99	-47,99	$\pm 3,0$
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0
1	49,99	48,80	49,99	48,96	49,99	49,31	$\pm 0,90$

Da die Simulation für senkrechten Einfall in allen untersuchten Szenarien mit der Theorie übereinstimmt und dies auch messtechnisch bestätigt wurde, wird hierfür auf Messungen verzichtet, da bedingt durch die Positionierung der einzelnen Elemente zueinander mit einer hohen Messunsicherheit gerechnet wird. Die nachfolgende Untersuchung ist damit eine Plausibilitätsprüfung, inwieweit die Simulation auch für diesen Zusammenhang die anhand Gleichung 2.24 berechneten Lagen der Beugungsordnungen abbildet.

Der schematische Simulationsaufbau ist in Abbildung 4.25 dargestellt und die zugehörigen Ergebnisse sind in Tabelle 4.15 zusammengefasst. Um mehr Beugungsordnungen erkennen zu können, wird die Periode im Vergleich zu den vorherigen Gittern vergrößert. Zudem wird mit $\alpha_1 = -15^\circ$ ein Einfallswinkel gewählt, für den keine nume-

rischen Einflüsse erwartet werden, wie sie z.B. für einen Winkel von 45° erwartet werden können, da die Steigung der Tangensfunktion in diesem Bereich sehr niedrig ist. Demgegenüber wurde ein Bereich mit deutlich höherer Steigung gewählt. Der Vergleich der berechneten ($\alpha_{2,the}$) und der simulierten ($\alpha_{2,mes}$) Ergebnisse zeigt, dass diese Werte im Rahmen der Detektorgenauigkeit übereinstimmen. Dies bedeutet, dass die Simulation für schrägen Einfall auf Basis einer Trennung der Ablenkung in einen refraktiven und einen diffraktiven Anteil sowie deren Implementierung für diesen Fall korrekt ist. Daher kann in Kombination mit den vorherigen Ergebnissen gefolgert werden, dass die Simulationstechnik für die Anforderungen eine hinreichend genaue und damit die gesuchte Lösung darstellt, um diffraktive Linsen und Gitter im Rahmen dieser Arbeit simulativ untersuchen zu können.

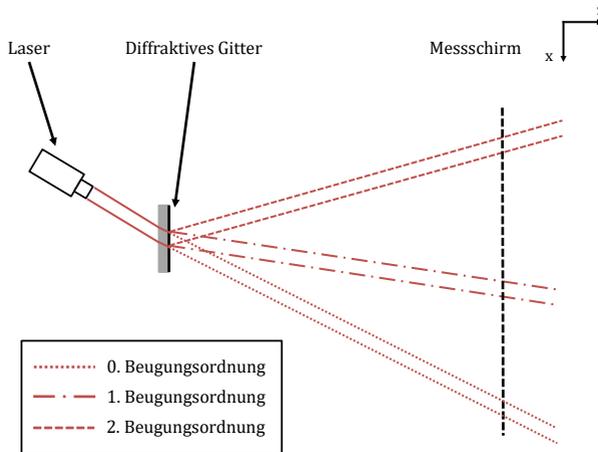


Abbildung 4.25: Schematische Darstellung des Aufbaus der Simulation eines diffraktiven Gitters und schrägem Einfall auf das Gitter entlang der optischen Achse z

Tabelle 4.15: Gegenüberstellung der Simulation des Gitters mit $p = 3 \mu\text{m}$ unter einem Einfallswinkel von $\alpha_1 = -15^\circ$ und den zugehörigen, berechneten Ablenkwinkeln – alle Werte in Grad

λ	m	$\alpha_{2,the}$	$\alpha_{2,mes}$	$\Delta\alpha_{2,max}$
445 nm:	-3	-44,73	-44,74	0,02
	-2	-33,74	-33,74	0,02
	-1	-24,03	-24,03	0,02
	0	-15,00	-15,00	0,02
	1	-6,35	-6,36	0,02
	2	2,17	2,18	0,02
	3	10,73	10,72	0,02
532 nm:	-3	-52,26	-52,26	0,02
	-2	-37,84	-37,84	0,02
	-1	-25,86	-25,86	0,02
	0	-15,00	-15,02	0,02
	1	-4,67	-4,67	0,02
	2	5,50	5,50	0,02
	3	15,85	15,85	0,02
638 nm:	-2	-43,17	-43,17	0,02
	-1	-28,13	-28,13	0,02
	0	-15,00	-14,99	0,02
	1	-2,64	-2,64	0,02
	2	9,59	9,59	0,02

4.5 Zwischenfazit

Anhand der Messergebnisse wird gezeigt, dass das Ziel erreicht wurde, eine Simulationsmethodik zu entwickeln, die es erlaubt, wellenoptische Elemente innerhalb einer bestehender Simulationsumgebungen auf Basis von Ray-Tracing zu simulieren. Hierzu dient das Höhenprofil als eine direkt messbare Größe als Grundlage, sodass auch messtechnisch charakterisierte Oberflächen simuliert werden können. In diesem Fall müssen lediglich mittels herkömmlicher rigoroser Berechnungsmethodiken die entsprechenden Beugungseffizienzen bestimmt werden. Da diese eingelesen werden, erspart dies viel Rechenaufwand innerhalb der Simulation und schafft zudem einen großen Freiheitsgrad bzgl. der verwendbaren Strukturen. Die Berechnung der Ablenkung unterteilt sich in die am Höhenprofil der Optik sowie die anschließende Ablenkung in die jeweilige Beugungsordnung.

Messungen anhand diffraktiver Linsen und diffraktiver Gitter bestätigen den zugrunde liegenden Algorithmus, sodass zumindest für diese Elemente davon ausgegangen werden kann, dass die Simulationsergebnisse die Realität unter den vorliegenden Randbedingungen hinreichend genau beschreiben.

Im Folgenden können nun anhand der Simulation Scheinwerferlichtverteilungen erstellt und beurteilt werden. Auf diese Art und Weise werden die Ansätze zur Achromatisierung und Athermalisierung sowie die Betrachtung von Gitterzellenarrays untersucht.

Kapitel 5

Achromatisierung einer Abblendlichtverteilung

Nach der erfolgreichen Implementierung mit anschließender messtechnischer Überprüfung der Simulationsmethodik kann darauf aufbauend die funktionelle Integration diffraktiver Optiken erfolgen. Das primäre Ziel dieser Arbeit ist die Auslegung und simulative Überprüfung einer achromatisierten und athermalisierten Abblendlichtverteilung mittels diffraktiver und refraktiver Linsen. Um dieses Ziel zu erreichen, wird deren Realisierung in zwei Schritte aufgeteilt. Zunächst wird in diesem Kapitel die Achromatisierung einer Lichtstärkeverteilung mit einer Hybridlinse simulativ und messtechnisch untersucht. Damit kann zum einen die Simulationsmethodik aus dem vorherigen Kapitel abschließend untersucht werden, zum anderen liefert dieser Schritt die unter diesen Umständen maximal mögliche Achromatisierung. Denn im nachfolgenden Schritt der zusätzlichen Athermalisierung wird ein zusätzliches Element benötigt, sodass durch eine weitere refraktive Fläche auch die chromatische Abhängigkeit der Linse steigt.

5.1 Optimierungsansätze zur Achromatisierung

Die Erzeugung einer achromatisierten Lichtverteilung kann auf zwei Arten erfolgen. Entweder durch den Einsatz einer achromatisierten,

diffraktiven Linse, wobei deren Struktur auf einer Seite einer planparallelen Platte aufgebracht ist. Oder indem die diffraktive Struktur die chromatischen Abbildungsfehler einer refraktiven Linse korrigiert, wobei die Struktur auf einer der beiden Linsenoberflächen realisiert wird.

Daher wird in einem ersten Schritt der Einsatz von Multiorderlinsen darauf hin untersucht, inwieweit sich damit achromatisierte Lichtverteilungen realisieren lassen. Anschließend wird ein neuer Berechnungsansatz bzgl. der Abbezahlen vorgestellt. Dieser soll die Abbezahlen als maßgebliche Größe für die Auslegung der Linsenbrechkkräfte dem Spektrum anpassen und so die Korrektur maximieren.

5.1.1 Diffraktive Multiorderlinsen

Der Einsatz achromatisierter diffraktiver Linsen gemäß Kapitel 2.3.3 ermöglicht eine achromatisierte Abbildung ohne refraktives Element. Dies bietet den Vorteil, dass nur ein Element genutzt werden muss (Platzersparnis und weniger Materialverbrauch samt geringeren Zykluszeiten bei der Herstellung). Dabei sind zwei Aspekte entscheidend, die im Folgenden untersucht werden. Zum einen muss der Grad der Achromatisierung so hoch sein, dass der zu erwartende Farbsaum der diffraktiven Linse geringer ist als der vergleichbarer, refraktiver Systeme. Zum anderen muss die Abbildungsqualität der HDG mindestens so gut wie die auf Basis herkömmlicher Asphären sein. Die Ergebnisse basieren dabei auf der Simulation des Systems aus Kapitel 2.4, wobei jeweils die abbildende Linse ersetzt bzw. modifiziert wird. Die Simulationsparameter inkl. Spektrum und Beugungseffizienzverteilung sind in Anhang B dargestellt.

In Abbildung 5.1 ist die Verteilung der Beugungseffizienzen für die verwendete, diffraktive Multiorderlinse dargestellt. Die Designbeugungsordnung ist $m_0 = 10$, wodurch gemäß Gleichung 2.31 die Brennweitenunterschiede der unterschiedlichen Beugungsordnungen minimiert

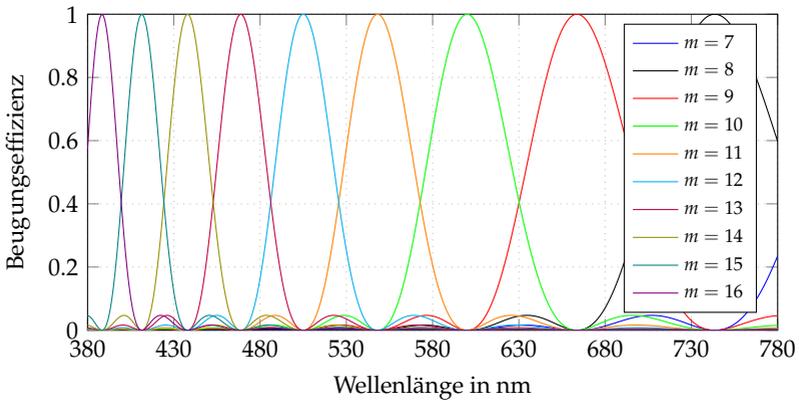


Abbildung 5.1: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer Multiorderlinse mit $m_0 = 10$ und $\lambda_0 = 600$ nm

werden. Gleichzeitig steigt mit hoher Designbeugungsordnung auch die maximale Strukturhöhe, wodurch diffraktives Verhalten mehr und mehr durch refraktives Verhalten bei der Beschreibung der Effekte verdrängt wird. Daher stellt dies einen Kompromiss zwischen möglichst hoher Beugungsordnung und nicht zu hoher Strukturhöhe dar. Da die Bauraumreduzierung jedoch ein wichtiger Punkt bei der Scheinwerferauslegung ist, wird die Brennweite auf $f(\lambda_0 = 550 \text{ nm}) = 45 \text{ mm}$ festgelegt, was eine übliche, rückseitige Fokusslänge refraktiver Scheinwerferlinsen ist.

Der Brennweitenunterschied beträgt damit $\sim 2,5 \text{ mm}$ zwischen dem Maximum der zur 10. und 16. Beugungsordnung zugehörigen Wellenlängen. Darüber hinaus wird aus der Verteilung der Beugungseffizienzen ersichtlich, dass für viele Wellenlängen mehrere Beugungsordnungen zu beachten sind, die somit zu unterschiedlichen Brennweiten je Wellenlänge führen.

Bei Betrachtung der Simulationsergebnisse, die in Abbildung 5.2 über die Lichtstärkeverteilung mit einer Detektorauflösung von $0,01^\circ$ darge-

stellt sind, erübrigen sich die restlichen Untersuchungen zum Einsatz derartiger Linsen. In Abbildung 5.3 sind hierzu die Schnitte an der HDG für eine herkömmliche refraktive und die Multiorderlinse aufgetragen. Die Verschiebung der HDG von $y = -0,5^\circ$ zu $y = -0,8^\circ$ liegt an der veränderten effektiven Brennweite, für die der eingebundene Freiformreflektor optimiert wurde. Eine Neuauslegung für jede einzelne Linse ergibt keinen Mehrertrag bzgl. der untersuchten Einflüsse, da dies lediglich die Lage und nicht die Form der HDG beeinflusst. Deshalb wird im Rahmen dieser Arbeit auf diesen Auslegungsschritt verzichtet.

Zwar ist ein Farbsaum nicht erkennbar, dafür ist jedoch der Streulichtanteil deutlich zu hoch. Die Schärfe der HDG kann damit nicht näher untersucht werden, da der Verlauf des Gradienten keine erkennbaren Grenzwerte aufweist, die als Referenz dienen könnten. Somit ergeben die Simulationen, dass eine diffraktive Multiorderlinse nicht für den Einsatz im Scheinwerfer geeignet ist. Im Folgenden werden daher ausschließlich diffraktive Linsen mit einer Designbeugungsordnung von $m_0 = 1$ untersucht.

5.1.2 Spektrale Optimierung der Abbezahl

Das Design eines hybriden Achromaten wird durch die Abbezahlen nach Gleichung 2.10 und 2.38 definiert. Dies bedeutet, dass die Güte der Korrektur von drei Wellenlängen abhängt, die unabhängig vom vorhandenen Spektrum sind. In Abbildung 5.4 sind ein gemessenes LED-Spektrum sowie ein berechnetes Spektrum eines schwarzen Strahlers für $T = 5600\text{ K}$ dargestellt, wobei die Summen der Intensitäten bei beiden Spektren nach Gleichung 5.1 normiert sind. $I(\lambda)$ stellt dabei die messbare, spektrale Intensität dar.

$$I_{Abs} = \int_{380\text{ nm}}^{780\text{ nm}} I_{Abs}(\lambda) d\lambda \approx \sum_{\lambda=380\text{ nm}}^{\lambda=780\text{ nm}} I_{Abs}(\lambda) \stackrel{!}{=} 1 \quad (5.1)$$

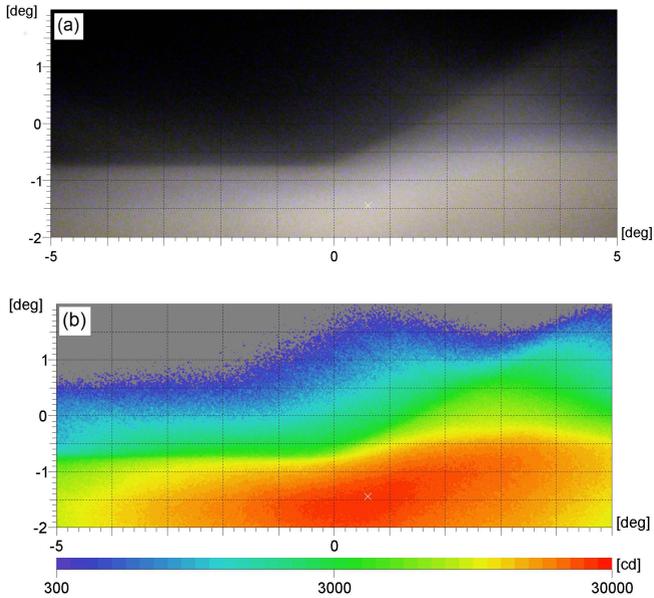


Abbildung 5.2: Abbildung der simulierten Lichtverteilung einer diffraktiven Multiorderlinse mit $m_0 = 10$ auf Basis einer Farbsimulation (a) und der zugehörigen Lichtstärkeverteilung in Falschfarbendarstellung (b)

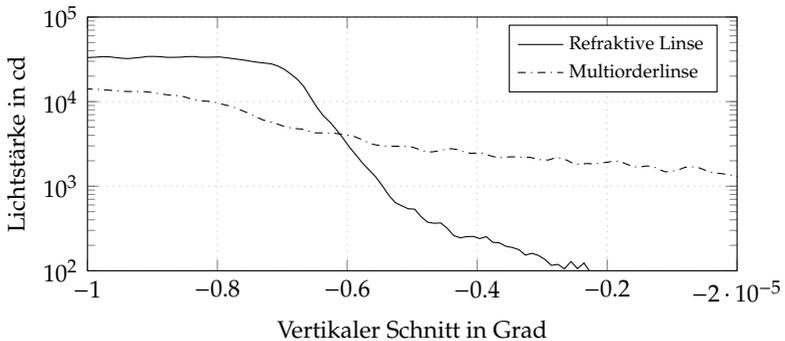


Abbildung 5.3: Vergleich der Schnittkurven an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) für eine refraktive Linse und eine Multiorderlinse

Anhand der Graphen wird deutlich, dass beide Spektren eine unterschiedliche chromatische Zusammensetzung aufweisen. Dementsprechend unterscheidet sich die Gewichtung der einzelnen spektralen Bereiche hinsichtlich deren Einflüsse auf den resultierenden Farbort. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoll, bei der Auswahl der Designwellenlängen die zugehörige, spektrale Intensitätsverteilung zu berücksichtigen, um die Korrektur zu maximieren.

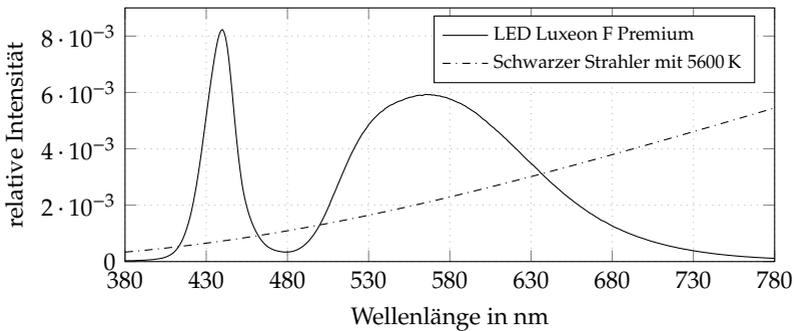


Abbildung 5.4: Gemessenes und normiertes LED-Spektrum im direkten Vergleich mit dem normierten Spektrum eines schwarzen Strahlers bei $T = 5600 \text{ K}$

Die Grundlage bildet der schematische optische Aufbau nach Abbildung 5.5. Eine ebene Welle trifft auf eine plan-konvexe Linse und wird dadurch fokussiert, jedoch für jede Wellenlänge in einen anderen Fokuspunkt. Je kleiner die Wellenlänge, desto kleiner ist die Brennweite. Der Verlauf für die Designwellenlänge λ_0 ist von den Verläufen bei λ_1 und λ_2 eingerahmt. Bedingt durch die Linsengleichungen 2.15 und 2.30 sowie Gleichung 2.5 ergeben sich damit drei verschiedene Brennpunkte. Dies führt auf einem Schirm zu unterschiedlichen Spotgrößen r_i . Daher kann entsprechend Abbildung 5.6 der betrachtete Bereich in zwei Teile unterteilt werden.

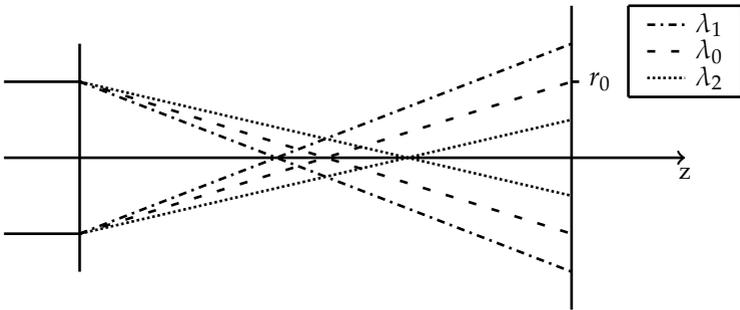


Abbildung 5.5: Schematischer Aufbau bestehend aus einer Linsenebene sowie drei repräsentativen Wellenlängenverläufen mit $\lambda_1 < \lambda_0 < \lambda_2$

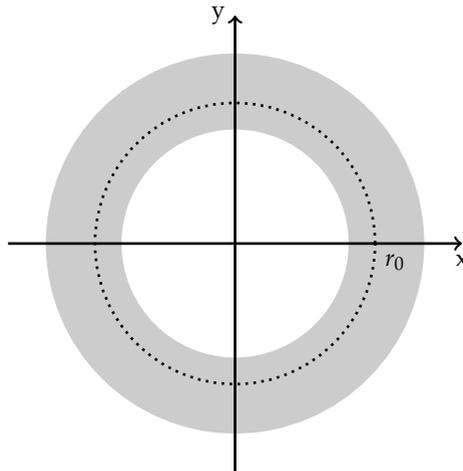


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Zusammenhänge von r_0 und der wellenlängenabhängigen Spotänderung mit dem inneren, weißen Bereich (alle Wellenlängen überlagern sich) und dem grauen Bereich, innerhalb dessen nach außen hin die Anzahl der überlagerten Wellenlängen abnimmt (Farbsaum)

Dabei wird als Voraussetzung angenommen, dass sich die Leistung je Wellenlänge homogen auf der zugehörigen Fläche verteilt. Um die Berechnungen unabhängig von der Linsengröße durchführen zu können, werden dazu folgende zwei Normierungen eingeführt:

$$f(\lambda_0) = f_0 = 1 \quad (5.2)$$

$$r(\lambda_0) = r_0 = 1 \quad (5.3)$$

Das Ziel ist die Berechnung von r in Relation zu r_0 , ohne die Linsengröße berücksichtigen zu müssen. Dies wird vor allem gewählt, da die absolute Größe des Farbsaums maßgeblich von dem Strahldurchmesser bestimmt wird. Somit ist das Verhältnis von Farbsaum zu Spotgröße als Relativbetrachtung der geeigneteren Optimierungsparameter.

Ausgehend von λ_0 werden die Radien für die nächstkleinere bzw. nächstgrößere Wellenlänge berechnet. Anschließend werden davon ausgehend die Werte für die nächstgrößeren bzw. nächstkleineren Wellenlängen berechnet. Dieses Vorgehen ist erforderlich, da in diesem Fall die Winkeländerung $\Delta\alpha = \alpha_2 - \alpha_1 \rightarrow 0$ angenommen werden kann. Dies bedeutet, dass für einen Versatz $\Delta f = f_1 - f_2$ zwei annähernd parallele Kegel entstehen, deren Ursprung in den jeweiligen Fokuspunkten liegt. Mit steigendem Abstand zur optischen Achse sinkt die Anzahl der Wellenlängen, die in denselben Bereichen treffen. Für die Berechnung der Farbortänderung muss zudem die Intensitätsverteilung beachtet werden, da entsprechend der Intensität je Wellenlänge diese einen größeren oder kleineren Einfluss auf den Farbort hat. Daher wird über Gleichung 5.12 die Intensität gemäß Gleichung 5.13 korrigiert, wobei r_{min} den Radius beschreibt, innerhalb dessen sich alle Wellenlängen in der Messebene überlagern.

Unter Berücksichtigung der spektralen Intensitätsverteilung einer LED sowie der vorher erwähnten Zusammenhänge ergibt sich eine Veränderung des Farborts in Abhängigkeit der Spotgröße auf dem Schirm.

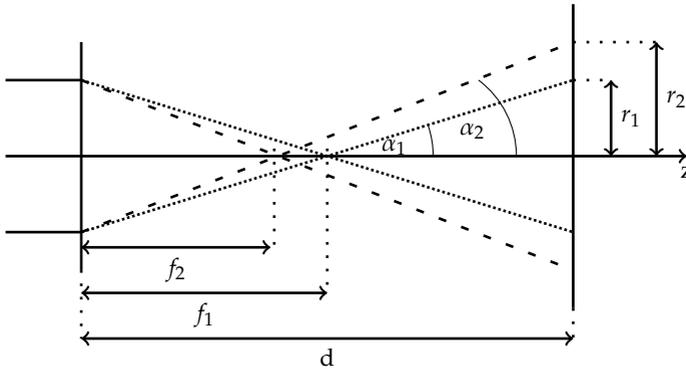


Abbildung 5.7: Geometrische Verhältnisse auf einem Schirm hinter dem Brennpunkt zur Berechnung von r

Die folgenden geometrischen Zusammenhänge, die in Abbildung 5.7 visualisiert sind und für eine Schirmposition hinter dem Brennpunkt gelten, werden anhand der nachfolgenden Gleichungen beschrieben.

$$f_i = f(\lambda_i), \forall \lambda_i < \lambda_{i+1} \wedge i > 0 \quad (5.4)$$

$$d := 2 \cdot f_0 \quad (5.5)$$

$$r_0 := 1 \quad (5.6)$$

$$f_0 := 1 \quad (5.7)$$

$$r_i > r_0 \forall \lambda_i < \lambda_0 \quad (5.8)$$

$$\tan(\alpha_i) = \frac{r_i}{d - f_i} \quad (5.9)$$

$$\alpha_i = \alpha_{i-1} + \Delta\alpha_{i,i+1} \quad (5.10)$$

$$r_i = r_{i-1} \cdot \frac{d - f_i}{d - f_{i-1}} \quad (5.11)$$

Dabei ist der Spotradius der Designwellenlänge auf Eins normiert sowie die restlichen auftretenden Radien hierzu in Bezug gesetzt. Der Verlauf entlang der x-Achse (Relativer Spotradius) ist ein Maß für die Breite des Farbsaums, da dies den örtlichen Verlauf beinhaltet.

Der Verlauf entlang der y -Achse (Farbortunterschied) dagegen ist ein Maß für Sichtbarkeit des Farbsaums, da dies den Unterschied zum Weißpunkt darstellt. Je größer dieser ist, desto größer ist die Farbortverschiebung. Im Rahmen dieser Arbeit wird der euklidische Abstand betrachtet. Somit stellt das Integral über diesen Verlauf die zu minimierende Größe dar, welche näherungsweise als ein Maß für die Erkennbarkeit des Farbsaums interpretiert wird.

$$A(r) = \pi \cdot r^2 \quad (5.12)$$

$$I(\lambda) = \frac{I_0(\lambda)}{\left(\frac{r(\lambda)}{r_{min}}\right)^2}, \text{ da } \pi \cdot r_{min}^2 \stackrel{!}{=} 1 \quad (5.13)$$

Nach Durchführung der Minimierung ergeben sich die beiden in Abbildung 5.8 dargestellten Funktionen. Zum besseren Vergleich ist zudem der Verlauf für eine herkömmliche Hybridlinse dargestellt.

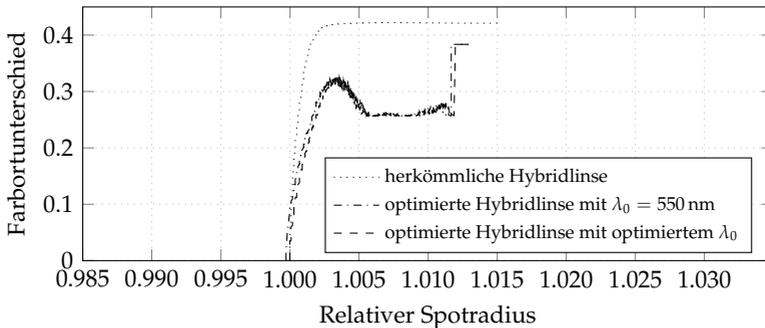


Abbildung 5.8: Relative Farbortverschiebung bzgl. des Weißpunkts einer einfachen und zweier optimierter Hybridlinse in der Messebene in Abhängigkeit der relativen Spotradien

Wie in Kapitel 2.3.3 vorgestellt, ist die charakteristische Größe beim Design diffraktiver Optiken die Designwellenlänge λ_0 . Im Rahmen dieser Arbeit basiert das erste Linsendesign auf einer Wellenlänge von

$\lambda_0 = 550 \text{ nm}$, weshalb zunächst für diese Designwellenlänge die beiden anderen Wellenlängen λ_1 und λ_2 berechnet werden. Im Anschluss daran wird zudem die Designwellenlänge zur Minimierung hinzugefügt und entsprechend variiert. Es wird ersichtlich, dass die daraus resultierende Funktion fast identisch mit der optimierten Hybridlinse bei $\lambda_0 = 550 \text{ nm}$, jedoch ein wenig nach rechts verschoben ist. Diese Ähnlichkeit bildet sich auch in der Fläche unter den Kurven ab, die sich erst in der sechsten Nachkommastelle unterscheiden:

$$\int \Delta E_{\lambda_0=550 \text{ nm}} dr_{rel} = 0.0035417$$

$$\int \Delta E_{\lambda_0, \text{optimiert}} dr_{rel} = 0.0035407$$

Im Gegensatz zur herkömmlichen Achromatisierung wird jedoch für beide Optimierungsschritte deutlich, dass sich die Fläche und damit der Farbsaum verringern. Somit ergeben sich die folgenden drei Wellenlängen:

$$\lambda_0 = 521 \text{ nm}$$

$$\lambda_1 = 382 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = 758 \text{ nm}$$

Zum Vergleich wird die präsentierte Minimierung für das Spektrum eines schwarzen Strahlers bei $T = 5600 \text{ K}$ durchgeführt. Dabei ergeben sich die folgenden Wellenlängen:

$$\lambda_0 = 523 \text{ nm}$$

$$\lambda_1 = 437 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = 639 \text{ nm}$$

Diese entsprechen unter Berücksichtigung der Lage der Fraunhoferlinien in etwa den Wellenlängen der herkömmlichen Auslegung und Berechnung der Abbezahlen und unterstreichen damit die Ergebnisse

der Minimierung. Allerdings offenbart der Vergleich mit einem anderen LED-Spektrum, dass der Ansatz nicht allgemeingültig ist. Die beiden betrachteten LED-Spektren sind in Abbildung 5.9 gegenübergestellt. Direkt erkennbar ist die Verschiebung des phosphorkonvertierten Anteils sowie die deutliche Erhöhung des blauen Peaks, was zu einer Verschiebung des Farbortes in Richtung des blauen Bereichs führt.

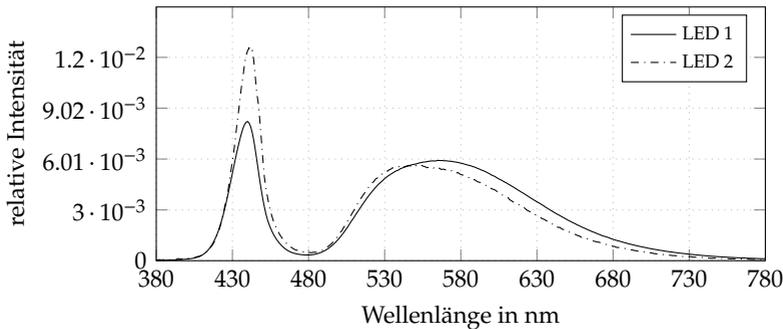


Abbildung 5.9: Darstellung zweier unterschiedlicher LED-Spektren zur Optimierung der Abbezahl

Die Optimierung ergibt die folgenden Wellenlängen zur chromatischen Korrektur für LED 2:

$$\lambda_0 = 522 \text{ nm}$$

$$\lambda_1 = 400 \text{ nm}$$

$$\lambda_2 = 708 \text{ nm}$$

Folglich führt die Erhöhung des Blauanteils zu einem geringeren Unterschied zwischen den Wellenlängen λ_1 und λ_2 . Dies führt gemäß Abbildung 5.10 zunächst zu einer Verringerung des Farbsaums, im weiteren Verlauf der Optimierung jedoch zu keiner Verkürzung des Farbsaums. Die Kurve der optimierten Linse übersteigt die der herkömmlich berechneten Hybridlinse deutlich, sodass der Farbsaum heller wahrgenommen wird und den Vorteil der Optimierung aufwiegt.

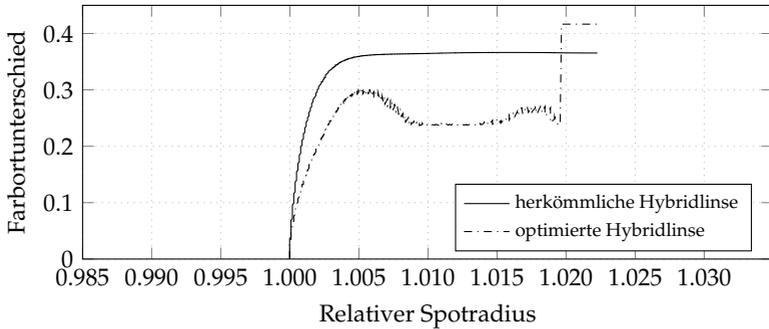


Abbildung 5.10: Relative Farbortverschiebung bzgl. des Weißpunkts einer herkömmlich berechneten Hybridlinse sowie einer optimierten Hybridlinse in einer Messebene in Abhängigkeit der relativen Spotradien

Somit wird auf eine Anwendung im Folgenden verzichtet, da dadurch die Vergleichbarkeit der Ergebnisse nicht zwingend gegeben ist. Denn in Abhängigkeit des Spektrums kann damit eine andere Ausprägung des Farbsaums erreicht werden, wodurch die Farbsaumbreiten nicht eindeutig auf Auslegung oder Optimierung zurückführbar sind. Allerdings ermöglichen diese Optimierungsschritte hinsichtlich der eingesetzten Spektren eine weitere Beeinflussung des Farbsaums, was zwar im Anwendungsfall einzeln auf deren Vorteile hin geprüft werden muss, jedoch auch einen weiteren, erfolgreichen Schritt hin zur Systemoptimierung darstellt.

5.2 Erzeugung achromatisierter Abblendlichtverteilungen

Aus den Ergebnissen der vorherigen Abschnitte leiten sich die beiden Folgerungen ab, die herkömmlichen Wellenlängen zur Korrektur sowie die erste Beugungsordnung als Designbeugungsordnung zu wählen.

Auf dieser Basis wird in den nachfolgenden Abschnitten die Erzeugung einer achromatisierten Abblendlichtverteilung simulativ untersucht, die die Basis für die Athermalisierung im nächsten Kapitel darstellt. Außerdem werden im Anschluss Abformungen sowie die chromatische Korrektur mittels LSR-Linsen messtechnisch überprüft.

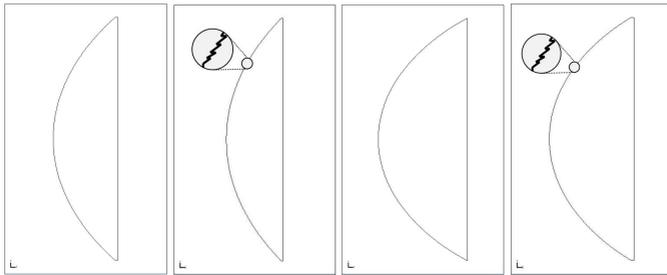
5.2.1 Linsenauslegung und Systemaufbau

Die Auslegung diffraktiver Strukturen zur Achromatisierung einer refraktiven Linse liefert eine Hybridlinse. Als Linsenmaterialien werden das Polycarbonat *Makrolon*[®] *LED2245* sowie das Flüssigsilikon *Silopren*[®] *LSR 7070FC* gemäß Kapitel 2.1.2 genutzt. Beide sind für den Scheinwerfereinsatz qualifizierte Materialien, die dem aktuellen Stand eingesetzter Optikmaterialien entsprechen. Die Dispersion beider Materialien ist unterschiedlich und bildet die Randbereiche der eingesetzten Kunststoffe ab. Während PC mit einer Abbezahl von $v_{\lambda,ref} = 31$ die höchste Dispersion aufweist, zeigt LSR mit $v_{\lambda,ref} = 58,7$ die niedrigste Dispersion der Polymere im Scheinwerfer. Somit kann untersucht werden, inwieweit die Korrektur auch für Materialien mit niedriger Dispersion umsetzbar ist.

Die Bewertungen der Linsenkorrekturen werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit anhand des Systems nach Kapitel 2.4 durchgeführt. Das Grundsystem ist ein Projektionssystem und besteht abzgl. der Linse aus einer LED als Leuchtmittel, einem Freiformreflektor, um das Licht zu kollimieren sowie einer Blende in der Blendenebene, um die Abblendlichtverteilung inkl. einer scharfen HDG zu erzeugen. Die Linse bildet die Blendenebene auf die Straßenumgebung ab. Diese Linse wird im Folgenden chromatisch korrigiert, indem die diffraktive Struktur auf die gekrümmte Linsenoberfläche addiert wird.

In Abbildung 5.11 und Tabelle 5.1 sind die vier ausgelegten Projektionslinsen inkl. der optisch relevanten Parameter aufgeführt. Diese setzen sich aus je einer refraktiven und einer hybriden Linse für jedes

Materials (PC und LSR) zusammen. Die Auslegung orientiert sich an der Grundauslegung des Systems, die eine Linse mit einer rückseitigen Brennweite von $f_{bf} = 45$ mm vorsieht. Dementsprechend haben die beiden refraktiven Linsen eine effektive Brennweite, die diese rückseitige Brennweite erzeugt. Die Auslegung der asphärischen Linsen erfolgt im Programm *Zemax* der Fa. ZEMAX, LCC. Die diffraktive Struktur der Hybridlinsen ist jeweils auf der gekrümmten Fläche aufgebracht.



(a) PC - refraktiv (b) PC - hybrid (c) LSR - refraktiv (d) LSR - hybrid

Abbildung 5.11: Ausgelegte Projektionslinsen für ein Projektionssystem mit einem Linsendurchmesser von $d = 60$ mm sowohl als rein refraktive als auch als Hybridlinsen

Tabelle 5.1: Optische Kenndaten der vier ausgelegten Projektionslinsen

<i>Linse</i>	<i>Radius</i>	<i>Scheiteldicke</i>	<i>Eff. Brennweite</i>
Refraktive Linse aus PC	30 mm	16 mm	54,683 mm
Hybridlinse aus PC	30 mm	14 mm	60,557 mm
Refraktive Linse aus LSR	30 mm	22 mm	60,103 mm
Hybridlinse aus LSR	30 mm	21 mm	63,512 mm

Die refraktive Linse wird im Kontext dieser Arbeit jeweils als Referenz genutzt. Sowohl chromatisch als auch thermisch stellt die damit erzeug-

te Lichtverteilung die Vergleichsgröße dar, die von den Hybridoptiken verbessert werden soll. Die chromatische Korrektur erfolgt entsprechend der Abbegleichung 2.17 über die Brennweiten der einzelnen Linsenfunktionen. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wird daher die effektive Brennweite $f_{eff,ref}$ der refraktiven Linse als Zielbrennweite herangezogen. Daraus folgt zur Berechnung der Hybridlinse:

$$f_{eff,ref} = \left(1 - \frac{v_{\lambda,dif}}{v_{\lambda,ref}}\right) \cdot f_{Ziel,ref} \quad (5.14)$$

Damit ergibt sich die effektive Zielbrennweite der Hybridlinse $f_{Ziel,ref}$, um in Kombination mit der diffraktiven Linsenfunktion eine vergleichbare Brennweite zu ergeben wie die der Vergleichslinse $f_{eff,ref}$. Die diffraktive Struktur wird im Simulationsmodell auf der gekrümmten Oberfläche aufgebracht, da dies zum einen die beste Korrektur ermöglicht und zum anderen mit der Funktion einer dünnen Linse gerechnet wird. Da die planare Seite der refraktiven Optik zur Gesamtbrechkraft beiträgt, ist dies nötig, um den benötigten Bauraum zu minimieren. Dies lässt sich allerdings nicht durch eine dicke Linse beschreiben ($R \rightarrow \infty$). Daraus folgen die beiden Brennweiten von $f_{diff,PC} = 564$ mm und $f_{diff,LSR} = 1120$ mm, die die diffraktiven Linsen beschreiben.

5.2.2 Simulationsergebnisse der hybriden Systeme

Für die Bewertung der Simulationsergebnisse werden drei Parameter definiert. Das primäre Ziel ist die Reduktion des Farbsaums an der HDG. Dafür wird ein vertikaler Schnitt bei $x = -0,5^\circ$ durch die Lichtstärkeverteilung gelegt. Das Maß für die Güte der Korrektur wird zum einen durch den Lichtstärkeverlauf und zum anderen durch die Farbortverschiebung definiert. Dabei ist die Korrektur umso besser, je größer der maximale Gradient des Lichtstärkeverlaufs und je kürzer der Verlauf des Farbortes sind. Ein zweiter Bewertungsfaktor ist das

Erscheinungsbild der HDG, der bei der Bewertung eines Scheinwerfers stets eine Rolle spielt.

Abschließend muss die gesamte Lichtstärkeverteilung innerhalb der gesetzlich zulässigen Wertebereiche liegen. Da ein bestehendes Scheinwerfermodul gewählt wurde und nur die Linsen entsprechend des vorherigen Abschnitts ausgetauscht werden, wird hierfür lediglich der Messpunkt B50 L betrachtet. Dieser repräsentiert den Punkt maximaler Blendung des Gegenverkehrs und rückt aufgrund der höheren Beugungsordnungen und des dadurch erwarteten, höheren Streulichtanteils in den Fokus der Betrachtung.

In den Abbildungen 5.12 und 5.13 sind die Ergebnisse der Simulation der PC-Linsen dargestellt, indem die chromatische Ausprägung der HDG sowie die gesamte Lichtstärkeverteilung in Falschfarbendarstellung gegenübergestellt werden.[Sch+16a] Die Auflösung der Detektoren beträgt jeweils $0,01^\circ$. In Abbildung 5.14 sind die Lichtstärkeverläufe der HDG an der definierten Position sowie in Abbildung 5.15 die zugehörigen Farbortverläufe im CIE-Farbschuh dargestellt. Die Simulationsparameter inkl. Spektrum und Beugungseffizienzverteilung sind in Anhang B aufgelistet.

Der visuelle Vergleich der HDG ergibt bereits eine deutliche Verbesserung hinsichtlich deren Schärfe und Farbsaumbreite. Der Wert der Blendung liegt darüber hinaus nicht nur unter dem Maximalwert von $I_{max,gesetzlich} = 350 \text{ cd}$, sondern mit $I_{hyb} = 87 \text{ cd}$ sehr deutlich darunter. Zum Vergleich weist der Wert für eine refraktive PC-Linse $I_{ref} = 16 \text{ cd}$ auf. In Kombination mit der Ausprägung der Lichtstärkeverteilung oberhalb der HDG kann damit gezeigt werden, dass der Streulichtanteil bei Verwendung diffraktiver Linsen steigt, jedoch deutlich innerhalb der vorgeschriebenen Werte liegt.

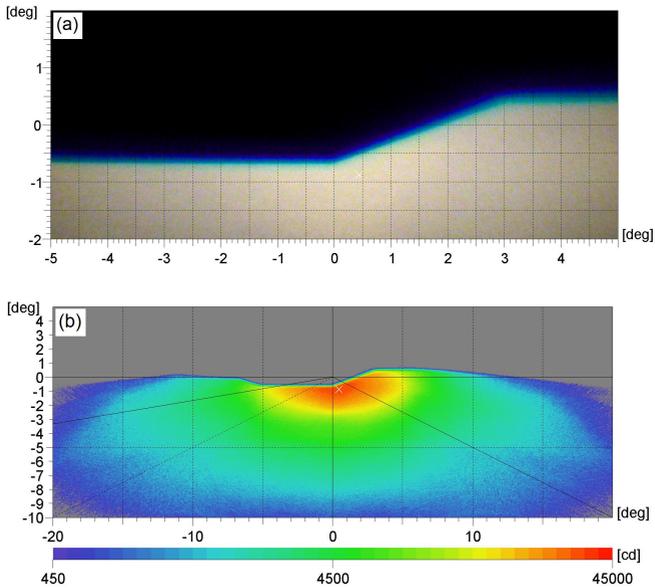


Abbildung 5.12: Darstellung der chromatischen Lichtverteilung an der HDG einer refraktiven Linse aus PC auf Basis einer Farbsimulation (a) und der zugehörigen gesamten Lichtstärkeverteilung in Falschfarbendarstellung (b) nach [Sch+16a]

Die örtliche Verteilung des Streulichts kann darüber hinaus durch die höheren Beugungsordnungen erklärt werden, da diese symmetrisch um die optische Achse liegen und somit zu einer Abbildung führen, die eine verschobene, schwächere und unscharfe Abbildung der HDG erzeugt. Bei Berücksichtigung des Schwerpunkts innerhalb der Verteilung ergibt dies den diskutierten Verlauf.

Während der Gesamtlichtstrom der Verteilung von $\phi_{ref} = 418 \text{ lm}$ auf $\phi_{hyb} = 398 \text{ lm}$ sinkt, steigt deren Lichtstärkemaximum von $I_{max,ref} = 37\,455 \text{ cd}$ auf $I_{max,hyb} = 39\,101 \text{ cd}$. Letzteres hat seine Ursache in der Wirkung der 0. Beugungsordnung, die zu einem Spot im Zentrum der Lichtverteilung führt.

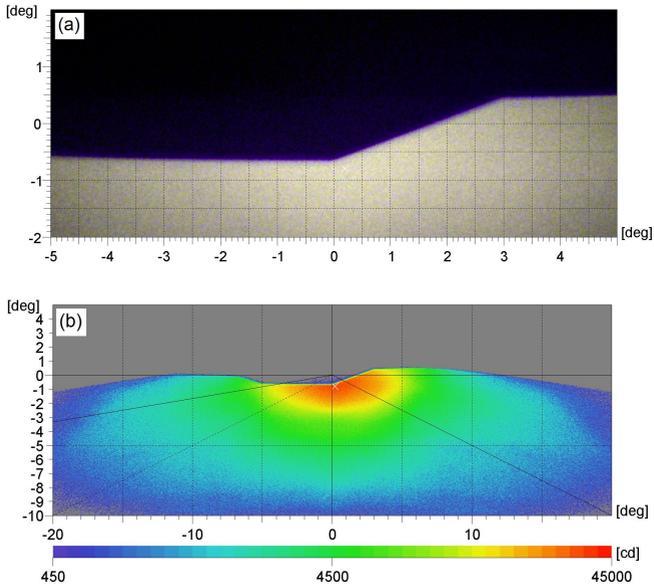


Abbildung 5.13: Darstellung der chromatischen Lichtverteilung an der HDG einer hybriden Linse aus PC auf Basis einer Farbsimulation (a) und der zugehörigen gesamten Lichtstärkeverteilung in Falschfarbendarstellung (b) nach [Sch+16a]

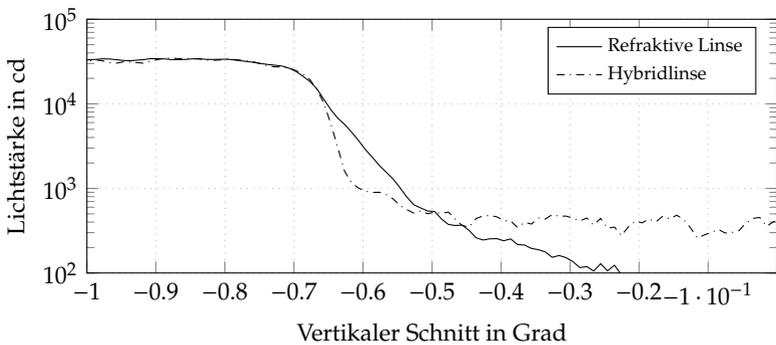


Abbildung 5.14: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) für eine refraktive Linse und eine Hybridlinse aus PC nach [Sch+16a]

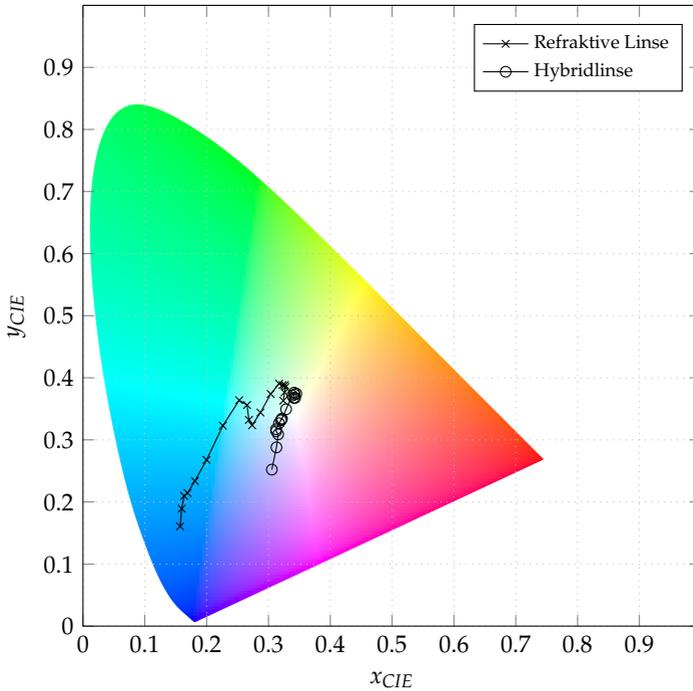


Abbildung 5.15: Vertikale Farbortverschiebung an der HDG bei $x = -0,5^\circ$ für eine refraktive und eine hybride Linse aus PC

Der Verlust an Lichtstrom liegt an den Auswirkungen der negativen und hohen Beugungsordnungen, die die Strahlungsleistung in einem deutlich größeren Raumwinkelbereich verteilen, die dadurch nicht mehr vollständig auf den Detektor trifft. Gestützt wird diese Interpretation durch die niedrigen Beugungseffizienzen dieser Beugungsordnungen sowie durch die Reduzierung des Lichtstroms um lediglich 4,8 %.

Somit führt der Einsatz der diffraktiven Struktur in keinem der betrachteten Punkte zu einer Abweichung, die einen weiteren Einsatz verhindert. Anhand der Schnitte bzgl. der Lichtstärke und des

Farborts lassen sich nun Aussagen über die Vorteile dieses Einsatzes ableiten. Die refraktive Linse erzeugt erwartungsgemäß einen Farbsaum mit bläulicher Erscheinung. Dies spiegelt sich ebenso in dem Verlauf des Farborts wieder, der sich ausgehend vom Weißpunkt des LED-Spektrums sehr deutlich in den Blaubereich hinein verschiebt. Demgegenüber verschiebt sich der Farbortverlauf der HDG auf Basis der Hybridlinse in den Grenzbereich zwischen blauem und rotem Spektralbereich. Die maximale Brennweite wird für Wellenlängen im grünen spektralen Wellenlängenbereich erzielt, während bläuliche und rötliche Anteile dieselbe Brennweite aufweisen. Dadurch entsteht der violette Farbeindruck, der sich auch im Farbortverlauf niederschlägt. Zusätzlich ist dessen Länge um fast zwei Drittel niedriger als der der Verteilung auf Basis der refraktiven Linse. Einer Farbsaumbreite durch die Hybridlinse von $\sim 0,05^\circ$ steht die Breite von $\sim 0,13^\circ$ gegenüber, die die Verteilung auf refraktiver Basis aufweist.

Der Vergleich des maximalen Gradienten der Kurven zeigt, dass die HDG der Hybridlinse zusätzlich einen höheren Kontrast aufweist. Denn einem Wert von $dI_{hyb}/d\Omega = 436\,300\text{ cd}/^\circ$ stehen $dI_{ref}/d\Omega = 99\,940\text{ cd}/^\circ$ gegenüber.

Somit wird gezeigt, dass eine deutliche Verbesserung der Qualität der Abblendlichtverteilung erreicht wird. Daher wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels die Nutzung von hybriden LSR-Linsen vorgestellt. Daran wird untersucht, inwieweit die chromatische Korrektur einen Vorteil bei Materialien mit hohen Abbezahlen bietet und stellt eine weitere Referenz bzgl. der gefertigten Linsen im weiteren Verlauf dieses Kapitels sowie der in Kapitel 6 diskutierten Ergebnisse dar.

In den Abbildungen 5.16 und 5.17 sind die auf LSR-Linsen basierenden Verteilungen dargestellt. Die Werte sind äquivalent zu denen der Verteilung auf Basis der PC-Linse und betragen im Punkt B50 L $I_{ref} = 0,5\text{ cd}$ sowie $I_{hyb} = 24\text{ cd}$ für refraktive bzw. Hybridlinse.

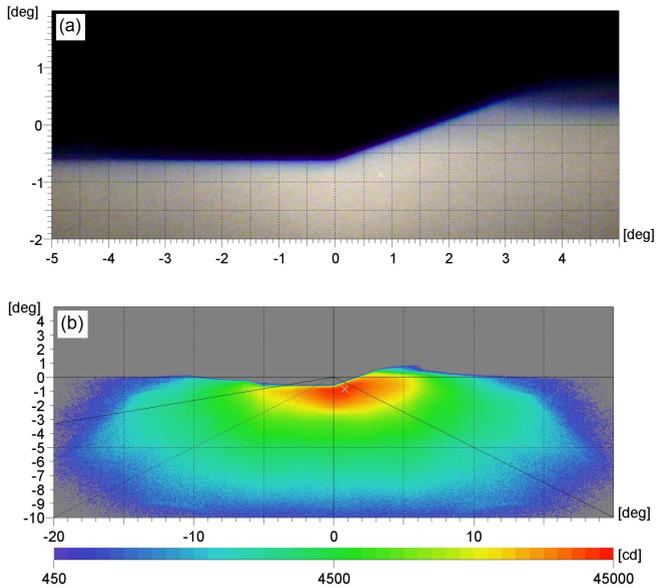


Abbildung 5.16: Darstellung der chromatischen Lichtverteilung an der HDG einer refraktiven Linse aus LSR auf Basis einer Farbsimulation (a) und der zugehörigen gesamten Lichtstärkeverteilung in Falschfarbendarstellung (b)

Auch die restlichen Werte zeigen ein ähnliches Verhältnis wie die vorherigen Ergebnisse. Der Lichtstrom der hybrid erzeugten Verteilung liegt mit $\phi_{hyb} = 416$ lm um 3,5% niedriger als der entsprechende Lichtstrom auf refraktiver Basis von $\phi_{ref} = 431$ lm. Abschließend ist auch die maximale Beleuchtungsstärke mit $I_{max,hyb} = 42742$ cd höher als deren Referenzwert mit $I_{max,ref} = 42079$ cd. Die in Abbildung 5.18 dargestellten Schnittbilder zeigen zwei wichtige Aspekte, die bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden müssen.

Zum einen sind die HDGs gegeneinander verschoben. Dies liegt daran, dass die Reflektoren für die PC-Linse optimiert sind und im Rahmen dieser Arbeit nicht neu ausgelegt werden, damit das Bezugssystem stets identisch ist.

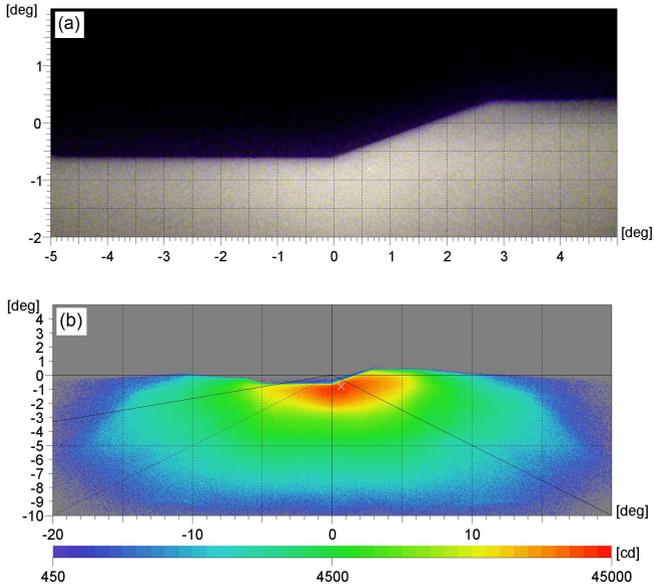


Abbildung 5.17: Darstellung der chromatischen Lichtverteilung an der HDG einer hybriden Linse aus LSR auf Basis einer Farbsimulation (a) und der zugehörigen gesamten Lichtstärkeverteilung in Falschfarbendarstellung (b)

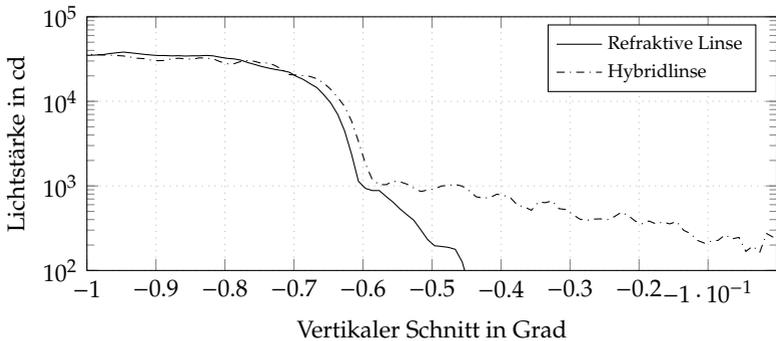


Abbildung 5.18: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) für eine refraktive Linse und eine Hybridlinse aus LSR

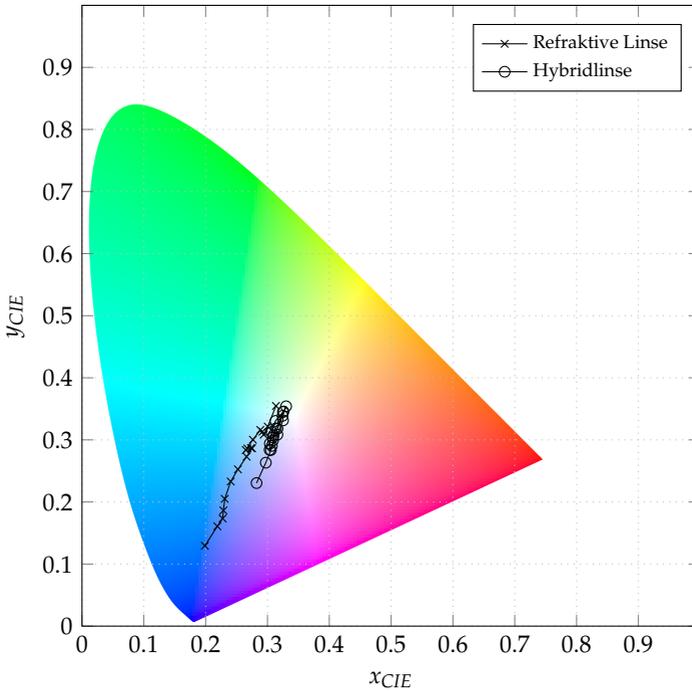


Abbildung 5.19: Vertikale Farbortverschiebung an der HDG bei $x = -0,5^\circ$ für eine refraktive und eine hybride Linse aus LSR

Da sich jedoch aufgrund der veränderten Brechungsindizes die effektiven Brennweiten verschieben, führt dies zu einem Versatz der Verteilung. Die Lichtverteilung muss unterhalb der horizontalen Achse liegen, damit der Gegenverkehr nicht geblendet wird. Daher formen die Reflektoren die Lichtverteilung derart, dass diese durch die Linse entsprechend abgelenkt wird. Da für die LSR-Linse die effektive Brennweite größer ist, treffen die Strahlen zwar in denselben Winkeln, jedoch aufgrund der veränderten Distanz räumlich an anderen Koordinaten auf die gekrümmte Linsenoberfläche und führen damit zu einer derartigen Verschiebung.

Zum anderen ist anhand der Darstellung im Vergleich zu Abbildung 5.12 und 5.13 erkennbar, dass die Verteilung von der des optimierten Systemaufbaus am oberen Knick abweicht. Dies hat die Ursache ebenfalls in der Optimierung des vorformenden Reflektors, da dieser neben der Lage der HDG auch den Lichtschwerpunkt erzeugt und für die effektive Brennweite einer PC-Linse optimiert wurde. Daher führt die veränderte effektive Brennweite zu einer Verschiebung der Intensitätsverläufe.

Beidem kann entgegengewirkt werden, indem die Linsen aus LSR mit derselben effektiven Brennweite ausgelegt werden. Wegen der planen Grenzfläche in Richtung der Brennebene, die dadurch einen möglichst hohen Anteil des Lichtstroms auf die Straße ablenken soll, sinkt wegen der größeren Dicke die rückseitige Fokuslänge. Dadurch wird die Abbildung hinsichtlich deren Größe verändert und erlaubt so nicht mehr, die Farbsaumbreiten direkt miteinander zu vergleichen. Dies muss daher bei der Bewertung der Ergebnisse berücksichtigt werden. Die Auswertung des zugehörigen Schnitts sowie des Farbortverlaufs gemäß Abbildung 5.19 schließt die Diskussion ab. Einer Farbsaumbreite der hybrid erzeugten Verteilung von $\sim 0,03^\circ$ steht eine Breite von $\sim 0,09^\circ$ gegenüber. Auch dies entspricht den Verhältnissen der Verteilung auf Basis der PC-Linse. Die Simulationsparameter inkl. Spektrum und Beugungseffizienzverteilung sind in Anhang B aufgelistet.

Die maximalen Gradienten des Lichtstärkeverlaufs liegen im Gegensatz zu den bisherigen Vergleichswerten in demselben Bereich.

$dI_{ref}/d\Omega = 209\,400 \text{ cd}/^\circ$ stehen

$dI_{hyb}/d\Omega = 249\,500 \text{ cd}/^\circ$ gegenüber. Wiederum im Einklang ist das Verhalten oberhalb der HDG. Auch die LSR-Linsen erzeugen wegen der Beugungseffekte eine erhöhte Lichtstärke oberhalb der HDG, während der Verlauf für die refraktive Linse stetig sinkt.

Daher bleibt festzuhalten, dass die chromatische Korrektur erfolgreich durchgeführt wurde und sowohl für Materialien mit niedriger als auch

hoher Dispersion vergleichbare Ergebnisse liefert. Bei beiden Linsen überwiegen die Einflüsse der Korrektur die durch Beugungseffekte eingebrachte Streuanteile und stellen daher eine sinnvolle Erweiterung der Auslegung dar.

5.3 Messtechnische Überprüfung der Achromatisierung

Im Gegensatz zu den bisherigen Simulationen, in denen die diffraktive Struktur stets auf der gekrümmten Fläche aufgebracht ist, kann diese auch auf der planen Grenzfläche aufgebracht werden. Der Nachteil dabei ist, dass die plane Seite der refraktiven Linse durch die Anordnung eine brechende Wirkung hat, jedoch formeltechnisch unberücksichtigt bleibt, da für $R \rightarrow \infty$ analytisch keine brechende Wirkung beschrieben werden kann.

Dies ist für diese Arbeit dennoch interessant, da diffraktive Linsen auf planen Grundflächen wesentlich einfacher und präziser fertigbar sind als auf gekrümmten Flächen. Allerdings können derartige Strukturen nur sehr schwer nachträglich und bei gleichbleibender optischer Güte in die Oberflächen von Kunststoffoptiken eingebracht werden. Um eine Hybridlinse herzustellen, muss daher eine diffraktive Struktur abgeformt werden. Zunächst werden daher im Folgenden die Abmusterungsschritte untersucht, um die Einflüsse aufgrund der Prozessschritte der Fertigung bei der Diskussion der Messergebnisse berücksichtigen zu können. Im Anschluss daran werden simulierte und gemessene Werte von achromatisierten Lichtverteilungen gegenübergestellt, wobei Simulations- und Messaufbau identisch sind.

5.3.1 Abformung diffraktiver Strukturen

Im Rahmen dieser Arbeit werden Funktionsprinzipien entwickelt und untersucht, weswegen LSR als Material für abzuformende Testoptiken genutzt wird, da dieses automobilzertifiziert ist, die höchste Abformgenauigkeit aufweist und prototypisch einfach handhabbar ist. Für diesen Prozess dient die in Kapitel 4.4.1 eingeführte Glaslinse als Urstück der diffraktiven Struktur, die somit die maximal erreichbare Grenze für die darauf aufbauend gefertigten LSR-Linsen darstellt. Die Ergebnisse der Linsenbrennweiten sowie der relativen Beugungseffizienzen basieren auf den Ergebnissen von Baumann, deren studentische Arbeit im Rahmen dieser Arbeit entstand [Bau16].

Da die Glaslinse bereits die gewünschte Funktion aufweist, muss diese als perfektes Formpositiv abgemustert werden, um von diesem wiederum die Silikonlinse abzumustern. Um die resultierende Hybridlinse anschließend entsprechend bewerten zu können, werden Zwischenschritte bzgl. des Prozesses untersucht. Das Ziel besteht darin, ein Formnegativ der diffraktiven Struktur sowie ein Formnegativ der gewünschten refraktiven Linse als Kavitäten zu nutzen und entsprechend das Material abzuformen. Hierzu muss untersucht werden, wie gut sich von dem Glaträger diffraktive Strukturen in LSR abformen lassen und wie stark der Einfluss der Abformung inkl. der Kavitätenfertigung und Abkühlung auf die optische Wirkung ausfallen.

Zunächst wird die Glaslinse aus Abbildung 5.20 inkl. des unstrukturierten Randes zweifach abgeformt, um eine Kopie dieser Linsengeometrie aus LSR zu erhalten. Dies erlaubt Rückschlüsse auf die Abformung der diffraktiven Strukturen durch LSR sowie erste Hinweise bzgl. des thermischen Verhaltens während des Herstellungsprozesses.

Durch die direkte Abformung der gesamten Platte sowie die starke Umrandung hat der Abkühlprozess keinen nennenswerten Einfluss, wie die Messergebnisse in Tabelle 5.2 zeigen. Denn aufgrund des breiten Randes, der die strukturierte Fläche umschließt, wird die Defor-

mation der planparallelen Grundstruktur minimiert. Wäre dies nicht der Fall, würden sich die Brennweiten der beiden Linsen voneinander unterscheiden. Positive Brennweiten bedeuten dabei konvergierende und negative Brennweiten divergierende Strahlung entlang der optischen Achse.

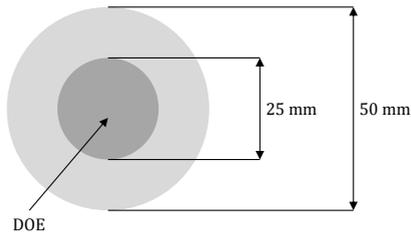


Abbildung 5.20: Urstück für die Abmusterung in Form einer Glaslinse mit diffraktiver Linse mit $r_1 = 971 \mu\text{m}$, einem unstrukturierten Rand sowie einer Distanz der planparallelen Flächen von 3,5 mm

Tabelle 5.2: Vergleich der gemessenen Werte für die Brennweiten der diffraktiven Linse aus N-BK7 mit einer daraus abgeformten LSR-Linse, die ein Duplikat der Glaslinse ist

λ	m	f_{Glas}	f_{LSR}
445 nm:	0	6672 mm \pm 90 mm	-18 963 mm \pm 331 mm
	1	1101 mm \pm 40 mm	1058 mm \pm 82 mm
532 nm:	1	835 mm \pm 51 mm	936 mm \pm 42 mm
638 nm:	0	41 830 mm \pm 1460 mm	-6496 mm \pm 40 mm
	1	756 mm \pm 33 mm	775 mm \pm 22 mm

Die Messungen wurden mit demselben Messaufbau aus Abbildung 4.11 durchgeführt wie die Messungen des vorherigen Kapitels. Lediglich die Abstände für die Messschirmpositionen wurde zur Reduktion der Messungenauigkeit halbiert, sodass dieser im Intervall von [500 mm; 1300 mm] im Abstand von 100 mm verschoben wurde. Die angegebenen Abweichungen sind wiederum die minimalen Abweichungen aufgrund der messbaren Größen Detektorauflösung, Abstände sowie Divergenz des Laserstrahls. Dazu kommen noch die Ungenauigkeiten bedingt durch die Auswertung, da die Flankensteilheit der gemessenen Peaks auch durch andere Beugungseffizienzen beeinflusst werden kann, was sich jedoch nicht sinnvoll in konkrete Messungenauigkeit umwandeln lässt. Insgesamt liegen die Brennweiten nur bei $\lambda = 532 \text{ nm}$ außerhalb der minimalen Messungenauigkeiten. Dies liegt an der starken Verschmierung des Peaks, was eine Auswertung deutlich erschwert, da dies eine Überlagerung der einzelnen Beugungsordnungen bedeutet und diese nicht zweifelsfrei trennbar sind. Bedingt durch die große Brennweite bedeuten bereits geringe Unterschiede bei der Bestimmung der Spotbreite zu Abweichungen dieser Größenordnung. In Abbildung 5.21 und 5.22 sind die Leuchtdichteaufnahme und der zugehörige Schnittverlauf bei einer Wellenlänge von $\lambda = 445 \text{ nm}$ in einem Abstand von 1000 mm dargestellt. Daran wird deutlich, dass vergleichbar zur Leuchtdichteaufnahme der Glaslinse aus Abbildung 4.16 die Beugungsordnungen gut erkennbar sind, jedoch auch die Bestimmung der Übergänge anhand einer Messschirmposition nur sehr schwer umsetzbar ist. Ebenso erhöht wird die Messungenauigkeit durch den sichtbaren Inhomogenitätsverlauf, der im Abformprozess begründet sein muss, da die Messungen mit der Glaslinse als dem Formpositiv keine derartigen Unterschiede von der idealen, runden Form zeigen. Demgegenüber zeigen die relativen Beugungseffizienzen gemäß Tabelle 5.3 die erwarteten Unterschiede. Dies liegt daran, dass die

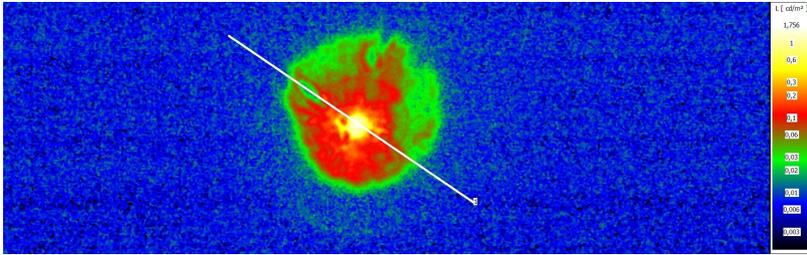


Abbildung 5.21: Gemessenes Leuchtdichtebild im Abstand des Messschirms zur diffraktiven LSR-Linse von $d = 1000$ mm bei einer Wellenlänge des Lasers mit $\lambda = 445$ nm mit eingezeichnetem Schnittverlauf

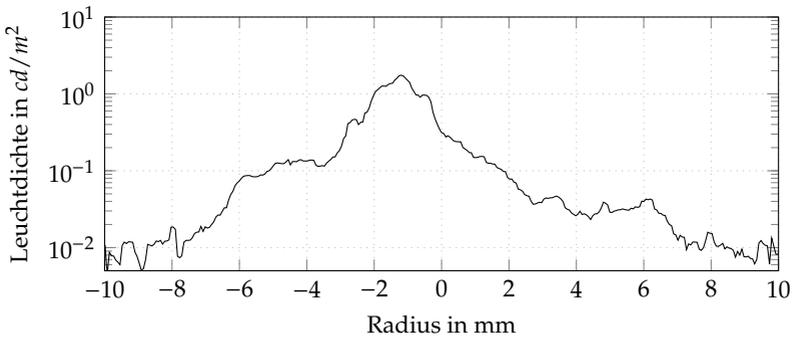


Abbildung 5.22: Schnittkurve durch das Leuchtdichtebild der diffraktiven LSR-Linse im Abstand zum Messschirm von $d = 1000$ mm bei einer Wellenlänge des Lasers von $\lambda = 445$ nm

Designwellenlänge bei idealer Betrachtung brechungsindexbedingt von $\lambda_{0,Glas} = 570$ nm auf $\lambda_{0,LSR} = 460$ nm sinkt. Daraus resultieren voneinander abweichende Beugungseffizienzen, die im Rahmen dieser Arbeit stets je Wellenlänge normiert werden, sodass die Summe der zugeordneten Beugungsordnungen auf 100 % je Wellenlänge normiert ist. Damit wird verhindert, dass aufgrund unterschiedlicher Laser sowie der benötigten Absolutmessungen hinsichtlich des jeweiligen Energiegehalts die Messungenauigkeiten zu groß werden.

Tabelle 5.3: Vergleich der gemessenen Werte für die je Wellenlänge normierten, relativen Beugungseffizienzen bzgl. der gemessenen Beugungsordnungen der diffraktiven Linse aus N-BK7 mit einer daraus abgeformten LSR-Linse, die ein Duplikat der Glaslinse ist

λ	m	η_{Glas}	η_{LSR}	$\eta_{LSR,theo}$
445 nm:	0	1 %	1 %	1 %
	1	99 %	99 %	99 %
532 nm:	1	100 %	100 %	100 %
638 nm:	0	1 %	8 %	15 %
	1	99 %	92 %	85 %

Während bei $\lambda = 532$ nm die Beugungsordnungen nicht zweifelsfrei trennbar sind und daher die Beugungseffizienz nicht aussagekräftig ist, zeigt sich bei den beiden anderen Wellenlängen die richtige Tendenz. Denn während bei $\lambda = 445$ nm die 0. Beugungsordnung nur sehr gering ausgeprägt ist, jedoch aufgrund der Darstellung 1 % die minimale Größe ist, ist bei $\lambda = 638$ nm die deutliche Zunahme der Beugungseffizienz der 0. Beugungsordnung erkennbar. Dass diese nicht den theoretischen Wert des Verhältnisses bzgl. der 1. Beugungsordnung erreicht, kann sowohl an der abformbedingten Strukturdeformation als auch am prototypischen Abmusterungsprozess und damit einer Variation des Brechungsindex liegen. Da sich dies im Rahmen dieser Arbeit nicht überprüfen lässt und die Messungen der Bewertung des Prozesses dienen, ist die genaue Validierung dieser Zusammenhänge nicht möglich, aber auch nicht nötig.

Es bleibt insgesamt festzuhalten, dass die grundsätzliche Abmusterung in LSR möglich ist, da die Brennweiten als maßgebliche Faktoren übereinstimmen und zudem die Verteilung der Beugungseffizienzen die Verschiebung hin zu einer höheren Designwellenlängen erklären

kann. Dies führt zu einer im Vergleich geringeren Effizienz der 0. Beugungsordnung und damit zu einem verbesserten Ergebnis der chromatischen Korrektur.

Nachdem nun abgeschätzt werden kann, dass die grundsätzliche Abformung hinreichend genau möglich ist, werden im Folgenden die Einflüsse des endgültigen Prozesses auf die Linsengeometrien untersucht. Dafür wird die Glaslinse zunächst abgeformt, woraus ein Werkzeugnegativ entsteht, welches den angesprochenen unstrukturierten Rand um die diffraktive Struktur herum beinhaltet. Für den Einsatz von Hybridlinsen ist dieser Rand hinderlich, weshalb die refraktive Kavität den Durchmesser der diffraktiven Linse hat. Das Prinzip des Abformprozesses ist schematisch in Abbildung 5.23 dargestellt.

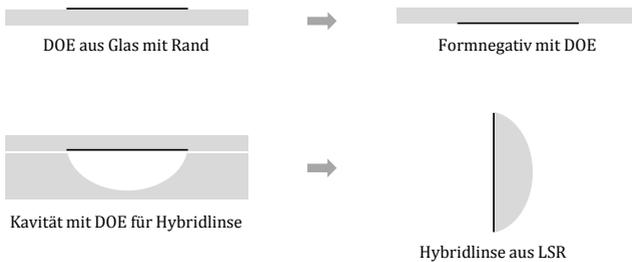


Abbildung 5.23: Schematische Darstellung des Abformprozesses, um aus der diffraktiven Glas- eine Hybridlinse aus LSR zu erstellen, bei dem zunächst die diffraktive Linse in ein Formnegativ abgeformt wird, um anschließend mittels weiterer Kavitäten in eine diffraktive LSR-Linse oder in eine Hybridlinse abgeformt werden kann

Der wegfallende Rand hat praktische Ursachen, muss jedoch auch hinsichtlich der Bewertung der Linsen berücksichtigt werden. Denn durch deren Wegfall sind die Kräfte geringer, die der thermisch bedingten Krümmung der planparallelen Platte entgegenwirken. Aus diesem Grund wird zunächst eine planparallele Scheibe ohne diffraktive oder

refraktive Linse abgemustert. Damit wird untersucht, inwieweit die Abformung einer planen Fläche tatsächlich als plan angenommen werden kann. In Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse der Brennweitenbestimmung einer planparallelen Scheibe dargestellt. Dazu werden die Brennweiten mit und ohne Platte entsprechend der Strahldivergenz ermittelt. Diese wird mit den gemessenen Brennweiten verrechnet, woraus die aufgeführten Brennweiten resultieren. Diese zeigen, dass die Divergenz eher gering ist und demnach einer planparallelen Platte nahe kommt. Allerdings zeigen alle drei Wellenlängen, dass die Brennweiten größtenteils innerhalb desselben Bereichs liegen und somit eine Tendenz erkennbar ist, dass eine gewisse Brechkraft dennoch vorhanden ist. Dies führt zu dem Schluss, dass eine geringe Krümmung existiert, die entweder auf einer Krümmung in der Kavität oder auf den Abkühlprozess in Form einer Dickenänderung um den Massenschwerpunkt in der Mitte der Scheibe zurückzuführen ist.

Tabelle 5.4: Messergebnisse für eine planparallele Scheibe aus LSR, um Fertigungsgenauigkeiten zu untersuchen und um im weiteren Verlauf Abweichungen aufgrund der planen Kavität einbeziehen zu können

λ	f_{Laser}	f_{LSR}
445 nm:	46 540 mm \pm 811 mm	3867 mm \pm 32 mm
532 nm:	-9000 mm \pm 166 mm	6228 mm \pm 64 mm
638 nm:	4405 mm \pm 20 mm	3610 mm \pm 20 mm

Die Messungen zeigen somit, dass auch hier mit Abweichungen gerechnet werden muss. Um deren Ursache enger eingrenzen zu können, sind in Tabelle 5.5 die Ergebnisse der Messungen mit einer diffraktiven Linse dargestellt. Dafür wird dieselbe Kavität genutzt, die nun anstatt zweier planen Platten das Negativ der diffraktiven Struktur auf der Glaslinse sowie eine plane Fläche als Gegenpart nutzt und

somit ein Abbild der Glaslinse ohne unstrukturierten Rand ist. Damit wird bewertet, inwieweit die Abformung dieselben Brennweiten und damit Geometriestrukturen aufweist wie bei der Silikonlinse mit Rand.

Tabelle 5.5: Vergleich der gemessenen Werte der Brennweiten für die diffraktiven Linsen aus LSR, die direkt und indirekt abgemustert werden für $m = 1$

λ	m	$f_{LSR-mitRand}$	$f_{LSR-ohneRand}$
445 nm:	1	1058 mm \pm 82 mm	1023 mm \pm 78 mm
532 nm:	1	936 mm \pm 42 mm	854 mm \pm 21 mm
638 nm:	1	775 mm \pm 22 mm	761 mm \pm 23 mm

Vor dem Hintergrund der Ergebnisdiskussion aus dem vorherigen Abschnitt fällt auf, dass die Brennweiten zwar alle niedriger ausfallen als bei der Linse mit Rand, diese aber größtenteils innerhalb der Messunsicherheiten liegen, wobei die Tendenz erkennbar ist, dass die Brennweiten kürzer sind. Lediglich die Brennweiten bei $\lambda = 532$ nm liegen wiederum außerhalb der minimal vorhandenen Messunsicherheit. Vergleicht man dies mit den Werten der Glaslinse, liegt der Wert der Linse ohne Rand innerhalb des Messbereichs. Daher wird davon ausgegangen, dass die Messunsicherheit bei der Linse aus Silikon mit Rand auswertebedingt steigt, da die Linse ohne Rand ebenfalls von der Glaslinse abgemustert ist.

Demgegenüber zeigen die Beugungseffizienzen gemäß Tabelle 5.6 deutliche Abweichungen im blauen Bereich des Spektrums. Während der Anteil für die bereits diskutierte Linse im grünen Bereich auf örtliche Verschmierungen mehrerer Beugungsordnungen und damit verbundene Auswertung zurückzuführen ist, zeigen die Beugungseffizienzen für die Linse ohne Rand das Beugungsbild für eine wesentlich höhere Designwellenlänge. Der Übersichtlichkeit halber werden nur

die Designbeugungsordnungen betrachtet. Dies führt dazu, dass sich für die diffraktive Linse ohne Rand deutlich mehr Beugungsordnungen bestimmen lassen als für die Vergleichslinse mit Rand. Die Effizienzen sind ebenso wie die Vorherigen normiert.

Tabelle 5.6: Vergleich der gemessenen Werte der relativen Beugungseffizienzen für die diffraktiven Linsen aus LSR, die direkt und indirekt abgemustert werden für $m = 1$

λ	m	$\eta_{LSR-ohneRand}$	$\eta_{LSR-mitRand}$
445 nm:	1	76 %	99 %
532 nm:	1	99 %	100 %
638 nm:	1	87 %	92 %

In Kombination mit den bereits diskutierten Ergebnissen deuten die Messungen darauf hin, dass sich die Struktur des Höhenprofils verändert hat. Bereits bei planen Flächen ist eine Tendenz erkennbar, dass die Fläche als leicht konvexe Linsenfläche wirkt. Dies würde die tendenzielle Verschiebung der Brennweiten erklären und bedeutet, dass sich damit die Periodenbreiten nicht nennenswert ändern.

Somit bleibt nur die Abweichung des Höhenprofils, das einen zentralen Einfluss auf die Beugungseffizienzen hat. Da diese Einflüsse bei der Glaslinse nicht messtechnisch erkennbar sind, müssen sie in Verbindung mit dem Abformprozess stehen. Da sich zudem die Periodenbreiten gemäß der Messergebnisse nicht verändern, liegt ein möglicher Grund in dem zweimaligen Abkühlprozess. Bei der Abformung der Glaslinse wird die heiße Silikonmasse auf Raumtemperatur abgekühlt. Diese Form dient als Kavität für die resultierende Linse, die ebenfalls nach der Abformung abkühlt. Zudem liegt der Massenschwerpunkt der Optik nicht auf der Oberfläche, sondern im Material, wodurch die Strukturdeformation in beiden Schritten auftreten kann.

Dies würde eine Änderung des Höhenprofils bewirken, da dies unter einem Dichteausgleich erfolgt und somit die Oberflächengeometrie nicht gleichmäßig verändert.

Zur Herstellung einer Hybridlinse wird neben der diffraktiv strukturierten zusätzlich eine Kavität mit refraktiver Linsenfläche benötigt. Um deren Einfluss zu berücksichtigen, wird eine plan-konvexe LSR-Linse ohne diffraktive Struktur abgeformt. In Tabelle 5.7 sind zunächst die Brennweiten der refraktiven Linse aufgeführt.

Tabelle 5.7: Messergebnisse für die Brennweiten einer refraktiven Linse aus LSR, die den Grundkörper für die Hybridlinse darstellt

λ	$f_{theorie}$	$f_{refraktiv}$
445 nm:	47,8 mm	48,5 mm \pm 1,2 mm
532 nm:	48,5 mm	50,0 mm \pm 3,9 mm
638 nm:	49,0 mm	52,2 mm \pm 4,1 mm

Anhand der Werte wird ersichtlich, dass die Linse eine zu geringe Brechkraft aufweist, auch wenn sich die Werte, bedingt durch die Messunsicherheit, grundsätzlich im theoretisch berechneten Bereich befinden. Dies kann zwei Gründe haben. Sowohl an einer fehlerhaften Kavität als auch an einer Deformation beim Spitzgussprozess. Zieht sich das Material um den Massenschwerpunkt herum zusammen, wird aus einer planen eine konkave Fläche und der Krümmungsradius der gekrümmten Fläche verringert sich.

Nachdem die Abweichungen basierend auf Messungen mittels planparalleler, diffraktiver und refraktiver Kavitäten abgeschätzt sind, sind in Tabelle 5.8 die Brennweiten der daraus gefertigten Hybridlinse aufgeführt. Die Beugungseffizienzen können nicht mehr ausgewertet werden, da die einzelnen Fokuspunkte zu nah beieinander liegen.

Grund hierfür ist die Brechkraft der refraktiven verglichen mit der der diffraktiven Struktur.

Tabelle 5.8: Messergebnisse für eine Hybridlinse aus LSR sowie der berechneten theoretischen Zielwerte für die Linse gemäß der refraktiven und diffraktiven, vorhergehenden Messergebnisse für $m = 1$

λ	$f_{theorie}$	f_{hybrid}
445 nm:	45,7 mm	49,2 mm \pm 1,5 mm
532 nm:	46,0 mm	52,1 mm \pm 5,1 mm
638 nm:	45,9 mm	51,1 mm \pm 2,1 mm

Das hybride Verhalten ist deutlich erkennbar. Die Brennweiten liegen im Bereich der refraktiven Brennweiten, jedoch ist deren Maximum nicht im roten, sondern im grünen Spektralbereich. Allerdings sind die Brennweiten zu groß im Vergleich zu den theoretischen Werten, was auch unter Einbeziehung der minimalen Messunsicherheiten nicht erreicht wird.

Da die gemessenen Brennweiten der Hybridlinse größer als die der refraktiven Linse sind und die diffraktive Struktur gemäß der Messdaten hinreichend genau abgeformt werden kann, müssen weitere Einflüsse betrachtet werden. Das thermische Verhalten kann dabei vernachlässigt werden, da sich dies bereits in den Messdaten der refraktiven Linse zeigt und die diffraktive Struktur keine nennenswerte Volumenerhöhung bewirkt.

Allerdings ist die Kavität der diffraktiven Struktur aus einem deutlich elastischeren Material als die der refraktiven Strukturen mit einer deutlich höheren thermischen Ausdehnung. Bei der Abformung einer Hybridlinse wird mehr Materialvolumen als bei der planparallelen Platte benötigt. In Kombination mit dem elastischen

Materialverhalten der Kavität kann dies durch mechanischen Druck zu einer deformierten Oberfläche und somit zu einer Änderung der Flächenkrümmung führen.

Dies ist zwar nicht über die diffraktiven Anteile messbar, da die Brennweitenverhältnisse (im grünen spektralen Bereich das Brennweitenmaximum) im richtigen Bereich liegen und die Beugungseffizienzen nicht messbar sind. Eine konkav gekrümmte Grundfläche anstatt einer planen Fläche, auf der die diffraktive Struktur ist, würde die Werte aber erklären. Im Gegensatz zur planparallelen Scheibe ist deutlich mehr Material in der Kavität, das sich beim Abkühlen zusammenziehen kann. Das erhöhte Volumen führt demnach zu einer Verschiebung des Massenschwerpunktes, in dessen Richtung sich das Volumen verformt. Dies ist ebenfalls bei der refraktiven Linse der Fall. Im Gegensatz zu dieser kann die Kavität der diffraktiven Struktur dazu führen, dass durch deren thermisch bedingte Volumenausdehnung im Zentrum der Optik eine Kraft auf die Hybridlinse ausgeübt wird. Diese würde zwar beim Abkühlen abnehmen, führt dann jedoch dazu, dass die Masse aus dem Zentrum heraus in die kühleren äußeren Bereiche gedrückt wird. Daraus resultiert eine schwach konkav wirkende Grundfläche. Allerdings können diese Punkte im Rahmen dieser Ergebnisse nicht abschließend bestätigt werden und erfordern daher Untersuchungen in weiteren Arbeiten.

Zur Abformung bleibt festzuhalten, dass thermisch bedingte Effekte einen nennenswerten Einfluss auf die Linse haben und darüber hinaus auch die Geometrie- und Masseverhältnisse berücksichtigt werden müssen, wie der Vergleich zwischen diffraktiv-planer und Hybridlinse zeigt. Darüber hinaus zeigen die Messungen, dass die diffraktiven Linsen mit einer maximalen Höhe von $h_{max} = 1,1 \mu\text{m}$ mit scheinwerfergeeigneten Materialien abgemustert werden können.

Die resultierende Hybridlinse entspricht aufgrund des prototypischen Fertigungsprozesses daher nicht exakt den berechneten Werten, zeigt

jedoch ein chromatisch korrigiertes Verhalten und wird daher in einem Funktionsdemonstrator eingesetzt. Die Messungen werden mit Simulationen des Aufbaus verglichen und im Folgenden vorgestellt.

5.3.2 Messtechnische Untersuchung einer Hybridlinse

Anhand der gefertigten Hybridlinse soll die achromatisierende Wirkung gemessen werden, was durch die Abbildung des zentralen Bereichs und damit der HDG möglich ist. Dazu wird die im vorherigen Abschnitt charakterisierte Hybridlinse aus LSR in das Projektionssystem gemäß Abbildung 2.4 eingesetzt, deren effektive Brennweite bei $f_{eff} = 48,6$ mm liegt. Durch den deutlich kleineren Linsendurchmesser der verfügbaren Linse von $d = 25$ mm im Gegensatz zu der eigtl. Größe von $d = 60$ mm kann nur der zentrale Bereich der Verteilung ausgewertet werden. Da die Fläche quadratisch mit steigendem Radius zunimmt, wird ein Großteil der Strahlung nicht auf die Fahrbahn abgebildet, wodurch keine vollständige Scheinwerferlichtverteilung erzeugt werden kann. Dies stellt jedoch kein Hindernis dar, da zum einen die Achromatisierung der HDG untersucht werden soll und dies anhand des zentralen Bereichs durchgeführt werden kann. Zum anderen kann die Messung mit Simulationen des Messaufbaus abgeglichen werden, wodurch die Verteilungen bewertet werden können.

Um Rückreflexionen in den Reflektor und damit Streulicht zu vermeiden, wird auf eine Blende um die Linse herum verzichtet. Zudem ist die Messentfernung derart groß, dass diese Anteile nicht als Streulicht messbar sind, da sie nicht durch die Linse abgebildet werden. Die Linse wiederum ist entlang und senkrecht zur optischen Achse per Mikrometertisch und in der Höhe per Stativstift mit Millimeterskala positionierbar.

In Abbildung 5.24 sind das schematische Simulationsmodell inkl. der Halterungen sowie der realisierte Aufbau inkl. der Verfahrtschritte zur Linsenpositionierung dargestellt.

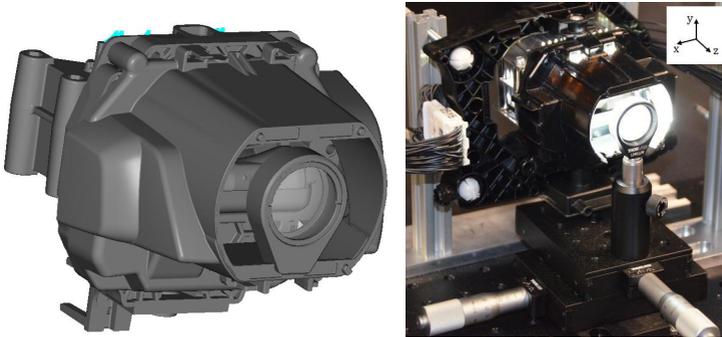


Abbildung 5.24: Darstellung des Demonstrators mit einer Hybridlinse zur Achromatisierung aus LSR sowie einem Linsendurchmesser von $d = 25$ mm inkl. der Linsenhalterung und der Abdeckung des Moduls als Simulationsmodell (links) und als realisierter Aufbau (rechts)

Die Messungen werden mittels einer Leuchtdichtemesskamera aufgenommen, wie sie bereits zur Charakterisierung der diffraktiven Strukturen der Messungen in Kapitel 4.4 und 5.3.1 eingesetzt wurde. Die Messentfernung beträgt 25 m und ist entsprechend auch in der Simulation abgebildet. Der Vergleich der Farbbilder ergibt sich gemäß Abbildung 5.25 sowie der Farbortverlauf an der HDG gemäß Abbildung 5.26. Daran lässt sich direkt erkennen, dass das Ziel der chromatischen Korrektur erreicht wird. Dies zeigt zum einen das Farbbild, zum anderen jedoch auch direkt die Farbortverschiebung. Im Fall der hybriden Linse verschiebt sich dieser nur unwesentlich, während sich der Farbort beim Schnitt durch die HDG für die refraktive Linse deutlich in den blauen Bereich des Spektrums verschiebt.

Parallel dazu ist anhand der Farbdarstellung der gemessenen Lichtverteilungen erkennbar, dass die der refraktiven Linse wesentlich homogener als die der hybriden Linse ist. Um die Form der Lichtverteilungen sowie die Unterschiede qualitativ beurteilen zu können,

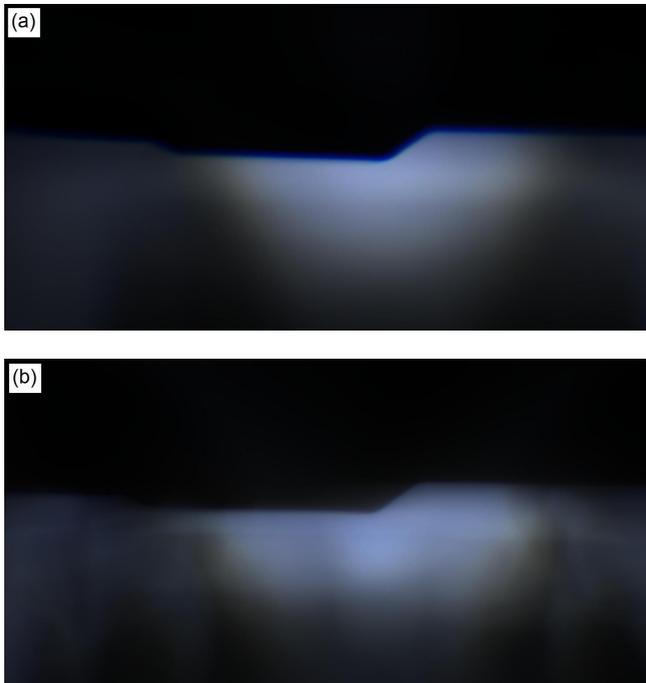


Abbildung 5.25: Vergleich der mit einer Leuchtdichtemesskamera aufgenommenen Farbbilder des Demonstrators einer refraktiven (a) und einer hybriden Silikonlinse (b)

werden in den nachfolgenden Abschnitten die Lichtverteilungen in Falschfarbendarstellung ausgewertet.

In Abbildung 5.27 sind die Lichtverteilungen auf Basis der refraktiven Linsen dargestellt, wobei das Simulationsergebnis (a) die Bezugsgröße für die Bewertung der Messwerte (b) darstellt.

Der Maximalwert der Beleuchtungsstärke in 25 m Entfernung beträgt in der Simulation $E_{ref,sim} = 22,0 \text{ lx}$, während das der Messwerte $E_{ref,mes} = 14,3 \text{ lx}$ beträgt. Der Lichtstrom ist in der Simulation mit $\phi_{ref,sim} = 99 \text{ lm}$ ebenfalls höher als der Lichtstrom der Messung mit

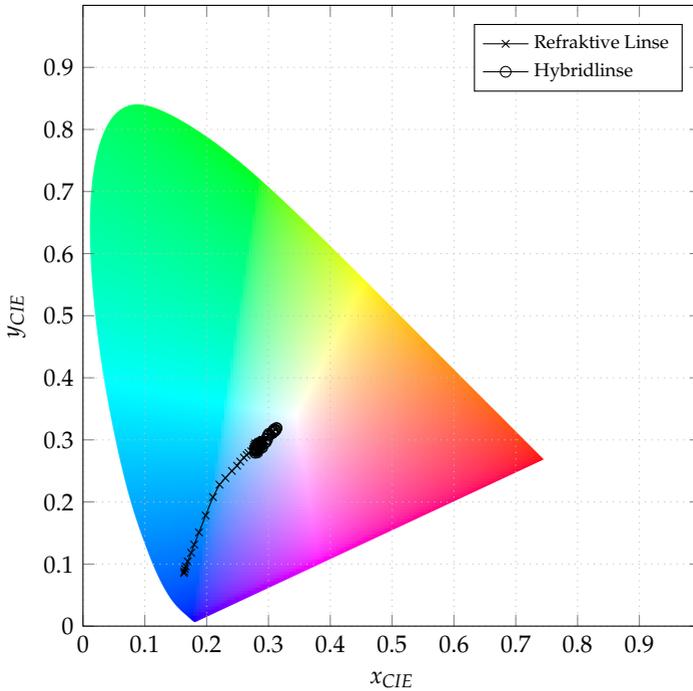


Abbildung 5.26: Gemessene, vertikale Farbortverschiebung an der HDG des Demonstrators für die refraktive und die hybride Linse aus LSR

$\phi_{ref,mes} = 88$ lm. Der erhöhte Streulichtanteil innerhalb der Messwerte zeigt sich anhand des Verlaufs der HDG sowie durch die Verzeichnungsfehler am Rand der Verteilung. Diese basieren wahrscheinlich auf Einflüssen des Fertigungsprozesses der Linsenkapazität, die durch die Reinigung bei der Herstellung erzeugt wurden. Die Abbildung des Lichtschwerpunkts zeigt, dass die gemessene Verteilung um fast 50 % breiter ist, wodurch die geringere Beleuchtungsstärke im Maximum erklärbar ist. Außerdem fällt die Beleuchtungsstärke am Rand deutlicher ab als bei der simulierten Verteilung, sodass auch der unterschiedliche Lichtstrom begründet werden kann.

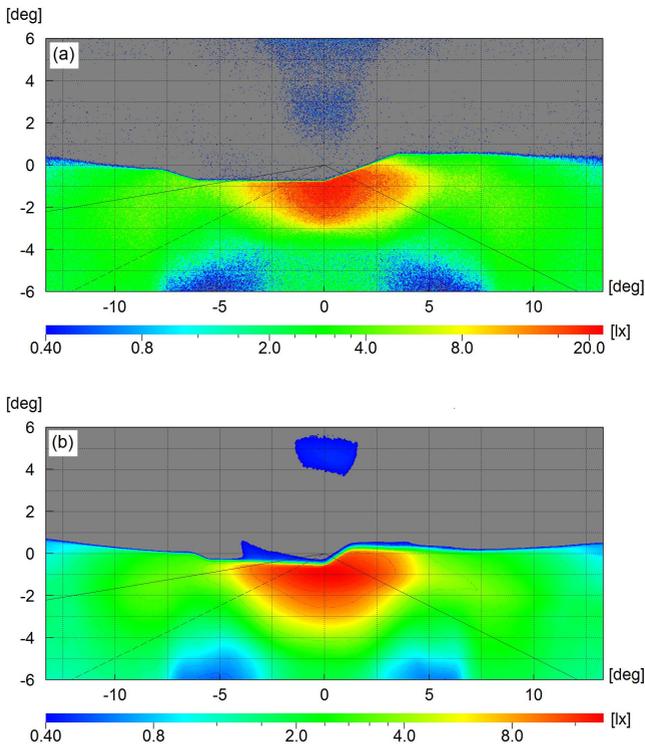


Abbildung 5.27: Vergleich der simulierten Lichtstärkeverteilungen des Demonstrators (a) mit der mit einer Leuchtdichtemesskamera gemessenen Verteilung (b), beide auf Basis der refraktiven Linse aus LSR

Die äquivalenten Verteilungen der zugehörigen Hybridlinsen sind in Abbildung 5.28 für die Simulation (a) und die Messung (b) dargestellt. Im Gegensatz zu den vorherigen Messergebnissen zeigt die Hybridlinse keine nennenswerten Verzeichnungsfehler am Rand. Daraus wird gefolgert, dass die Ursache hierfür im Fertigungsverfahren liegt, da die gekrümmte Fläche für beide Linsen mit derselben Kavität erzeugt wurde. Des weiteren ist der Bereich des Lichtschwerpunkts ähnlich

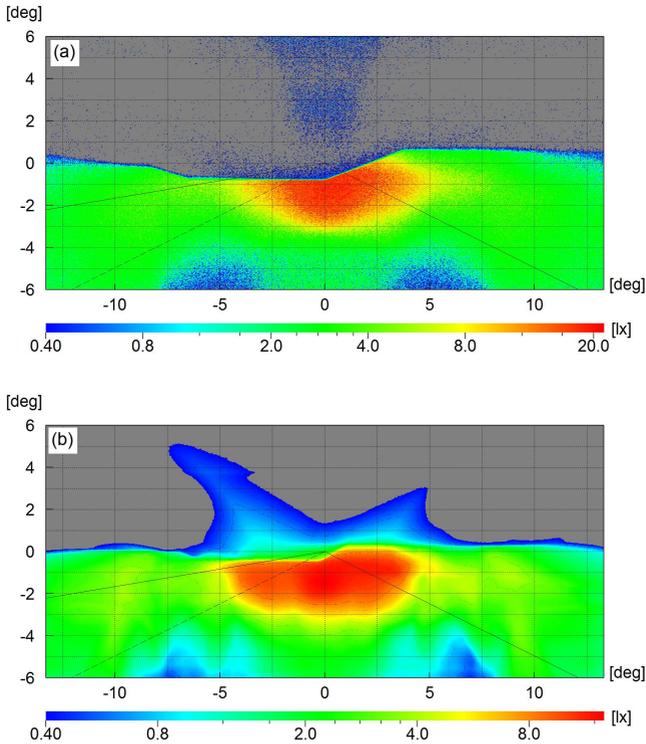


Abbildung 5.28: Vergleich der simulierten Lichtstärkeverteilungen des Demonstrators (a) mit der mit einer Leuchtdichtemesskamera gemessenen Verteilung (b), beide auf Basis der hybriden Linse aus LSR

breit wie der der refraktiven Linse, jedoch auch länger. Daher liegt der Maximalwert der Beleuchtungsstärke erwartungsgemäß in der Simulation mit $E_{hyb,sim} = 21,5 \text{ lx}$ deutlich über dem gemessenen Maximum von $E_{hyb,mes} = 12,7 \text{ lx}$. Der Lichtstrom liegt ebenfalls in der Simulation mit $\phi_{hyb,sim} = 101 \text{ lm}$ höher als der gemessene Lichtstrom von $\phi_{hyb,mes} = 94 \text{ lm}$. Die Form des Streulichts oberhalb der HDG ähnelt dem der refraktiven Linse, ist jedoch auch erweitert durch einen

zur y-Achse gespiegelten, schwächeren Verlauf. Dadurch erklärt sich zum einen der höhere Lichtstrom verglichen mit den Messwerten für die refraktive Linse. Zum anderen führt die identische Form sowie die vorhandene Achsensymmetrie zu der Schlussfolgerung, dass dies nicht durch die Hybridlösung, sondern durch den prototypischen Aufbau hervorgerufen werden dürfte. Im Gegensatz dazu können die Inhomogenitäten durch die Hybridlinse auf die prozesstechnische Abformung der diffraktiven Struktur zurückgeführt werden, da die refraktive Linse keine Inhomogenitäten erzeugt und der Abformprozess gemäß des vorherigen Unterkapitels zu einer Deformation der planen Oberfläche führt.

Um die Unterschiede der Lichtverteilungen ohne Streulicht besser bewerten zu können, sind in Abbildung 5.29 die beiden gemessenen Verteilungen gegenübergestellt, bei denen mittels Blende das Licht abgeschattet wurde, das an den Linsen vorbei auf die Messebene trifft. Dies ergibt demnach eine deutlich minimierte Streuung oberhalb der HDG sowie niedrigere Werte im Vergleich zur Messung ohne Blende. Die Beleuchtungsstärkemaxima sinken auf $E_{ref,mes} = 14,2 \text{ lx}$ bzw. $E_{hyb,mes} = 11,8 \text{ lx}$ und der jeweilige Lichtstrom auf $\phi_{ref,mes} = 80 \text{ lm}$ bzw. $\phi_{hyb,mes} = 81,2 \text{ lm}$. Dies verdeutlicht den höheren Streulichteinfluss innerhalb der Verteilung der hybriden Optik. Sowohl die maximale Beleuchtungsstärke als auch der Lichtstrom auf dem Detektor nehmen deutlich stärker ab als bei der Verteilung mittels refraktiver Linse. Abweichungen der Oberflächenstrukturen sowie Streueinflüsse innerhalb des Materials, wie z.B. Fließspuren, können dabei ein wesentlicher Faktor sein. Dies kann jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht näher quantifiziert werden. Um die Simulation dennoch abschließend zu beurteilen sowie die Ergebnisse der Betrachtung des diffraktiven Anteils abzuschließen, zeigt Abbildung 5.30 die Verteilungen mit einer minimal dargestellten Beleuchtungsstärke von $E_{min} = 1,5 \text{ lx}$.

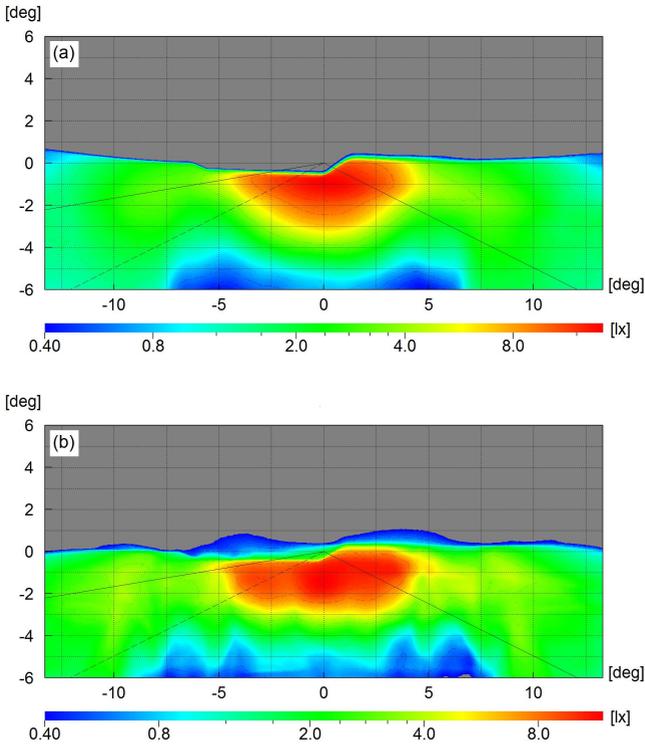


Abbildung 5.29: Vergleich der mit einer Leuchtdichtemesskamera gemessenen Lichtstärkeverteilungen des Demonstrators mit der refraktiven (a) und hybriden (b) Linse, beide mit einer Blende, die Streulicht abschattet, das sonst an der Linse vorbei auf die Messwand treffen würde

Dadurch werden Streulichtanteile fast vollständig ausgeblendet, wodurch die Interpretationen der vorgestellten Ergebnisse zusätzlich gestützt werden. Für die Bewertung der Simulationethodik ist die Verteilung der Beugungseffizienzen ein letzter entscheidender Faktor. Es kann nicht erfasst werden, wie hoch die jeweiligen Beugungseffizienzen sind. Allerdings ist diese Größe aus der Simulationethodik ausgeklammert, indem die Effizienzen außerhalb der

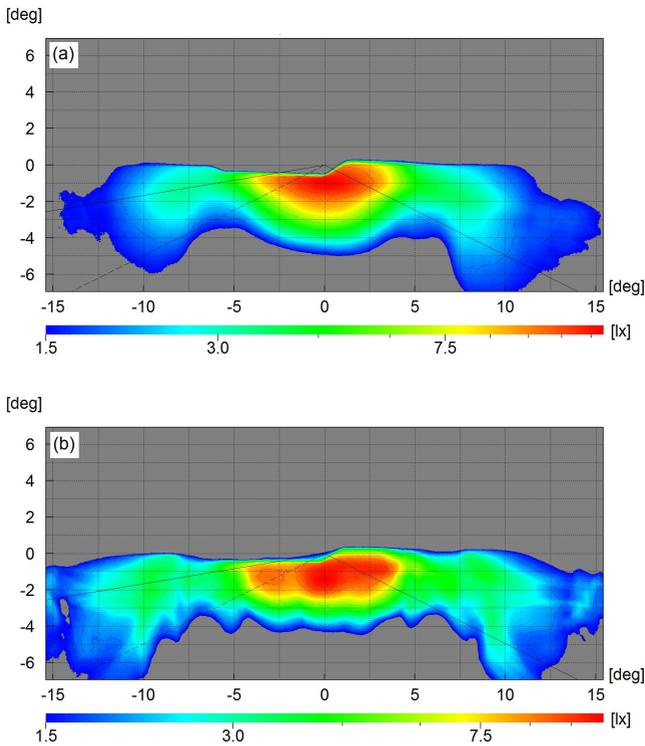


Abbildung 5.30: Vergleich der mit einer Leuchtdichtmesskamera gemessenen Lichtstärkeverteilungen des Demonstrators mit der refraktiven (a) und hybriden (b) Linse, bei beiden werden nur Werte oberhalb der Beleuchtungsstärke von $E_{min} = 1,5 \text{ lx}$ dargestellt

Methodik bestimmt und anschließend in diese eingelesen werden. Durch die Ausblendung der anderen Streulichtanteile kann die Form der Verteilung um den Schnittpunkt der oberen HDG bei $x = 0^\circ$ herum betrachtet werden, die durch die Beugungsordnungen $m \neq 1$ erzeugt wird. Der Vergleich der dargestellten, gemessenen Form mit den simulierten Lichtverteilungen aus den vorherigen Abschnitten zeigt, dass diese identisch verläuft. Somit wird daraus gefolgert, dass

das in dieser Arbeit entwickelte Simulationsprinzip grundsätzlich korrekt ist.

Die gemessenen Verteilungen zeigen zudem, dass die Achromatisierung auf Basis von Hybridlinsen realisiert und messtechnisch sowie simulativ bestätigt wird. Die gemessenen Verteilungen stimmen in Form und bzgl. der Maximalwerte nicht vollständig mit den Simulationswerten überein. Allerdings wird aufgezeigt, dass die Abweichungen wahrscheinlich direkt mit dem prototypischen Herstellungsprozess der Linsen in Verbindung gebracht werden müssen. Dies wird neben der Bewertung der Lichtverteilungen insbesondere durch die messtechnische Charakterisierung des optischen Verhaltens gestützt.

5.4 Zwischenfazit

Die Simulation zeigt die erfolgreiche Umsetzung der Achromatisierung einer Abblendlichtverteilung, was durch Messungen bestätigt wird. Dabei zeigt sich, dass die Blendwerte deutlich unterhalb der gesetzlichen Grenzwerte liegen, obwohl Streulicht oberhalb der HDG wegen höherer Beugungsordnungen erkennbar ist. Des Weiteren wird sichtbar, dass die Korrektur sowohl für Materialien mit niedriger als auch mit hoher Abbezahl deutliche Vorteile bringt sowie die Aufbringung der diffraktiven Struktur nicht zwingend auf der gekrümmten Linsenfläche erfolgen muss. Auch die Aufbringung auf der planen Fläche ergibt eine ausreichende, wenn auch etwas schwächere Korrektur. Abschließend kann die Simulationsmethodik als ausreichend überprüft angesehen werden, da auch die Ergebnisse einer Scheinwerfersimulation mit gemessenen Werten desselben Moduls weitestgehend übereinstimmen. Somit können in den nachfolgenden Kapiteln auf simulativer

Basis der Ansatz der Athermalisierung der achromatisierten Linse, der Einsatz von Gitterzellenarrays und der von Fertigungstoleranzen untersucht werden.

Kapitel 6

Athermalisierung einer achromatisierten Lichtverteilung

Aufbauend auf der Achromatisierung einer Abblendlichtverteilung aus dem vorherigen wird in diesem Kapitel deren zusätzliche Athermalisierung erarbeitet, um neben der chromatischen auch die thermische Beeinflussung einer Abblendlichtverteilung zu minimieren. Die Herausforderung besteht darin, dass die beiden Linsenfunktionen zur chromatischen und thermischen Korrektur inverse Vorzeichen aufweisen und sich daher eigtl. gegenseitig verschlechtern. Zunächst werden daher relevante Randbedingungen sowie Voruntersuchungen vorgestellt, bevor der entwickelte Designansatz sowie die daraus resultierenden Lichtverteilungen diskutiert und simulativ untersucht werden.

6.1 Randbedingungen und Voruntersuchungen

Die in Kapitel 5 diskutierten Ergebnisse der chromatischen Korrektur mittels Hybridlinsen belegen, bis zu welchem Grad diese erfolgen kann. Nachdem dies erfolgreich umgesetzt werden konnte, ist der nächste Schritt die Athermalisierung dieses Systems. Daher ist das Ziel der nachfolgenden Abschnitte, neben der chromatischen zusätzlich eine thermische Korrektur in den Auslegungsalgorithmus zu integrieren.

Um diese umzusetzen, werden zusätzliche Strukturen oder Materialien benötigt, sodass deren chromatisches Verhalten bestenfalls dem der Achromatisierung entspricht. Somit ist das Ergebnis aus dem vorherigen Kapitel die obere Grenze, die hinsichtlich der chromatischen Korrektur erreicht werden kann.

Somit kann erwartet werden, dass bei der erfolgreichen Integration der thermischen gleichzeitig die chromatische Korrektur etwas abgeschwächt wird. Daher sind die beiden primären Ziele der Auslegung, eine deutliche Verbesserung des thermischen Verhaltens der hybriden, achromatisierten Linse zu erhalten und gleichzeitig eine Achromatisierung im Vergleich zur refraktiven Linse zu erreichen. Um dies bewerten zu können, werden im Folgenden zum einen das thermische Verhalten der Hybridlinse sowie Voruntersuchungen vorgestellt, die das thermische Verhalten bzgl. der Linsengeometrie untersuchen.

Das im Folgenden betrachtete Scheinwerfersystem ist identisch zu dem aus Kapitel 5.2.1, bei dem jedoch die Linse durch die nachfolgend diskutierte Linse substituiert wird. Neben den bereits diskutierten Ergebnissen der chromatischen Korrektur einer PC- und einer LSR-Linse werden in den Abbildungen 6.1 bis 6.4 die zugehörigen Ergebnisse der hybrid erzeugten Lichtverteilungen bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ dargestellt. Die Auflösung der Detektoren beträgt jeweils $0,01^\circ$. Die Simulationsparameter inkl. des Spektrums und der Beugungseffizienzverteilung sind in Anhang B auflistet.

Bereits die graphische Darstellung der Lichtverteilungen zeigt, dass eine Aufweichung der HDG bei großen Temperaturunterschieden vorhanden ist. Entsprechend der thermischen Ausdehnungskoeffizienten ist dies deutlich ausgeprägter für die Silikonlinse der Fall. Anhand der Schnitte durch die HDG lässt sich dies einfach bestätigen. Die Farbsaumbreite der Verteilung auf Basis der hybriden PC-Linse liegt bei $0,13^\circ$ und damit im Bereich der Änderung des refraktiven Systems.

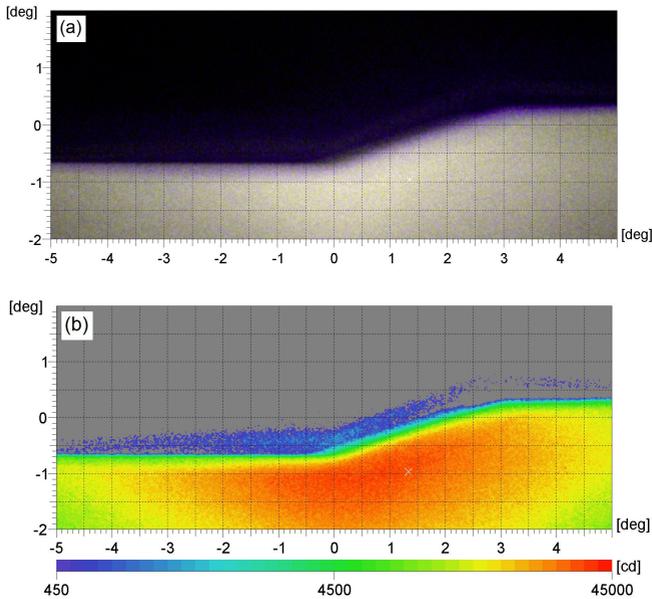


Abbildung 6.1: Darstellung der chromatischen Lichtverteilung an der HDG einer Hybridlinse aus PC (a) sowie der Lichtstärkeverteilungen in Falschfarbendarstellung der PC-Linse (b) - beide bei $T = T_0 + 80\text{ K}$

Dem gegenüber ist der Farbsaum bei der hybriden LSR-Linse nicht mehr auswertbar, da die Unschärfe dies überlagert. Der Einfluss der Temperatur auf das emittierte Spektrum wird dabei vernachlässigt, da die zu erwartenden Werte als nicht nennenswert eingestuft werden. Der thermische Einfluss auf die Reflektoren und sonstigen Halterungen und Blenden wird ebenso vernachlässigt, da dieser im Bereich der Fertigungstoleranzen liegt und somit eine Streugröße darstellt, die nicht analysiert werden kann.

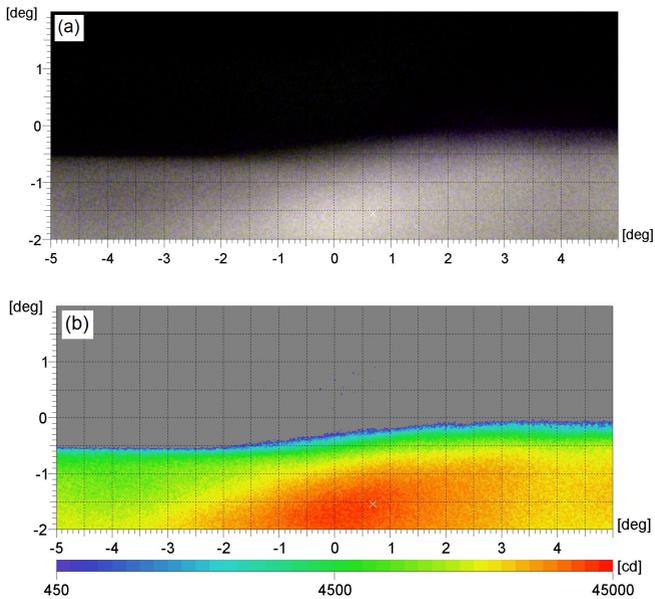


Abbildung 6.2: Darstellung der chromatischen Lichtverteilung an der HDG einer Hybridlinse aus LSR (b) sowie der Lichtstärkeverteilungen in Falschfarbendarstellung (b) - beide bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ nach [Sch+16a]

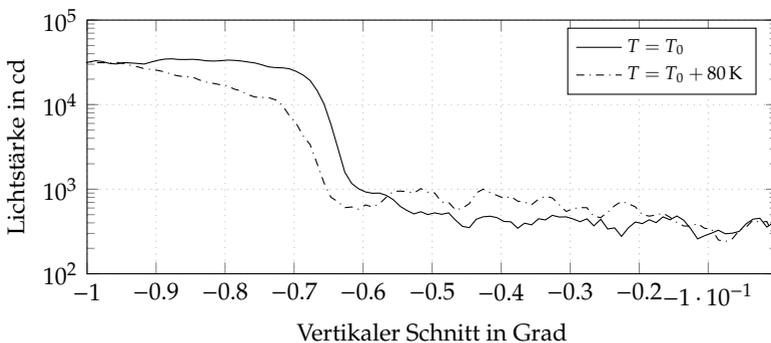


Abbildung 6.3: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) für eine hybride PC-Linse bei $T = T_0$ und bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$

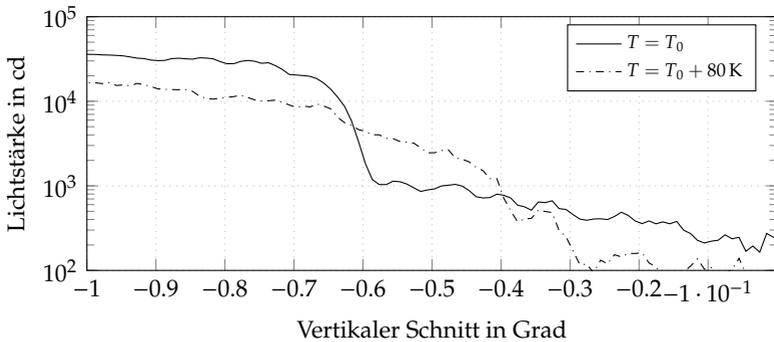


Abbildung 6.4: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) für eine hybride LSR-Linse bei $T = T_0$ und bei $T = T_0 + 80\text{ K}$

Im Gegensatz dazu kann der thermische Einfluss auf die Linsen nicht vernachlässigt werden. Der Brechungsindex verändert sich gemäß Gleichung 2.5 mit der Temperatur und entspricht im automobiltemperaturbereich annähernd einem linearen Verlauf. Daneben verändert sich auch die Geometrie, da die resultierende Dichteänderung eine Volumendeformation nach sich zieht. In diesem Zusammenhang existieren allgemeine Ansätze für den Fall einer idealen Volumenausdehnung ohne andere äußere Kräfte als der Temperatur. Diese Überlegungen beziehen jedoch weder die Lage des Massenschwerpunkts noch die Einflüsse der Halterung der Optik mit ein.

Für refraktive Optiken wurde in Voruntersuchungen gezeigt [Sch13], dass die Veränderung der Oberflächengeometrie mit veränderter Temperatur aufgrund der Halterungen, Bauteilgeometrien sowie weiteren Einflussgrößen vernachlässigt werden kann. Demnach genügt die Beschreibung des thermischen Verhaltens durch die Änderung des Brechungsindex. Als primärer Grund für diese Aussagen wird gezeigt, dass sich der Einfluss der geometrischen Verformung wesentlich

geringer als der Einfluss der Brechungsindexänderung auf die Brechkraft auswirkt.

Da die Brechkraft diffraktiver Optiken wesentlich mit der Periodenbreite zusammenhängt (siehe u.a. Gleichung 2.30), muss geklärt werden, wie präzise die thermisch bedingten Ausdehnungen berechnet werden müssen. Gemäß Kapitel 2 kann das Verhalten in dem betrachteten Temperaturbereich linear anstatt exponentiell beschrieben werden. Allerdings stellt sich die Frage, inwieweit Randbedingungen wie Lagerungen oder die Bauteilgeometrie im Gegensatz zu refraktiven Linsen berücksichtigt werden müssen. Dazu zeigt SKOWRONEK im Rahmen seiner Arbeit [Sko15], dass deren Berücksichtigung das Ergebnis verbessern kann. Allerdings weicht das Resultat teilweise deutlich vom theoretisch erwarteten Wert ab und kann zu einer noch deutlicheren Abweichung in der Vorhersage des thermischen Verhaltens gegenüber vorhandenen Messergebnissen führen. In Verbindung mit der Arbeit von KORTMANN zeigt sich [Kor15], dass die numerische Simulation der diffraktiven Elemente aufgrund teils unbekannter Werkstoffdaten sowie zu unpräzisen Definitionsmöglichkeiten von Randbedingungen, wie Lagerungen und Kontaktbedingungen, eine sehr große Streuung aufweist. In beiden Arbeiten wird gefolgert, dass daher kein allgemeingültiges Modell aufgestellt werden kann, mit dem das Verhalten der diffraktiven Strukturen hinreichend genau berechnet werden kann.

Auf Basis dieser beiden Arbeiten, die im Rahmen der Vorliegenden entstanden, werden die geometrischen Änderungen der refraktiven Optik vernachlässigt und die der diffraktiven Linsen durch Gleichung 2.3 berücksichtigt. Über diese Gleichung wird zudem die Änderung der Höhe der diffraktiven Optik ausgedrückt, die idealisiert betrachtet zu einer Änderung der Designwellenlänge führt. Die Änderung des refraktiven Anteils wiederum wird über Gleichung 2.5 lediglich durch eine Brechungsindexänderung ausgedrückt.

6.2 Ansatz zur thermo-chromatischen Linsenkorrektur

Basierend auf diesen Ergebnissen wird im Folgenden eine Berechnungsmethodik entwickelt, die auf dem Ansatz der Achromatisierung aus dem vorherigen Kapitel basiert und deren Beschreibung erweitert. Wichtige Randbedingungen sind der Temperatureinsatzbereich mit $T_{max} = T_0 + 80 \text{ K}$ sowie die Anforderung, eine einzelne Optik anstatt eines Optiksystems zu nutzen. Dies minimiert im Vergleich zur Nutzung mehrerer Linsen die benötigten Toleranzen zur Positionierung sowie darüber hinaus den benötigten Bauraum. Neben der grundsätzlichen Fragestellung einer Athermalisierung unter den gegebenen Randbedingungen werden zwei weitere Aspekte untersucht. Zum einen, inwieweit die chromatische Korrektur durch die thermische Korrektur beeinflusst wird und zum anderen, inwieweit die thermische Korrektur vor dem Hintergrund einer deutlich dickwandigeren Optik mit einer zusätzlichen Grenzfläche im Scheinwerfer zu einer Verbesserung der Abbildungsqualität führt. Der zugrunde liegende Ansatz der nachfolgenden Abschnitte wird zudem im Rahmen einer Patentanmeldung behandelt [Sch16].

Die naheliegendste Lösung ist die Verwendung zweier diffraktiver Linsen in Kombination mit einer refraktiven Linse. Jede diffraktive Linse ist dabei auf einer der beiden refraktiven Grenzflächen aufgebracht, wobei eine chromatisch und die andere thermisch korrigierend wirkt. Daraus resultiert ein einziges Bauteil und somit die Gesamtbrechkraft der Optik Φ_{Ges} in Verbindung mit den beiden refraktiven Grundflächen $\Phi_{1,ref}$ und $\Phi_{2,ref}$ sowie den beiden diffraktiven Linsen $\Phi_{1,dif}$ und $\Phi_{2,dif}$ zu:

$$\Phi_{Ges} = \Phi_{1,ref} + \Phi_{1,dif} + \Phi_{2,ref} + \Phi_{2,dif} \quad (6.1)$$

Die Änderung dieser Brechkraft in Abhängigkeit von Wellenlänge und Temperatur ergibt sich zu:

$$\frac{d\Phi_{Ges}}{d\lambda} = \frac{d\Phi_{1,ref}}{d\lambda} + \frac{d\Phi_{1,dif}}{d\lambda} + \frac{d\Phi_{2,ref}}{d\lambda} + \frac{d\Phi_{2,dif}}{d\lambda} \stackrel{!}{=} 0 \quad (6.2)$$

$$\frac{d\Phi_{Ges}}{dT} = \frac{d\Phi_{1,ref}}{dT} + \frac{d\Phi_{1,dif}}{dT} + \frac{d\Phi_{2,ref}}{dT} + \frac{d\Phi_{2,dif}}{dT} \stackrel{!}{=} 0 \quad (6.3)$$

In Anlehnung an die Grundgleichungen zur Achromatisierung und Athermalisierung gemäß Kapitel 2.2 und 2.3 sowie den Vorüberlegungen zu Beginn dieses Kapitels werden die Ableitungen nicht funktionell umgesetzt, sondern linear beschrieben mit

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_{1,ref}}{v_{\lambda,ref}} + \frac{\Phi_{1,dif}}{v_{\lambda,dif}} + \frac{\Phi_{2,ref}}{v_{\lambda,ref}} + \frac{\Phi_{2,dif}}{v_{\lambda,dif}} = \\ & = \frac{\Phi_{1,ref} + \Phi_{2,ref}}{v_{\lambda,ref}} + \frac{\Phi_{1,dif} + \Phi_{2,dif}}{v_{\lambda,dif}} = 0 \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_{1,ref}}{v_{T,ref}} + \frac{\Phi_{1,dif}}{v_{T,dif}} + \frac{\Phi_{2,ref}}{v_{T,ref}} + \frac{\Phi_{2,dif}}{v_{T,ref}} = \\ & = \frac{\Phi_{1,ref} + \Phi_{2,ref}}{v_{T,ref}} + \frac{\Phi_{1,dif} + \Phi_{2,dif}}{v_{T,dif}} = 0 \end{aligned} \quad (6.5)$$

Daraus lässt sich der folgende Zusammenhang ableiten, sofern die Bedingung angewandt wird, dass $d\Phi \stackrel{!}{=} 0$:

$$\Phi_{1,ref} + \Phi_{2,ref} = \frac{v_{\lambda,ref}}{v_{\lambda,dif}} \cdot (\Phi_{1,dif} + \Phi_{2,dif}) \quad (6.6)$$

$$(\Phi_{1,dif} + \Phi_{2,dif}) \cdot \left(\frac{v_{\lambda,ref}}{v_{\lambda,dif} \cdot v_{T,ref}} + \frac{1}{v_{T,dif}} \right) = 0 \quad (6.7)$$

Die Gleichungen 6.6 und 6.7 lassen sich nur für $\Phi_{1,dif} = -\Phi_{2,dif}$ oder $\frac{v_{T,dif}}{v_{T,ref}} = -\frac{v_{\lambda,dif}}{v_{\lambda,ref}}$ lösen. Erstere Lösung lässt sich zwar realisieren, ergibt aber eine Auslöschung beider Brechkräfte und ist damit keine sinnvolle Komponente. Die zweite Bedingung verknüpft das chromatische mit dem thermischen Verhalten eines Materials, was prinzipiell eine

realisierbare Lösung darstellt. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Abbezahlen für die Werkstoffe gemäß Kapitel 2 und den diskutierten Annahmen wie folgt verwendet:[Sch+14]

$$v_{\lambda,ref} = \frac{n(\lambda_0) - 1}{n(\lambda_1) - n(\lambda_2)} \quad (6.8)$$

$$v_{\lambda,dif} = \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \quad (6.9)$$

$$v_{T,ref} = -\frac{2 \cdot n(\lambda_0)}{\alpha_L \cdot (n(\lambda_0) + 1) \cdot (n(\lambda_0)^2 + 2)} \quad (6.10)$$

$$v_{T,dif} = -\frac{1}{2 \cdot \alpha_L} \quad (6.11)$$

Dies ergibt damit das Verhältnis gemäß Gleichung 6.12, woraus Gleichung 6.13 folgt:

$$\left(n(\lambda_0) - \frac{1}{n(\lambda_0)} \right) \cdot (n(\lambda_0)^2 + 2) = -4 \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \cdot (n(\lambda_1) - n(\lambda_2)) \quad (6.12)$$

$$n(\lambda_1) - n(\lambda_2) = \Delta n(\lambda) > 0,2 \quad (6.13)$$

Dies bedeutet, dass ein Material mit sehr hoher Dispersion gesucht wird. Die höchste Dispersion von typischen Kunststoffen im Scheinwerfer weisen Polycarbonate mit einem Unterschied des Brechungsindex von $\Delta n(\lambda) \approx 0,02$ auf und liegen damit um das Zehnfache unter dem geforderten Schwellwert. Dabei muss angemerkt werden, dass für Polycarbonate wegen des thermischen Längenausdehnungskoeffizienten ein Wert von $\Delta n(\lambda) > 0,3$ erforderlich wäre. Da aktuell kein geeignetes Material mit den geeigneten Verhältnissen existiert, ist eine Linse aus einem vorhandenen Material folglich nicht die gesuchte Lösung.

Daher wird die Linse um ein weiteres Material erweitert und in Anlehnung an refraktive Achromate als Linsenduplet ausgeführt. Im Gegensatz zum refraktiven Achromaten werden jedoch zwei Hybridlinsen anstatt zweier refraktiver Linsen verwendet. Damit ergibt

sich folgendes Gleichungssystem, wobei auf eine diffraktive Strukturierung der mittleren Grenzfläche verzichtet wird, da der Phasenunterschied zu klein ist, als dass dies fertigungstechnisch sinnvoll ist (zu große benötigte Strukturiefen) und nur die beiden äußeren Flächen strukturiert:

$$\Phi_{Ges} = \Phi_1 + \Phi_{2,ref} + \Phi_3 \quad (6.14)$$

$$\Phi_1 = \Phi_{1,ref} + \Phi_{1,dif} \quad (6.15)$$

$$\Phi_3 = \Phi_{3,ref} + \Phi_{3,dif} \quad (6.16)$$

$$v_{2,\lambda,ref} = \frac{n_2(\lambda_0) - n_1(\lambda_0)}{(n_2(\lambda_1) - n_1(\lambda_1)) - (n_2(\lambda_2) - n_1(\lambda_2))} \quad (6.17)$$

$$v_{2,T,ref} = v_{1,T,ref} - v_{3,T,ref} \quad (6.18)$$

Die Gleichungen 6.17 und 6.18 werden dabei anhand $f = \frac{n_2(\lambda_0) - n_1(\lambda_0)}{R_2}$ sowie basierend auf den Gleichungen 2.10 und 2.18 berechnet. Insgesamt ergibt sich folgende Gleichungen:

$$\frac{\Phi_{1,ref}}{v_{1,\lambda,ref}} + \frac{\Phi_{1,dif} + \Phi_{3,dif}}{v_{\lambda,dif}} + \frac{\Phi_{2,ref}}{v_{2,\lambda,ref}} + \frac{\Phi_{3,ref}}{v_{3,\lambda,ref}} = 0 \quad (6.19)$$

$$\frac{\Phi_{1,ref}}{v_{1,T,ref}} + \frac{\Phi_{1,dif}}{v_{1,T,dif}} + \frac{\Phi_{2,ref}}{v_{2,T,ref}} + \frac{\Phi_{3,ref}}{v_{3,T,ref}} + \frac{\Phi_{3,dif}}{v_{3,T,dif}} = 0 \quad (6.20)$$

Somit existieren drei Gleichungen für fünf Unbekannte. Die mittlere Grenzschicht ist dabei aus optischer Sicht nicht notwendig, vereinfacht jedoch die Fertigung, da eine gekrümmte Fläche eine größere Toleranz ermöglicht und darüber hinaus besser abgeformt werden kann. Daher kann $\Phi_{2,ref}$ als konstant festgesetzt werden. Die letzte Beziehung wird an den diffraktiven Strukturen definiert, indem das Verhältnis der beiden Linsenfunktionen festgesetzt wird. Dadurch kann zudem die optimale Linsendicke bestimmt werden. Da eine diffraktive Linse die größte fertigungstechnische Herausforderung in diesem System ist, wird $\Phi_{1,dif} = \Phi_{3,dif}$ gesetzt. Mit diesen Parametern ergeben sich für

die beiden Fälle $\Phi_{2,ref} = 0$ ($R_2 \rightarrow \infty$) bzw. $\Phi_{2,ref} = 0,002191 \text{ mm}^{-1}$ ($R_2 = 80 \text{ mm}$) und die beiden Materialien PC und LSR Lösungen der Gleichungen. Die genannten Gleichungen beschreiben die Brechkraftverhältnisse, die benötigt werden, um eine geforderte Brechkraft Φ_{Ges} zu erreichen.

Setzt man $\Phi_{2,ref} = 0$ und rechnet mit einer planen Grenzfläche, entsprechen die berechneten Brechkräfte denen dünner Linsen. In diesem Fall lassen sich die entsprechenden Radien direkt berechnen. Falls $R_2 < \infty$, müssen die Brechkräfte mit dicken Linsen berechnet werden. In diesem Fall lässt sich mittels Matrixmethode bestimmen, welche Radien die jeweiligen Linsen aufweisen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Materialien PC und LSR untersucht, wobei die berechneten Linsen rein simulativ bewertet werden. Eine entsprechend genaue Fertigung der diffraktiven Linsen auf gekrümmten Oberflächen in Kombination mit Spritzgussverfahren wird aktuell im Rahmen des vom BMBF geförderten Projektes *OptiSys* erarbeitet.

Die Materialien PC und LSR werden untersucht, da PC die größten chromatischen und LSR die größten thermischen Abhängigkeiten aufweisen. Damit ist deren Korrektur ein entscheidender Beitrag bei der Auslegung von Scheinwerferlinsen und erweitert zudem den theoretischen Horizont der Linsenauslegung, der einen neuen Funktionsgrad bei der Korrektur von Optiken darstellt, was bislang nur mittels Mehrlinsensystemen möglich ist.

Für die genannte Materialkombination spricht zudem, dass das LSR über spezielle Oberflächenbehandlungen mit dem PC einen Verbund eingehen kann und damit die Anforderung erfüllt, dass die resultierende Optik aus einem Bauteil besteht. Dieses Bauteil ist zwar in zwei Unterbauteile getrennt, die jedoch durch den Verbund fest miteinander verklebt sind und damit für die Montage und Ausrichtung wie eine einzige Linse wirken.

In Tabelle 6.1 sind die Brennweiten der berechneten Doppelhybridlinse dargestellt. Dabei ergeben die berechneten Werte, eingesetzt in die Gleichungen 6.19 und 6.20, eine Abweichung von Null. Allerdings ist zu beachten, dass dies theoretisch berechnete Werte ohne Berücksichtigung des eingesetzten Spektrums oder optischer Fehler, z.B. aufgrund von Grenzflächenreflexionen, darstellen und hinsichtlich der optischen Wirkung untersucht werden müssen.

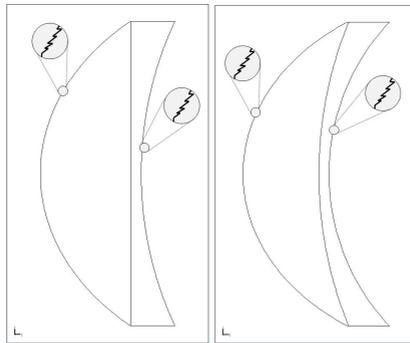
Tabelle 6.1: Erforderliche Brennweiten der einzelnen Grenzflächen der Doppelhybridlinse für die Materialien PC und LSR und eine Zielbrennweite von $\frac{1}{\Phi_{Ges}} = 65 \text{ mm}$

	Fläche	Brennweite
Plane Grenzschicht:	$f_{PC,ref}$	51,52 mm
	$f_{PC,dif}$	1138,3 mm
	f_{Grenze}	∞
	$f_{LSR,ref}$	-172,94 mm
	$f_{LSR,dif}$	1138,3 mm
Sphärische Grenzschicht:	$f_{PC,ref}$	37,36 mm
	$f_{PC,dif}$	1139,8 mm
	f_{Grenze}	-456,36 mm
	$f_{LSR,ref}$	-91,34 mm
	$f_{LSR,dif}$	1139,8 mm

6.3 Simulation der resultierenden Doppelhybridlinse

Im bisherigen Verlauf dieses Kapitels werden Randbedingungen im Rahmen von Voruntersuchungen definiert, anhand derer ein Ansatz zur Auslegung von Doppelhybridlinsen entwickelt wird, der chromatische und thermische Veränderungen der Linsenbrechkraft minimieren soll. Daher wird im Folgenden anhand von Simulationsergebnissen untersucht, ob und in welchem Maß die thermische Korrektur erfolgreich ist und die chromatische Korrektur erhalten bleibt.

Die in Tabelle 6.1 aufgeführten, refraktiven Linsenflächen werden dazu als Asphären ausgelegt und ersetzen die in Kapitel 5.2.1 definierten Linsen, während die übrigen Parameter des Simulationsmodells unverändert übernommen werden. In Abbildung 6.5 sind die beiden ausgelegten Varianten dargestellt. Die Scheiteldicken für die LSR-Linsen betragen jeweils 2 mm, die der PC-Linsen unterscheiden sich jedoch. Die Ausführung einer planen Grenzfläche erfordert eine Dicke von 18 mm, während für die sphärische Grenzfläche die Dicke von 15 mm genügt. Dafür steigen jedoch auch die Flankensteilheiten. Die einfachste Berechnung ist durch die Verwendung einer planen Grenzfläche möglich, da deren Brennweite nicht berücksichtigt wird. Dem gegenüber muss durch die sphärische Ausführung der Grenzschicht deren Brechkraft und damit auch deren chromatisches und thermisches Verhalten berücksichtigt werden. Diese Ausführung hat somit den Nachteil, dass stärkere Einflüsse korrigiert werden müssen. Der Vorteil ist eine bessere Fertigbarkeit, da eine gekrümmte Fläche größere Toleranzen eine plane Fläche aufweist und zudem die Krümmung der Grenzfläche derart festgesetzt werden kann, dass die beiden Linsen durch ähnliche Wandstärken spritzgusstechnisch besser verarbeitet werden können.



(a) Plane Grenzfläche (b) Sphärische Grenzfläche

Abbildung 6.5: Ausgelegte Doppelhybridlinsen für ein Projektionssystem mit einem Linsendurchmesser von $d = 60$ mm sowohl mittels planer als auch sphärischer Grenzschicht

Da in den folgenden Abschnitten der Auslegungsansatz überprüft werden soll, wird im weiteren Verlauf die Variante mit planer Grenzfläche untersucht, da dies dem Optimalfall am nächsten kommt und somit die Abschätzung einer oberen Grenze der Korrektur ermöglicht. Basierend auf den Ergebnissen des vorherigen Kapitels können bereits einige erwartbare Effekte abgeschätzt werden. Aufgrund der Verschiebung der Linsenebene hinsichtlich der refraktiven Referenzlinse aus PC werden ähnliche Effekte wie bei der hybriden LSR-Linse auftreten. Dies sind neben der Verkleinerung des Lichtschwerpunkts innerhalb der Verteilung auch die vertikale Verschiebung der Position der HDG, was beides an der veränderten Lage der Hauptachsen der Linse liegt. Durch den Einsatz zusätzlicher refraktiver Grenzflächen steigt zudem der chromatische Einfluss auf die Abbildung. Da für eine höhere chromatische Abhängigkeit auch der zu korrigierende Farbsaum breiter als der mit geringerer Abhängigkeit ist, wird der resultierende Farbsaum durch die korrigierte Linse breiter als der von den hybriden Achroma-

ten erzeugte sein. Die zusätzlichen Grenzflächen bewirken zusätzliche Fresnelverluste und damit zusätzliches Streulicht, weshalb der Gradient der HDG im Gegensatz zu den auf chromatisch korrigierten Linsen beruhenden Verteilungen potenziell sinkt. Darüber hinaus werden zwei diffraktive Strukturen eingesetzt, was zu einer Verdopplung des Streulichtanteils aufgrund höherer Beugungsordnungen führt. Dies wiederum lässt erwarten, dass der Streulichtanteil oberhalb der HDG gegenüber dem der Hybridlinsen steigt und ebenfalls Einfluss auf den Gradienten der HDG nimmt.

In den Abbildungen 6.6 bis 6.9 sind exemplarisch für den Fall einer planen Grenzschicht ($R_2 \rightarrow \infty$) die Ergebnisse der Simulationen mit der Doppelhybridlinse dargestellt.[Sch+16a] Die Simulationsparameter inkl. des Spektrums und der Beugungseffizienzverteilungen sind in Anhang B aufgelistet.

Anhand der Lichtverteilung wird bereits deutlich, dass die thermische Korrektur erfolgreich ist. Der Schnitt durch die HDG zeigt eine deutliche Verschiebung der HDG gegenüber den Werten für die Hybridlinsen, jedoch mit einem vergleichbaren Verlauf.

Der maximale Gradient liegt für $T = T_0$ bei $dI_{DH}/d\Omega = 333\,000 \text{ cd}/^\circ$ bzw. für $T = T_0 + 80 \text{ K}$ bei $dI_{DH}/d\Omega = 233\,250 \text{ cd}/^\circ$. Diese liegen somit über den maximalen Gradienten der beiden refraktiven Linsen aus PC bzw. LSR bei $T = T_0$. Zusätzlich liegen sie über den maximalen Gradienten der Hybridlinsen aus LSR bei den jeweiligen Temperaturen sowie über dem der hybriden PC-Linse bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$. Lediglich bei $T = T_0$ sowie der Hybridlinse aus PC liegt der Gradient unter dem Vergleichswert. Dies entspricht allerdings dem bereits diskutierten und erwarteten Resultat. Der Lichtstrom liegt mit 383 lm bzw. 385 lm im Bereich der Werte der Verteilungen auf Basis der Hybridlinse aus PC und unter dem Wert für die äquivalente LSR-Linse. Das Lichtstärkemaximum liegt wiederum mit $I_{max}(T = T_0) = 42\,988 \text{ cd}$ bzw. $I_{max}(T = T_0 + 80 \text{ K}) = 42\,856 \text{ cd}$ im Bereich der Werte für die

LSR-Linse. Die Blendlichtstärke liegt bei $I(T = T_0) = 152$ cd bzw. $I(T = T_0 + 80 \text{ K}) = 306$ cd und damit deutlich höher als bei den hybriden Linsen zur Achromatisierung, aber weiterhin innerhalb der gesetzlichen Vorgaben. Auch dieser Effekt wurde so erwartet.

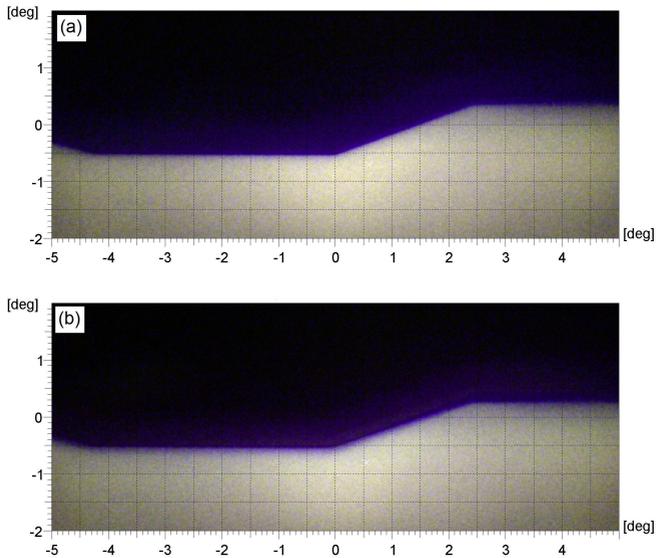


Abbildung 6.6: Darstellung der simulierten, chromatischen Lichtverteilung an der HDG der ausgelegten Doppelhybridlinse bei $T = T_0$ (a) und bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ (b) nach [Sch+16a]

Der letzte Parameter ist die Farbsaumbreite, die für $T = T_0$ bei $0,05^\circ$ und für $T = T_0 + 80 \text{ K}$ bei $0,08^\circ$ liegt. Ersteres entspricht erwartungsgemäß einem höheren Wert als für hybride LSR-Linsen, jedoch einem vergleichbaren Wert zu hybriden PC-Linsen. Durch die Temperaturänderung erhöht sich dieser Wert zwar, bleibt aber sogar deutlich unter den Werten für die refraktiven Linsen bei Raumtemperatur und sehr deutlich unter den Werten der beiden Hybridlinsen bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$.

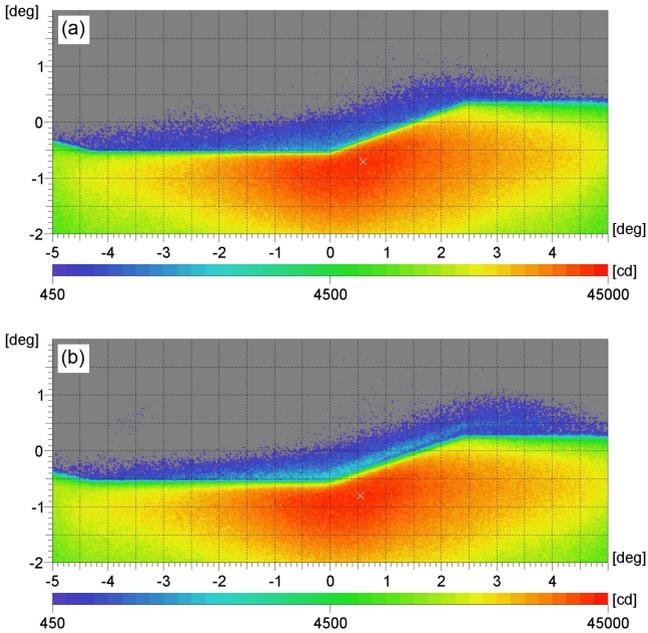


Abbildung 6.7: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilungen in Falschfarbendarstellung an der HDG der ausgelegten Doppelhybridlinse bei $T = T_0$ (a) und bei $T = T_0 + 80\text{ K}$

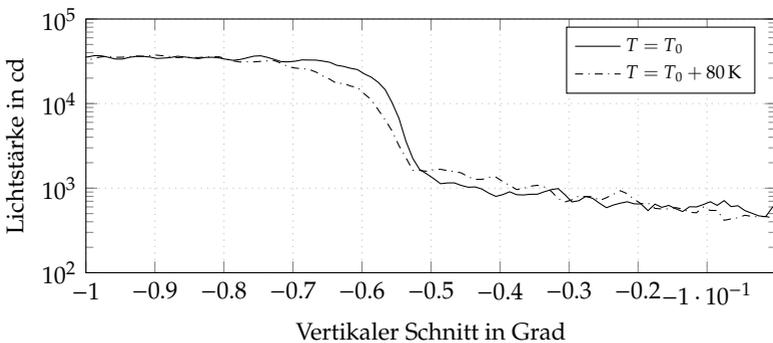


Abbildung 6.8: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) die Doppelhybridlinse bei $T = T_0$ und bei $T = T_0 + 80\text{ K}$ nach [Sch+16a]

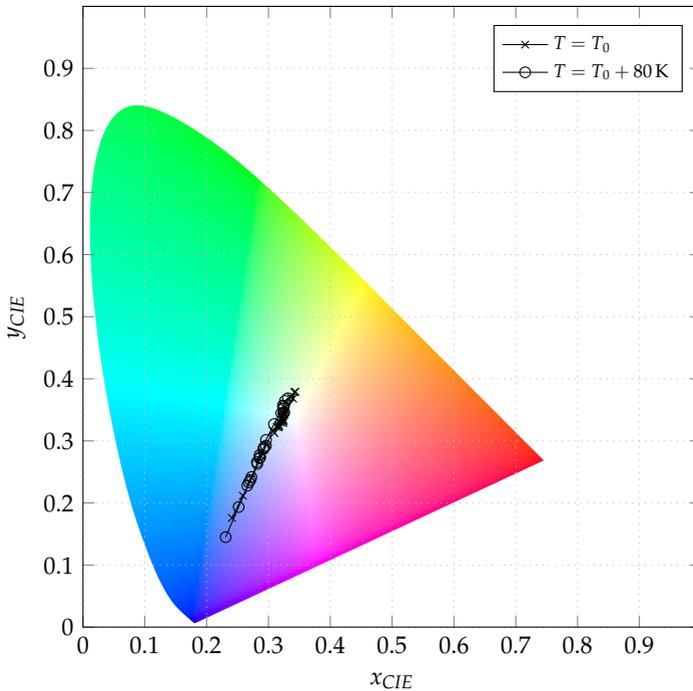


Abbildung 6.9: Vertikale Farbortverschiebung an der HDG bei $x = -0,5^\circ$ für die ausgelegte Doppelhybridlinse bei $T = T_0$ und bei $T = T_0 + 80\text{ K}$

Somit stellt die zusätzliche thermische Korrektur einen deutlichen Mehrwert gegenüber refraktiven Systemen dar. Die jeweiligen Werte der Doppelhybridlinse sind auch bei $T = T_0 + 80\text{ K}$ sowohl hinsichtlich des chromatischen als auch des thermischen Verhaltens deutlich besser als die Werte für die refraktiven Linsen bei $T = T_0$.

Zudem zeigen die Simulationsergebnisse, dass die Achromatisierung der Doppelhybridlinse bei $T = T_0$ in einem vergleichbaren Bereich wie die Achromatisierung mittels einfacher Hybridlinsen liegt. Im Vergleich mit diesen fallen die Werte zwar geringfügig schlechter aus, dafür ergeben sich für $T = T_0 + 80\text{ K}$ jedoch deutlich bessere Werte.

Die Werte für die Nutzung einer sphärischen Grenzfläche zwischen beiden Materialien zur Fertigungsoptimierung sind vergleichbar, allerdings sind die Korrekturen durch die zusätzliche optisch wirksame Fläche geringfügig unter den eben diskutierten Werten. Abschließend kann anhand der Auslegungsalgorithmen eine Optimierung der Brechkräfte hinsichtlich deren Fertigbarkeit eingeführt werden.

Das Verhältnis der beiden diffraktiven Brennweiten wird dafür in Schrittweiten von 0,01 im Bereich von $[-20; 20]$ variiert. Das Ziel dabei ist die Maximierung der Krümmungsradien und der Periodengrößen. Dabei zeigt sich, dass das Verhältnis von Eins das Maximum der diffraktiven Radien darstellt, während das Verhältnis von $-0,95$ das Maximum der refraktiven Radien ist. Die beiden refraktiven Radien liegen für letztgenanntes Verhältnis mit $R_{PC} = 89,7$ mm und $R_{LSR} = -53,8$ mm deutlich über denen der diffraktiven Optimierung. Dies ermöglicht eine deutlich schmalere Optik sowie eine deutlich geringere Flankensteilheit, wodurch die diffraktiven Strukturen einfacher aufgebracht werden können. Auf der anderen Seite liegen die Perioden der diffraktiven Strukturen mit $r_{1,PC} = 219$ μm sowie $r_{1,LSR} = 225$ μm deutlich unter denen der vorgestellten Doppelhybridlinse. Dadurch sind die minimalen Perioden, die in diesem Fall an den Linsenrändern realisiert werden müssen, anstatt $r_{min} \approx 21$ μm bei $r_{min} \approx 0,8$ μm .

Somit zeigt sich, dass dies ein Optimierungsproblem beschreibt. Die Maximierung der refraktiven Krümmungsradien führt zu minimalen Periodengrößen und andersherum. Somit muss im Anwendungsfall entschieden werden, welcher der beiden Parameter optimiert werden muss.

6.4 Zwischenfazit

Durch die Doppelhybridlinse wird die Athermalisierung einer achromatisierten Lichtverteilung erreicht. Die chromatische Korrektur

liegt dabei nur wenig unter der der reinen Achromatisierung. Dies ist jedoch auch zu erwarten, da für die Athermalisierung zusätzliche Elemente nötig sind, die ihrerseits wiederum eine chromatische Abhängigkeit in das System einbringen. Darüber hinaus kann anhand der Simulationsergebnisse gezeigt werden, dass der entwickelte Designalgorithmus unter den automobilen Randbedingungen zu einer deutlich verbesserten Gesamtoptik führt, die die Lichtverteilungen hinsichtlich chromatischer und thermischer Gesichtspunkte gegenüber hybriden und vor allem refraktiven Systemen verbessert. Diese Methodik sowie deren Ergebnisse stellen somit einen wesentlichen Beitrag zur Erzeugung chromatisch und thermisch unabhängiger Lichtverteilungen dar und erweitern die Möglichkeiten diffraktiver Optiken.

Darüber hinaus wird ein Ansatz zur Lichtformung mittels Gitterzellenarrays diskutiert. Da eine automobiler Anwendung auch eine spätere Serienproduktion nicht außer Acht lassen kann, wird in den abschließenden Abschnitten anhand erwarteter, fertigungsbedingter Strukturabweichungen eine Abschätzung zu deren Einfluss auf die Lichtverteilungen getroffen.

Kapitel 7

Lichtformung und Strukturgenauigkeiten

Neben der chromatischen und thermischen Linsenkorrektur ist auch die Erzeugung einer Lichtverteilung eine Anwendung, die in Kapitel 3.1.1 als Ziel definiert wird. Daher wird in der ersten Hälfte dieses Kapitels die Erzeugung einer Lichtverteilung mit diffraktiven Optiken näher betrachtet. Zur Lichtformung werden Gitterzellenarrays berechnet, die eine vereinfachte Stadtlicht- bzw. eine vereinfachte Abblendlichtverteilung erzeugen. Daran wird untersucht, inwieweit die Form von Scheinwerferlichtverteilungen sowie welche maximale Effizienz unter idealen Bedingungen erreicht werden können.

Abschließend werden Fertigungseinflüsse betrachtet, um erforderliche Genauigkeiten für die Herstellung diffraktiver Optiken zu ermitteln. Anhand der Ergebnisse wird abgeleitet, inwieweit die betrachteten diffraktiven Strukturen auf Basis spanender Kavitätenfertigung hinreichend genau gefertigt werden können.

7.1 Lichtformung mittels Gitterzellenarrays

Auf Basis der in Kapitel 4 entwickelten Simulationsmethodik können Gitterzellenarrays simuliert werden, bei denen die Effekte an den Zellenrändern vernachlässigt werden. Die folgenden Abschnitte zeigen eine erste Untersuchung, inwieweit Gitterzellenarrays eine

Möglichkeit der Lichtformung im Scheinwerfer darstellen. Deren Ziel ist die Bewertung, inwieweit die Nutzung von Gitterzellenarrays einen Vorteil gegenüber aktuellen Systemen bieten und wird hinsichtlich der Gesamteffizienz unter idealer Beleuchtung bewertet.

Als Zielfunktionen zur Lichtformung sind gemäß Kapitel 3.1.1 die Kollimation der Abstrahlcharakteristik einer Lichtquelle sowie die blendenfreie Formung einer Lichtverteilung identifiziert worden. Dabei ist letzteres die zweite Designstufe im Vergleich zur Vorformung der Abstrahlcharakteristik, da die Lichtverteilung farbsaumfrei auf die Straße abgebildet und somit raumwinkelunabhängig ausgeführt werden muss.

Während eine scheinwerfergeeignete Kollimation umsetzbar ist, wenn eine Scheinwerferlichtverteilung realisierbar ist, gilt dies nicht zwangsläufig umgekehrt. Daher wird im Folgenden ein Designansatz untersucht, dessen Ziel die Erzeugung einer vereinfachten Abblendlichtverteilung ist.

Vereinfacht bedeutet dabei, dass die primäre Form einer Scheinwerferlichtverteilung erreicht werden soll. Dies beinhaltet eine scharfe HDG ohne Farbsaum, womit eine erste Verbesserung gegenüber refraktiven Systemen erzielt werden soll. Darüber hinaus soll die Verteilung einen Anstieg an der HDG aufweisen, um deren Formung zu untersuchen. Im Gegensatz zu einer typischen Scheinwerferlichtverteilung soll die folgende Verteilung jedoch gleichmäßig verteilt sein. Hintergrund ist, dass damit eine Lichtformung sowie Beugungseffekte besser bewertet werden können. Als Lichtquelle wird eine parallele Lichtquelle angenommen. Dies ließe sich durch Freiformreflektoren samt LED erreichen und ist demnach durchaus eine technische Möglichkeit, jedoch auch eine Form der Idealisierung.

Vor allem können damit jedoch maximale Gitterperioden untersucht werden. Eine plane Welle erfordert die geringsten Ablenkungen und damit eine maximale Gitterperiode, weshalb die Gitterperioden

in weniger idealen Systemen somit nicht größer, sondern kleiner werden. Dies führt dazu, dass die ausgelegten Gitter auf jeden Fall eine größere Periode als die minimal fertigmache aufweisen müssen, da deren Periodengrößen im späteren Einsatz aufgrund nicht-idealer Lichtquellen tendenziell eher kleiner werden.

Abschließend soll die Frage beantwortet werden, wie hoch eine mögliche Gesamteffizienz der Gitterzellenarrays ausfallen könnte. Dies beschreibt das Verhältnis des Lichtstroms, der auf das Gitter trifft, im Gegensatz zum Lichtstrom innerhalb der Zielverteilung. Dieser Aspekt ist der wichtigste mögliche Vorteil von Gitterzellenarrays zur Lichtformung.

Die diesen Untersuchungen zugrunde liegenden Daten wurden im Rahmen der studentischen Arbeit von Hoffmann [Hof16] erarbeitet. Voruntersuchungen zeigen, dass die herkömmliche, flächenbasierte Zuordnung in herkömmlichen Programmen direkt anwendbar ist. Deren Zuordnung basiert klassischerweise auf der Ablenkung durch eine Zelle und deren Zuweisung des Zielpixels in einer definierten Umgebung. Dies führt u.a. dazu, dass neben der Ablenkung gegentei-licher Gitterzellen auf dasselbe Zielpixel auch eine Ziellichtverteilung nur in einer Ebene entsteht anstatt entfernungsunabhängig. Darüber hinaus führt dies zu größeren Ablenkwinkeln als nötig und damit nicht zu maximalen Periodengrößen.

Im Folgenden wird darauf aufbauend ein Designansatz entwickelt, der zwar auf diesem Grundprinzip basiert, jedoch in der Form abge-wandelt wird, dass er den Anforderungen einer winkelabhängigen Lichtstärkeverteilung Rechnung trägt.[Sch+16b]

Die Zuweisung der einzelnen Gitterzellen spielt dabei eine zentrale Rolle. Diese werden sequentiell berechnet, da eine spiralförmige Zuordnung zu starken chromatischen Effekten innerhalb der Verteilung führen. Wird der Startpunkt am äußeren Rand gewählt, ist die HDG gut abgebildet, jedoch im Zentrum der Verteilung ein anderer

Farbort vorhanden. Beginnt die Zuweisung in der Mitte des Arrays, ist diese Veränderung des Farbortes an den Rändern in Form von Farbsäumen vorhanden. In den Abbildungen 7.1 und 7.2 sind die Zuweisungsmethodiken schematisch dargestellt. Die Simulationsparameter inkl. des Spektrums und der Beugungseffizienzverteilung sind in Anhang B aufgelistet.

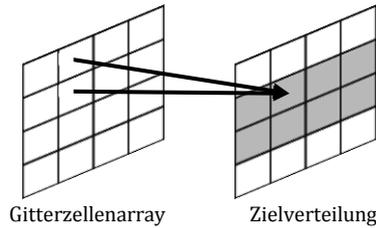


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Zuweisung von Zellen eines Gitterzellenarrays zu den Zielpixeln der gewünschten Lichtverteilung

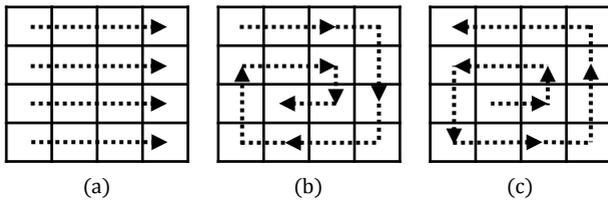


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung der Zuweisungsmethodiken der Gitterzellen zu den Zielpixeln der Lichtverteilungen: (a) Sequentielle Zuweisung, die zeilenweise erfolgt, (b) spiralförmige Zuweisung mit Startpunkt am Rand sowie (c) Spiralförmige Zuweisung mit Startpunkt in der Mitte des Arrays

Bei der sequentiellen Zuweisung ist der Startpunkt die Reihe, die die primäre HDG formt. Dies bedeutet zugleich, dass die Farbsäume an der entgegengesetzten Kante stärker ausgeprägt sind, da die Ablenkwinkel größer und somit die einzelnen Beugungsordnungen für die einzelnen Wellenlängen räumlich stärker verschoben werden. Weiterhin muss die erzeugte Lichtverteilung auf die Fahrbahn abgebildet werden. Im Gegensatz zu Hologrammen, die diese Abbildungsfunktion bereits beinhalten können [Kar+16], wird gemäß der Diskussionsergebnisse aus Kapitel 3.1.2 bei Gitterzellenarrays eine zusätzliche Linse verwendet. Diese Asphäre mit einer rückseitigen Brennweite von 45 mm und einem Durchmesser von 60 mm bildet die Brennebene auf die Fahrbahn ab, weshalb die Lichtverteilung in dieser Ebene die Ziellichtverteilung darstellt, die vom Gitterzellenarray erzeugt werden soll. Damit ergeben sich die direkten Zusammenhänge zwischen Linsen- und Arraygröße, um möglichst viel Strahlung einzufangen und auf die Straße zu lenken.

Unter Berücksichtigung der erörterten Randbedingungen werden die Gitterzellen derart den Pixeln der Zielverteilung zugeordnet, dass benachbarte Zellen soweit möglich auch benachbarte Zielpixel beleuchten. Kann keine Zuordnung erfolgen, wie z.B. durch gekrümmte Flächen innerhalb der Zielverteilung, werden zufällige Zielpixel beleuchtet. Dadurch wird vermieden, dass Farbsäume entstehen. Allerdings führt dies auch zu höheren Verlusten und damit niedrigeren Effizienzen, weshalb dieser Schritt in weiteren Arbeiten optimiert werden muss. Darüber hinaus wird die Qualität der HDG verbessert, indem das Array dieselbe Größe wie die Zielverteilung in der Brennebene der Linse aufweist. Damit können minimale Ablenkwinkel realisiert werden, die in maximalen Perioden resultieren. Wegen der nachfolgenden Abbildung durch eine Linse stellt dies keine Beeinträchtigung der Breite der Lichtverteilung dar.

Zur besseren Unterscheidung von funktionellen oder auslegungstechnischen Ursachen für auftretende Abweichungen von der Zielverteilung werden ein vereinfachtes Stadtlicht und ein vereinfachtes Abblendlicht ausgelegt. Die resultierenden Lichtstärkeverteilungen sind in den Abbildungen 7.3 und 7.4 dargestellt. Die Darstellung erfolgt dabei wie in den vorherigen Kapiteln in einer Raumwinkeldarstellung, um die Abbildung bewerten zu können.

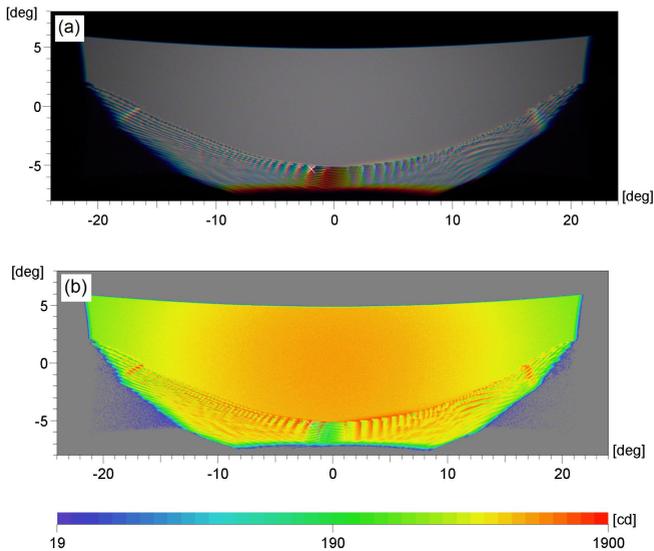


Abbildung 7.3: Vereinfachte, simulierte Stadtlichtverteilung, die mittels Gitterzellenarray und neuen Designalgorithmen ausgelegt sind

Anhand des vereinfachten Stadtlichts ist erkennbar, dass der Farbsaum an der oberen HDG sowie an den senkrechten Seitenflächen sehr gering ist. Somit ergibt dieser erste Eindruck bereits eine Bestätigung, dass der entwickelte Ansatz der Gitterzellenauslegung bzgl. der Erzeugung einer farbsaumfreien, scharfen HDG erfolgreich umgesetzt ist. Anhand der Falschfarbendarstellung lässt sich zudem eine Verzeichnung durch

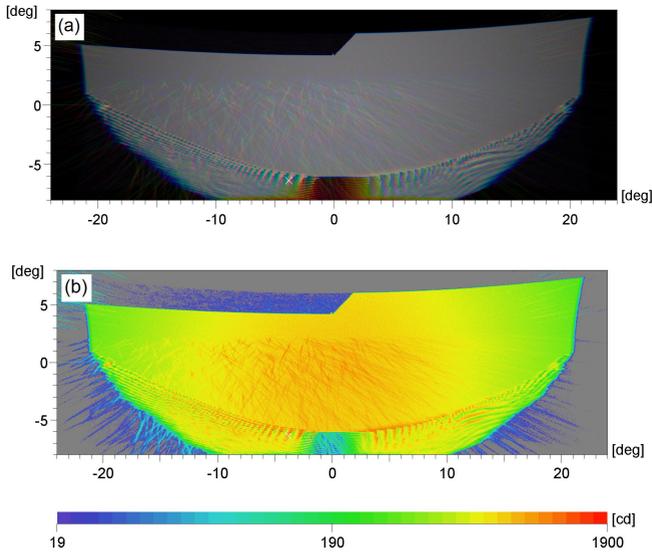


Abbildung 7.4: Vereinfachte, simulierte Abblendlichtverteilung, die mittels Gitterzellenarray und neuen Designalgorithmen ausgelegt sind nach [Sch+16b]

die abbildende Linse erkennen, da die rechteckige Form des Gitterzellenarrays in der 0. Beugungsordnung sichtbar ist.

Im zentralen Bereich kann darüber hinaus eine homogene Verteilung erzeugt werden, die nur an den seitlichen Randbereichen einen leichten Gradienten aufweist. Die Ursache hierfür liegt in der Ablenkung der Randbereiche, die teilweise in die Mitte der Verteilung erfolgt, falls den einzelnen Gitterzellen kein Zielpixel mehr zugeordnet werden kann. Damit soll der Lichtstromverlust minimiert werden, da bei Ablenkung in Randbereiche u.U. die Ablenkwinkel zu groß werden und das Licht nicht vollständig auf die Linse trifft.

An der unteren, gekrümmten HDG ist eine fehlerhafte Verteilung erkennbar. Die Inhomogenitäten und Farbsäume resultieren aus der

gekrümmten Form der Verteilung und den gleichzeitig quadratischen Zellen sowie dem quadratischen Gitterzellenarray. Dadurch werden bei der Zuweisung der Zielpixel benachbarte Zellen in andere Raumbereiche abgebildet, wodurch zum einen Inhomogenitäten entstehen. Zum anderen wird durch die Drehung der Gitterstruktur auch die Beugungsordnungsverteilung räumlich mitgedreht. Daher werden höhere Beugungsordnungen in Bereiche abgelenkt, denen keine Zielpixel zugeordnet werden, weswegen an diesen Rändern der Verteilung Inhomogenitäten und Farbsäume entstehen. Beim Vergleich mit der vereinfachten Abblendlichtverteilung zeigt sich dasselbe Bild am unteren Rand der Verteilung. Die obere HDG jedoch kann scharf und farbsaumfrei den Knick abbilden. Darüber hinaus kann ebenfalls eine homogene Verteilung erzeugt werden. Die Zielpixel oberhalb der HDG werden dabei nicht zugewiesen und die entsprechenden Gitterzellen daher zufällig in die Verteilung hinein abgelenkt, um die Bildung eines Farbsaums zu vermeiden. Dabei zeigt sich, dass deren Einflüsse deutlich als Streifen erkennbar sind. Durch diese Verluste sinkt die maximale Lichtstärke sowie die Effizienz des Gitters.

Der Gittereffizienz von $\eta \approx 85\%$ beim Stadtlicht stehen $\eta \approx 81\%$ beim Abblendlicht gegenüber. Bei dieser Betrachtung werden an der Linse keine Verluste berücksichtigt, sondern die Menge an Lichtstrom, die auf das Gitter und anschließend in die Zielraumwinkel trifft. Zusätzlich werden die Bereiche unterhalb der unteren HDG dabei nicht beachtet, da diese in einem späteren Serienprozess auf einen Absorber gelenkt werden. Inkl. der Grenzflächen- und Absorptionsverluste liegen die Werte für das gesamte Bauteil Gitterzellenarray inklusive der abbildenden Linse bei $\eta \approx 78\%$ für das Stadt- und bei $\eta \approx 75\%$ für das Abblendlicht.

Zusammengefasst kann somit gezeigt werden, dass die Auslegungsmethodik die gesteckten Ziele erreicht. Es können damit farbsaumreduzierte, scharfe HDGs erzeugt werden. Darüber hinaus sind homogene

Lichtverteilungen mit sehr hoher Gesamteffizienz möglich, die sogar im Bereich von hochwertigen Reflektoren liegt, auf die damit verzichtet werden könnte. Hierfür werden ideale Fresnelprofile angenommen. Der Einfluss einfach zu fertigender Gitter wird aufgrund der chromatischen und beugungstheoretischen Effekte an der unteren HDG jedoch nicht weiter untersucht. Denn bei Binärprofilen ist mit deren Verstärkung und damit einem zusätzlichen Effizienzverlust zu rechnen, weshalb dies als nicht sinnvoll eingestuft wird.

Abschließend muss geprüft werden, ob die Gitterperioden fertigbar, d.h. oberhalb der eingesetzten Wellenlängen sind. Im Idealfall liegen die Werte im oberen zweistelligen Mikrometerbereich, da durch die Verwendung einer nicht kollimierten Lichtquellencharakteristik die Ablenkungswinkel größer und die Perioden damit kleiner werden. Die Werte sind in Abbildung 7.5 dargestellt.

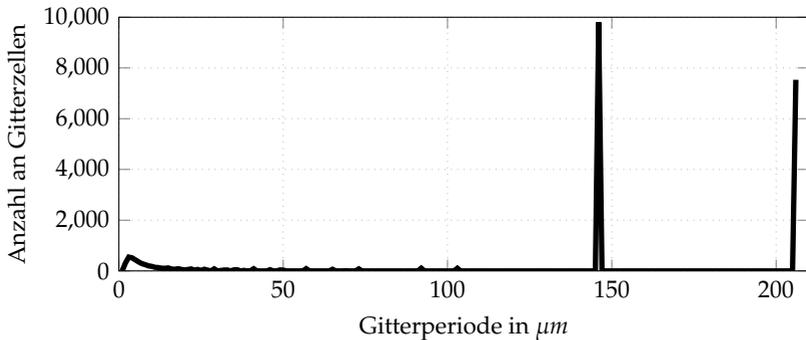


Abbildung 7.5: Häufigkeit der verwendeten Gitterperioden am Beispiel des vereinfachten Stadtlichts

Daraus wird ersichtlich, dass über 80% der Gitterzellen eine Periode von 146 μm oder 206 μm haben. Somit entspricht deren Anzahl den Gitterzellen, die die Lichtverteilung direkt formen. Die restlichen Gitterzellen liegen in Bereichen, die die Strahlung stärker ablenken müssen. Jedoch liegt die kleinste Periode immer noch bei 2 μm , weshalb

die Periodengröße aufgrund des Designalgorithmus hinreichend groß ist, um in kommenden Arbeiten die Formung ohne Vorkollimation durchführen zu können.

Diese Ergebnisse zeigen insgesamt, dass der Einsatz diffraktiver Gitter in Form von Gitterzellenarrays durchaus eine sinnvolle Erweiterung bei der Auslegung von Scheinwerfersystemen sein kann. Aufgrund der sehr hohen Struktureffizienz von $\eta > 98\%$ ergeben sich nun zwei primäre Anwendungsgebiete. Durch diesen Wert können Gitterzellenarrays als Primäroptik eine Vorformung der Lichtquellencharakteristik bewirken. Dafür würden diese die aktuell eingesetzten Freiformreflektoren ersetzen, wodurch eine Bauraumreduktion erreichbar ist. Die zweite Funktionalität kann zur Formung einer Abblendlichtverteilung Blenden sowie Reflektoren ersetzen, wie die Simulationsergebnisse zeigen.

Deren Auswertung ergibt zwei weitere wichtige Erkenntnisse. Die resultierenden Gitterperioden ermöglichen die Formung der Verteilung ohne Vorformung, da diese zum größten Teil deutlich größer als die Grenzperiode sind, die im Bereich der eingesetzten Wellenlänge liegt. Dies ist auch erforderlich, da die Umsetzung einer derart großen Periode zu sehr großen Bauteilen führen würde, da eine Gitterzelle deutlich mehr als eine Periode beinhalten muss, um diffraktives Verhalten durch das periodische Profil mit sehr geringer Strukturhöhe zu erzielen. Dadurch sind aufgrund der Ergebnisse Effizienzen von $\eta \leq 87\%$ des Gesamtsystems möglich. Zudem muss aufgrund der hohen chromatischen Abhängigkeit sowie der unterschiedlichen Ablenkwinkel eine möglichst ideale Struktur gefertigt werden, um die Farbeffekte innerhalb der Verteilungen zu minimieren.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass die vorliegenden Ergebnisse eine idealisierte Abschätzung darstellen, die weiter untersucht werden muss. Die idealen Annahmen haben das Ziel, die Möglichkeiten abzuschätzen, inwieweit der Einsatz von Gitterzellen im Scheinwerfer

sinnvoll ist, was eindeutig positiv beantwortet wird. Im Anschluss müssen nun die idealisierten Annahmen schrittweise ersetzt werden, um so die Auslegung zu optimieren und in die Realität umzusetzen.

7.2 Untersuchungen wesentlicher Strukturgenauigkeiten

Die erfolgreiche Realisierung einer chromatisch und thermisch korrigierten Scheinwerferlinse stellt eine neue Auslegungsmethodik dar, die Scheinwerfersysteme optimiert. Darüber hinaus zeigen die Untersuchungen auf Basis von Gitterzellenarrays, deren Gitterzellen als eindimensionale, diffraktive Linsen beschrieben werden können, die Möglichkeit der effizienten Lichtformung. Dabei ist allerdings zu beachten, dass derartige Systeme massenproduktionstauglich hergestellt werden müssen. Dadurch entstehen Abweichungen der Bauteile von der Idealgeometrie, die ihre Ursache zum Teil in den Fertigungsverfahren haben und sich deutlich auf die Abbildungsqualität auswirken können. Daher wird im Folgenden anhand von Simulationsergebnissen untersucht, welche Einflüsse beachtet werden müssen und welche Strukturgenauigkeit mindestens benötigt wird. Da die Anforderungen an das Strukturprofil im Rahmen einer Linsenkorrektur höher als die zur Lichtformung sind, werden im Folgenden die Untersuchungen am Beispiel der Linsenkorrektur durchgeführt. Um die einzelnen Einflüsse separieren zu können, wird das Simulationsmodell der hybriden Scheinwerferlinse aus Kapitel 5.2.1 gewählt, da dieses im Gegensatz zu dem der Doppelhybridlinse aus Kapitel 6.2 nur eine diffraktive Struktur beinhaltet.

Zum einen ergeben Abweichungen vom Idealprofil Änderungen in den Beugungseffizienzen, weshalb anhand von Stufenprofilen untersucht wird, ab welchem Diskretisierungsgrad und damit ab wel-

cher Beugungseffizienz der Designbeugungsordnung die Einflüsse vernachlässigbar sind.

Das Erstellen des Oberflächenprofils erfolgt durch ein Werkzeug, welches an der Spitze einen minimalen Krümmungsradius aufweist, da eine gewisse Anzahl an Atomlagen vorhanden sein müssen, um die Abnutzung zu reduzieren. Dies führt dazu, dass die idealerweise spitz zulaufenden Ecken teilweise abgerundet werden. Darüber hinaus müssen die Kanten flacher ausgeführt werden, um die Optik entnehmen zu können. Diese Stellen führen zu Streulicht und damit zu einer niedrigeren Effizienz. Somit ist das Ziel der Untersuchung, ab welchem Radius die Abbildungsqualität so stark sinkt, dass dies messbare Auswirkungen auf die Lichtverteilung hat.

Zunächst wird jedoch geprüft, ob die Positioniergenauigkeit aktueller Fertigungsprozesse ausreicht. Dazu wird die diffraktive gegenüber der refraktiven Linse verschoben, was einer Positionierung des Werkzeugs entspricht, das das Negativ der diffraktiven Struktur in die Kavität einbringt.

Anhand dieser Untersuchungen wird herausgestellt, welche Faktoren primär beachtet werden müssen bzw. welche Faktoren nur eine untergeordnete Beachtung benötigen.[Sch+16b] Hierfür werden ideale Strukturen betrachtet, um die jeweiligen Einflüsse voneinander separieren zu können. Die Simulationsparameter inkl. des Spektrums und der Beugungseffizienzverteilung sind in Anhang B aufgelistet.

7.2.1 Einfluss der Werkzeugpositionierung

Vor dem Hintergrund einer massenproduktionstauglichen Herstellung von Thermoplast- und Silikonoptiken wird Spritzguss als Fertigungsverfahren vorausgesetzt. Dafür werden Kavitäten benötigt, um die Optik abzuformen. Deren Herstellung erfolgt zweistufig, indem zunächst die refraktive Grundstruktur des Formnegativs erzeugt wird. Anschließend wird die diffraktive Struktur eingebracht, indem übli-

cherweise ein bzgl. dahingehend optimiertes Werkzeug verwendet wird. Dieses muss daher zu der refraktiven Kavität positioniert werden, was aktuell mit einer Genauigkeit von kleiner gleich 0,1 mm möglich ist. Dieser Versatz sorgt für eine ebenso große Abweichung der beiden optischen Achsen zueinander.

Zur Bewertung des Einflusses auf die Lichtverteilung wird die diffraktive Fläche entsprechend um 0,1 mm gegenüber der refraktiven Fläche und senkrecht zur optischen Achse verschoben. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.6 anschaulich sowie in Abbildung 7.7 als Schnittbild dargestellt.

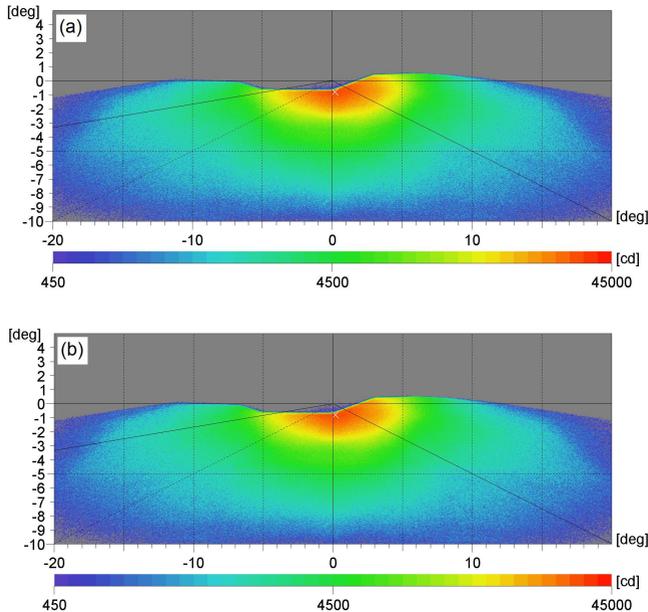


Abbildung 7.6: Vergleich der simulierten Lichtstärkeverteilungen einer idealen Hybridlinse (a) und einer Hybridlinse, deren Grenzflächen um 0,1 mm zueinander versetzt sind (b)

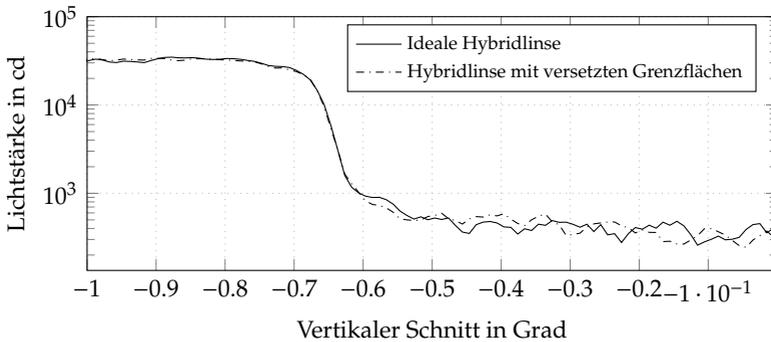


Abbildung 7.7: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5$ degree) einer idealen Hybridlinse und einer Hybridlinse, deren Kavitäten um 0,1 mm zueinander versetzt sind

Aus beiden Darstellungen wird ersichtlich, dass weder ein quantitativer noch ein qualitativer Unterschied erkennbar ist, da die Verläufe an der HDG sowie die Lichtstärkeverteilungen gleich sind. Damit liefert diese Simulation einen ersten Hinweis, dass aktuell übliche Fertigungsprozesse eine hinreichende Genauigkeit aufweisen und somit dieser Aspekt nicht weiter verfolgt werden muss.

Allerdings wird im Rahmen dieser Arbeit der Effekt isoliert betrachtet. Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Addition dieses Effektes mit weiteren Einflüssen zu Abweichungen innerhalb der Lichtverteilung führen kann, die dieses Fazit negieren.

7.2.2 Einfluss der Beugungseffizienzen

Neben der Positionierung der Werkzeuge ist die Erzeugung der diffraktiven Strukturen innerhalb der Einsätze von zentraler Bedeutung. Die resultierenden Beugungseffizienzen können für ein ideales Fresnelprofil analytisch nach Gleichung 2.34 bestimmt werden. Jede Abweichung des Höhenprofils von dieser idealen Form führt dazu, dass weniger Energie in die Zielbeugungsordnung und mehr in die rest-

lichen Beugungsordnungen gelenkt wird. Daher wird untersucht, bis zu welchem Grenzwert die Einflüsse auf die Abbildungsqualität vernachlässigbar sind. Auf diesen Ergebnissen aufbauend kann im weiteren Verlauf auf den benötigten maximalen Werkzeugradius geschlossen werden.

In Abbildung 7.8 sind zwei typische Abweichungen beispielhaft aufgeführt. Die Werkzeugform bei spanender Herstellung führt zu Kantenverrundungen. Darüber hinaus ist es schwierig, eine senkrechte Flanke herzustellen, weshalb eine schräge Flanke entsteht, die überdies als Auszug benötigt wird. Diese Effekte zu berücksichtigen, erfordert eine rigorose Berechnung der Beugungseffizienzen. Darauf wird in diesem Rahmen verzichtet, da derartige Berechnungen stets nur eine Lösung für das konkrete Profil aufweisen und nur schwer auf andere Geometrien übertragbar sind.

Dies kann dadurch umgangen werden, indem Stufenprofile anstatt kontinuierlicher Profile betrachtet werden. Zum einen stellen diese eine mögliche Geometrieform im Scheinwerfer dar, zum anderen steigt die maximale Beugungseffizienz mit steigender Stufenanzahl. Diese kann als Maßstab für Vergleiche mit anderen Effizienzverteilungen herangezogen werden, um ein Kriterium dafür zu schaffen, welche Beugungseffizienzverteilung die Designbeugungsordnung mindestens benötigt. Dieser Wert lässt sich mit den berechneten Werten eines jeden Profils vergleichen, muss jedoch in späteren Arbeiten auf den konkreten Anwendungsfall übertragen werden.

Die Lichtstärkeverteilungen werden mittels Hybridlinsen erzeugt, deren diffraktive Strukturen als mehrstufiges Profil aufgebaut sind. Das ideale, lineare Profil entspricht dabei einem unendlich stufigen Profil. Die geometrische Veranschaulichung dieses Zusammenhangs ist in Abbildung 7.9 sowie in den Abbildungen 7.10 bis 7.15 die Ergebnisse der Simulationen dargestellt.

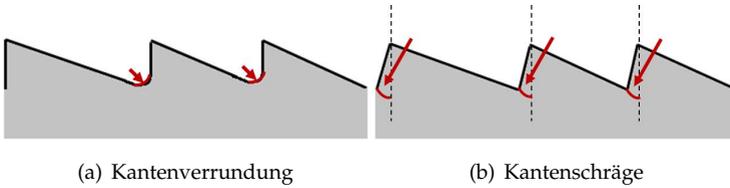


Abbildung 7.8: Zwei typische Abweichungen der realen von der idealen Strukturform – Kantenverrundungen (a) und schräge (b)

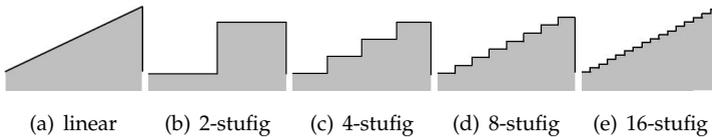


Abbildung 7.9: Darstellung mehrstufiger Höhenprofile diffraktiver Linsen

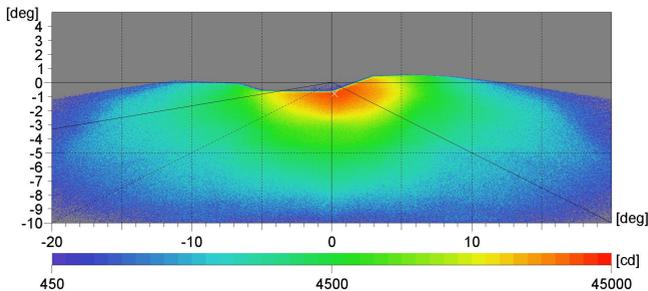


Abbildung 7.10: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer idealen Hybridlinse mit der Stufenanzahl $N \rightarrow \infty$

Anhand des Schnittbildes durch die HDG nach Abbildung 7.15 wird ersichtlich, dass die Stufenanzahl $N = 2$ kein brauchbares Ergebnis liefert und daher zu gering ist. Anhand der Lichtstärkeverteilungen gemäß der Abbildungen 7.10 bis 7.14 kann man erkennen, dass dies auch für die Stufenanzahl $N = 4$ zutrifft, da in den Bereichen bei $x = \pm 10^\circ$ Inhomogenitäten innerhalb der Verteilung auftreten.

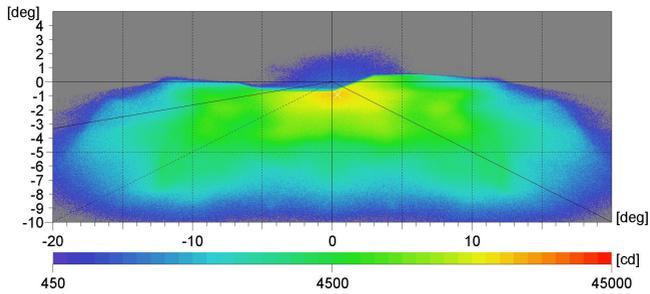


Abbildung 7.11: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer idealen Hybridlinse mit der Stufenanzahl $N = 2$

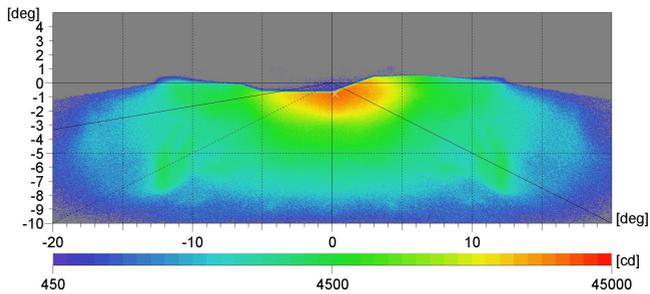


Abbildung 7.12: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer idealen Hybridlinse mit der Stufenanzahl $N = 4$ nach [Sch+16b]

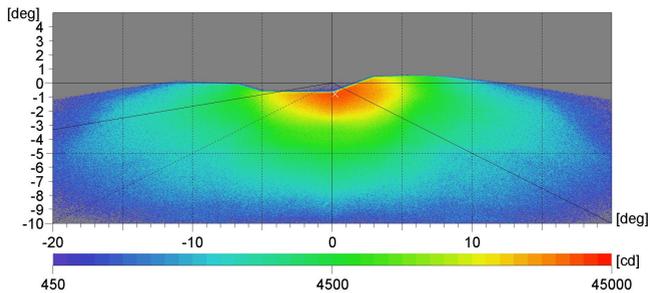


Abbildung 7.13: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer idealen Hybridlinse mit der Stufenanzahl $N = 8$ nach [Sch+16b]

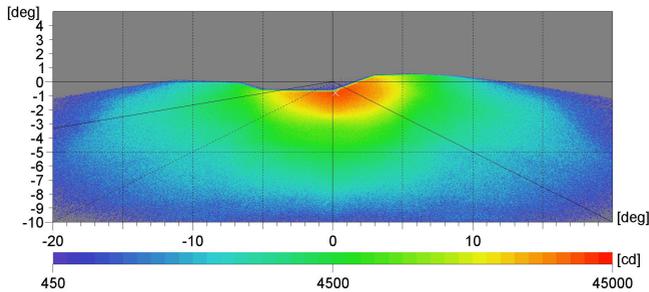


Abbildung 7.14: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer idealen Hybridlinse mit der Stufenanzahl $N = 16$

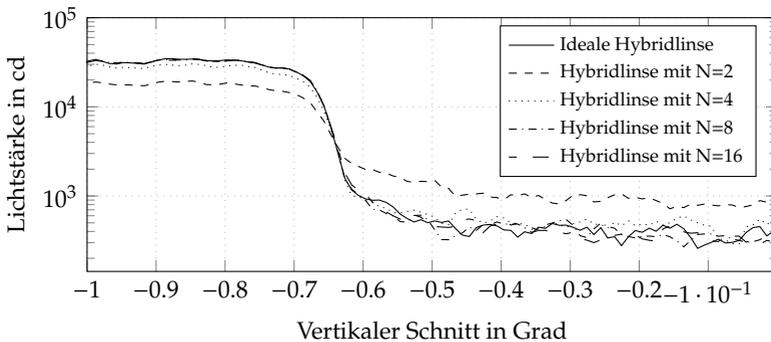


Abbildung 7.15: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) einer idealen mit durch Stufenprofile realisierte Hybridlinsen

Ab $N = 8$ entsprechen die Ergebnisse automobilen Anforderungen sowie dem Ergebnis des linearen Strukturprofils.

Daraus folgt, dass für eine mehrstufige Ausführung $N > 4$ und für die Beugungseffizienz der ersten Beugungsordnung bei der Designwellenlänge $\eta > 81\%$ gelten sollten. Darüber hinaus zeigt sich, dass der Einfluss basierend auf einer Abweichung der Beugungseffizienzen berücksichtigt werden muss. Mit diesem Wert wird im folgenden Abschnitt der maximale Werkzeuggadius abgeschätzt.

7.2.3 Einfluss der Werkzeugradien

Bei spanenden Herstellungsverfahren wird die Struktur mittels Werkzeug in die Oberfläche eingebracht. Dabei kann die Spitze des Werkzeugs jedoch nicht beliebig klein werden, da der Verschleiß ansonsten zu stark ist. Die daher benötigte Verrundung der Spitze mit einem gewissen Radius r führt zu Verrundungen der Strukturgeometrie an spitz zulaufenden Stellen (siehe Abbildung 7.8 (a)). Dies wirkt sich auf die Brennweite und die Beugungseffizienzen aus. Man kann deren Einfluss rigoros berechnen, jedoch auch abschätzen. Bei einem Radius von $r = 2 \mu\text{m}$ und einer Periode von $p = 10 \mu\text{m}$ sinkt die Beugungseffizienz der Designbeugungsordnung um $\sim 20\%$ und der Streulichtanteil erhöht sich um den entsprechenden Wert.

In Anlehnung an die Ergebnisse aus Kapitel 7.2.2 ergibt sich die Forderung $\eta_{max} > 81\%$. Da jedoch der Grenzwert zwischen $N = 8$ und $N = 4$ liegt und für $N = 4$ der Gradient der HDG im selben Bereich liegt wie für $N = 8$, wird $\eta_{max} = 81\%$ gesetzt.

Dies wird nicht in einer Betrachtung der Beugungseffizienzen berücksichtigt, sondern durch die Betrachtung fertigungstechnischer Gegebenheiten. Denn es existiert für jede Anwendung ein Grenzwert der maximalen Beugungseffizienz, der nicht unterschritten werden darf. Ab der Periode mit diesem Grenzwert wird die Periode einer Fresnellinse nicht mehr zum Rand hin kleiner, sondern periodisch konstant fortgesetzt. Gemäß der beiden letztgenannten Betrachtungen wird hierfür der Wert von $\eta = 81\%$ angenommen. Das bedeutet, dass der Krümmungsradius des Werkzeugs maximal 19% der kleinsten gefertigten Periodenbreite aufweisen darf. Dies führt bei den in Tabelle 7.1 aufgeführten Werkzeugradien zu den zugehörigen Periodenbreiten. Sobald die Perioden kleiner als die angezeigten Werte sind, bleibt die Periode konstant. Dies führt dazu, dass eine asphärische, diffraktive Fresnellinse bis zu dieser Periode existiert, die anschließend als sphärische Linse fortgesetzt wird. Durch die Ablenkung in den sphärischen

Tabelle 7.1: Vier repräsentative Werkzeugradien, die zugehörigen Periodenbreiten und die zugehörige Grenzperiode i , ab der diese Periode erreicht wird

<i>Werkzeugradius</i>	<i>Periodebreite</i>	<i>Grenzperiode i</i>
10 μm	49,8 μm	63
5 μm	25,0 μm	248
2,5 μm	12,5 μm	999
1,5 μm	7,5 μm	2753

Bereichen der Linse entstehen Abbildungsfehler. Auf diesen Einfluss hin werden die Simulationsergebnisse gemäß der Abbildungen 7.16 bis 7.21 untersucht.

Sowohl quantitativ als auch qualitativ sind die Unterschiede direkt erkennbar. Für konstante Perioden ab der 63. bzw. 248. Periode genügen weder die Lichtstärkeverteilungen als Ganzes noch die Schärfe der HDGs den Anforderungen. Ab der 1000. Periode genügen beide Aspekte automobilen Anforderungen, jedoch ist anhand der Streulichtanteile oberhalb der HDG erkennbar, dass es vorteilhaft ist, den Bereich einer sphärischen Linse so klein als möglich zu halten.

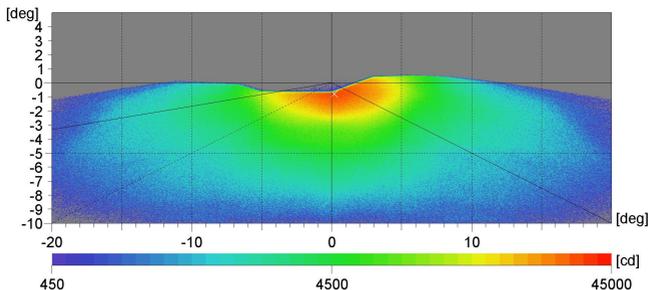


Abbildung 7.16: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer idealen Hybridlinse mit $i \rightarrow \infty$

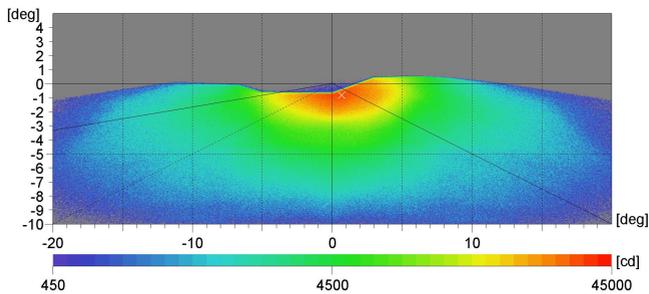


Abbildung 7.17: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer Hybridlinse, die ab Periode $i = 2753$ eine sphärische anstatt eine asphärische, diffraktive Linse beinhaltet

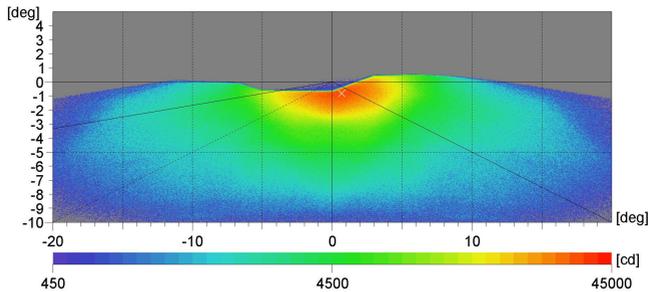


Abbildung 7.18: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer Hybridlinse, die ab Periode $i = 999$ eine sphärische anstatt eine asphärische, diffraktive Linse beinhaltet

Insgesamt zeigt sich, dass der Einfluss sphärischer Randbereiche beachtet werden muss und die Fertigung entsprechend präzise erfolgen sollte. Obwohl die Effekte durch die Beugungseffizienzverteilungen simulativ nicht berücksichtigt werden, ergibt sich die Forderung nach minimal vorhandenen Periodengrößen von $\sim 10 \mu\text{m}$, um die Qualität der Abbildung nicht zu senken und bedeutet einen maximalen Werkzeugradius von $r = 2,5 \mu\text{m}$.

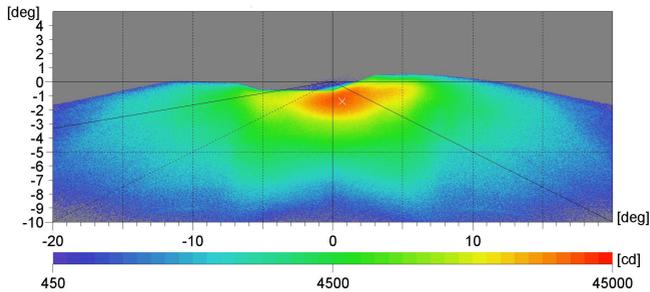


Abbildung 7.19: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer Hybridlinse, die ab Periode $i = 248$ eine sphärische anstatt eine asphärische, diffraktive Linse beinhaltet

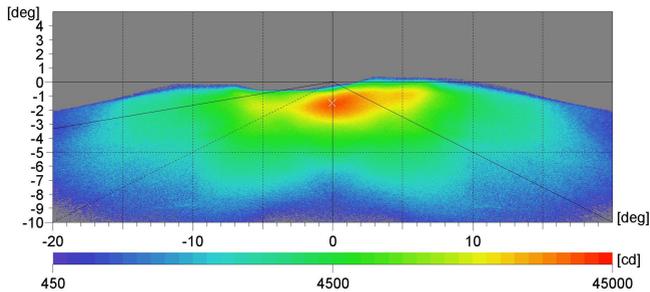


Abbildung 7.20: Darstellung der simulierten Lichtstärkeverteilung einer Hybridlinse, die ab Periode $i = 63$ eine sphärische anstatt eine asphärische, diffraktive Linse beinhaltet

Unter Berücksichtigung und Kombination aller Fertigungseinflüsse muss dieser Wert mit hoher Wahrscheinlichkeit noch weiter gesenkt werden.

Zusammengefasst ergeben die diskutierten Simulationsergebnisse, dass die Lage der optischen Achsen der refraktiven und diffraktiven Strukturen im Rahmen der aktuell üblichen Positionier- und Fertigungsgenauigkeit ausreichend ist und keinerlei Unterschiede erkennbar sind. Im Gegensatz dazu führen Beugungseffizienzver-

schlechterungen zu spürbaren Verlusten in der Abbildungsqualität, weshalb bei Stufenprofilen mindestens 8 Stufen empfohlen werden. Abschließend zeigen die Simulationen, dass die Fertigung mit einem Werkzeug, dessen Radius über $10\ \mu\text{m}$ liegt, zu spürbaren Einbußen innerhalb der Lichtverteilung führen kann und entsprechend vermieden werden sollte.

Darüber hinaus muss berücksichtigt werden, dass diese Ergebnisse die minimal benötigten, voneinander isolierten Genauigkeiten erfassen. Da sich normalerweise mehrere Fehlergrößen im Ergebnis aufsummieren, sind tendenziell höhere Genauigkeiten erforderlich.

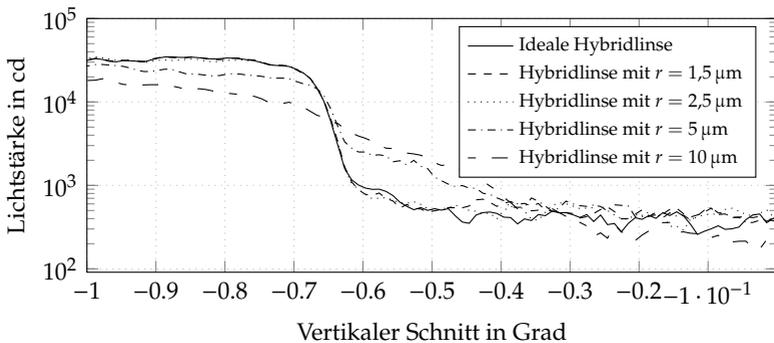


Abbildung 7.21: Vergleich der Schnitte an der HDG (vertikal bei $x = -0,5^\circ$) für die verschiedenen Werkzeugradien

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit hat zum Ziel, diffraktive Optiken funktionell in den Scheinwerferbereich zu integrieren, indem deren Vorteile genutzt werden. Primär wird die chromatische mit der thermischen Linsenkorrektur verbunden, um diese Einflüsse der Kunststoffoptiken auf die Lichtverteilungen zu minimieren. Als zweiter Aspekt wird die Formung von Lichtverteilungen untersucht, deren Ziel eine hohe Gesamteffizienz ist.

Um die Korrektur und Formung von Strahlung zu untersuchen und neue Auslegungsmethoden bewerten zu können, wird als erster Schritt eine Simulationsmethodik aufgebaut, da keine der bekannten Tools und Programme sowohl den Datentransfer hinsichtlich der restlichen Scheinwerferkomponenten als auch in Bezug auf die benötigten Rechenkapazitäten den Anforderungen entsprechen.

Die Grundlage dafür bildet eine Ray-Tracing-Umgebung der Fa. HELLA KGAA HUECK & Co., in die die wellenoptischen Beschreibungen integriert wird. Dies ermöglicht den angesprochenen Datentransfer und minimiert die Rechenanforderungen. Zur Berechnung des wellenoptischen Verhaltens wird über das Höhenprofil eine messbare Größe als Ausgangspunkt herangezogen, um in späteren Schritten die Integration gemessener Strukturen einbinden zu können. Durch Umwandlung in ein Phasenprofil und die Verwendung der Eikonalgleichung wird die Richtungsänderung einer auftreffenden Welle berechnet. Dies entspricht dem klassischen Prinzip, das hinter Ray-Tracing steht.

Auf Basis des Huygensschen Prinzips wird nun jeder Strahl als Richtungsvektor einer lokal ebenen Welle aufgefasst, wobei die Summe aller Strahlen die Wellenfront ergibt. Somit ist zwar die Richtungsableitung berechenbar, jedoch fehlen Interferenzeffekte, um Beugung beschreiben zu können. Daher wird für jeden Strahl über die Wahrscheinlichkeit der Beugungseffizienzen eine zugehörige Beugungsordnung inkl. der Ablenkung berechnet. Deren Lage lässt sich auf Basis des Phasenprofils bestimmen. Dadurch kann über eine ausreichende Strahlanzahl das Beugungsbild erzeugt werden.

Auf diese Art und Weise vereint diese Methodik das Field- mit dem Ray-Tracing für Elemente, die aufgrund der Strukturgrößen sowie der Bauteildistanzen zwar Beugung aufweisen, jedoch keine elektromagnetische Betrachtungen benötigen. Darüber hinaus werden dadurch keine Beugungseffekte an Strukturgrenzen und keine Kohärenz der Strahlung berücksichtigt.

Die Überprüfung des Simulationsverfahrens erfolgt mittels Messungen mit diffraktiven Linsen sowie diffraktiven Gittern bei mehreren Wellenlängen. Die Ergebnisse zeigen, dass für diese Elemente in den erwarteten Entfernungen die getroffenen Näherungen zulässig sind und keine weiteren Effekte berücksichtigt werden müssen. Die Simulationsergebnisse stimmen mit denen der Theorie sowie der Messungen meist im Rahmen der Detektorgenauigkeit, jedoch stets im Rahmen der Messgenauigkeit überein.

Anhand der Simulation wird im nächsten Schritt die Achromatisierung einer Abblendlichtverteilung auf Basis eines Projektionsmoduls gezeigt. Dafür werden die plan-konvexen, refraktiven Linsen durch plan-konvexe Hybridlinsen ersetzt, deren asphärische Fläche die diffraktive Linsenstruktur aufweist.

Die Simulationsergebnisse belegen, dass die Achromatisierung der Verteilung gelingt, da der Farbsaum auf ein Drittel seiner vertikalen Breite reduziert und der Gradient der HDG bis auf das Zweifache

erhöht wird. Darüber hinaus wird der für die Blendbewertung relevante, maximale Wert im Punkt B50 L von 350 cd mit 87 cd für die PC- bzw. 24 cd für die LSR-Linse deutlich unterschritten. Diese Zusammenhänge werden sowohl für Materialien mit niedriger als auch mit hoher Dispersion gezeigt. Die höheren Beugungsordnungen erhöhen zwar das Streulicht oberhalb der HDG, jedoch bleiben die Werte deutlich innerhalb des gesetzlich geforderten Rahmens.

Abschließend wird anhand von Messungen basierend auf einer in Silikon abgemusterten Hybridlinse eine achromatisierte Lichtverteilung erzeugt. Diese kann zwar nicht hinsichtlich der gesetzlichen Grenzwerte überprüft werden, da die Linse deutlich kleiner als die eigtl. Linse ist und daher ein großer Bereich nicht durch die Linse abgebildet wird. Jedoch werden über die Abbildung des zentralen Bereichs der Verteilung inkl. der HDG sowohl die Simulationsmethodik als auch deren Ergebnisse bestätigt. Um die Messwerte qualitativ beurteilen zu können, werden alle Abmusterungsschritte messtechnisch begleitet, sodass für Silikonlinsenmuster erste Erkenntnisse gewonnen wurden. Die Ergebnisse zeigen, dass die Abformung der diffraktiven Struktur inkl. einer maximalen Strukturhöhe von $\sim 1,1 \mu\text{m}$ im Rahmen der Messgenauigkeiten hinreichend gut gelingt. Allerdings scheint die Wahl der Kavitätenmaterialien sowie der Prozessparameter einen Einfluss auf die resultierende Geometrie der planen Fläche der Hybridlinse zu haben.

Aufbauend auf der Achromatisierung wird eine neue Erweiterung des Algorithmus entwickelt, der diese achromatische Verteilung zusätzlich athermalisiert. Zunächst wird aufgezeigt, dass die Realisierung beider Korrekturen mit einer Linse bestehend aus einem Material zwar möglich ist, die dafür benötigten Materialeigenschaften jedoch nicht durch verfügbare, transparente Polymere erfüllt werden. Daher wird ein Auslegungsalgorithmus aufgebaut, dessen Ergebnis ein Linsenduplet bestehend aus zwei Materialien ist. Dieses beinhaltet zwei diffraktive

Linsen, die auf den beiden refraktiven Außenflächen platziert werden. Aufgrund des geringen Phasenunterschieds und der erwarteten Herausforderung bei der Fertigung wird die mittlere Grenzschicht unstrukturiert belassen. Dafür kann diese plan ausgeführt werden. Dies bedeutet die einfachste analytische Beschreibung im Rahmen der Berechnung, erfordert jedoch auch hohe Anforderungen an die Herstellung. Demgegenüber vereinfacht die Auslegung als gekrümmte Fläche die Fertigung, da in diesem Fall Abweichungen von der Formgeometrie geringere Änderungen der Brechkraft erzeugen und die Verarbeitung im Spritzgussprozess vereinfacht wird.

Allerdings erfordert dies auch eine erweiterte analytische Beschreibung bei der Auslegung der Strukturen, da die gekrümmte Grenzfläche hinsichtlich deren chromatischen und thermischen Abhängigkeiten berücksichtigt werden muss. Abschließend wird aufgezeigt, dass über das Verhältnis der beiden diffraktiven Linsenfunktionen zueinander die Geometrie der Doppelhybridlinse optimiert werden kann.

Die Simulationsergebnisse der resultierenden Doppelhybridlinse mit planer Grenzfläche zeigen, dass der neue Berechnungsprozess unter diesen idealen Bedingungen zu thermischer und chromatischer Korrektur der Lichtverteilung führt. Deren Werte hinsichtlich der Farbsaumbreite und des Gradienten der HDG zeigen deutliche Verbesserungen gegenüber den Werten der Lichtverteilungen auf refraktiver Basis. Die Werte der korrigierten Verteilung bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ sind sogar besser als die Werte der Ausgangsverteilung auf Basis der refraktiven Linse bei $T = T_0$. Daraus wird gefolgert, dass der Auslegungsalgorithmus eine deutliche Verbesserung der achromatisierten Hybridlinse hinsichtlich der Rahmenbedingungen im Scheinwerfer darstellt und sowohl chromatische als auch thermische Einflüsse korrigiert.

Erste simulative Untersuchungen zur Lichtformung im Scheinwerfer mittels Gitterzellenarrays runden die Auslegung diffraktiver Optiken

ab. Im Fokus steht die Frage, inwieweit sich die diffraktiven Einflüsse negativ oder positiv darauf auswirken. Dazu wird ein neuer Designalgorithmus vorgestellt, der eine modifizierte Stadt- und eine modifizierte Abblendlichtverteilung erzeugt. Die Zielverteilungen werden vereinfacht, um anhand einer homogenen Verteilung Beugungs- und Randeffekte zu bewerten und um eine Aussage hinsichtlich des Einsatzes als kollimierendes und vorformendes Element zu treffen.

Die Ergebnisse zeigen, dass mit einer Linse als abbildendem Element eine scheinwerfertaugliche Lichtverteilung auf die Straße projiziert werden kann und die Gesamteffizienz des optischen Bauteils inkl. Grenzflächenverlusten bei $\eta > 75\%$ liegt. Darüber hinaus zeigen die verwendeten Perioden deutlich höhere Werte als die angenommenen Grenzwerte der Fertigung. Somit ergibt diese erste Untersuchung, dass der Einsatz von diffraktiven Strukturen im Scheinwerfer unter den gegebenen Randbedingungen bereits sinnvoll möglich ist und darüber hinaus ausreichend Spielraum für Optimierungen lässt.

Den Abschluss dieser Arbeit bilden simulative Untersuchungen hinsichtlich einiger zentraler, fertigungsbedingter Einschränkungen diffraktiver Optiken, die anhand der Ergebnisse bzgl. deren Wichtigkeit für die optische Funktion abgeschätzt werden. Dabei zeigt sich, dass die Positioniergenauigkeit zweier Kavitäten im Rahmen der Herstellung einer Hybridlinse ausreichend ist. Darüber hinaus sollten wegen der Beugungseffizienzeinflüsse im Falle eines Stufenprofils mindestens $N = 8$ Stufen gewählt werden, um die Zielwerte zu erreichen. Abschließend ergibt die Betrachtung der Periodengrößen, dass die periodische Fortsetzung der Fresnelzonen anstatt zum Rand hin sinkender Perioden einen großen Einfluss auf die Verteilung hat. Als maximaler Werkzeugradius folgt daraus ein Wert von $2,5\ \mu\text{m}$.

Kapitel 9

Ausblick

Die vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass diffraktive Optiken die Auslegungsmöglichkeiten von Scheinwerfersystemen funktionell erweitern. Zum einen wird eine Möglichkeit aufgezeigt, chromatischen und thermischen Abhängigkeiten refraktiver Optiken entgegenzuwirken. Zum anderen zeigt sich, dass diffraktive Optiken auch zur Formung einer Scheinwerferlichtverteilung grundsätzlich eingesetzt werden können. Ersteres stellt den Hauptteil der Arbeit dar. Der Schwerpunkt der Betrachtungen liegt auf einfachen Projektionssystemen und davon erzeugten Abblendlichtverteilungen. Im nächsten Schritt muss untersucht werden, inwieweit die Korrekturen auch auf optisch komplexere Systeme übertragen werden können. Denn während im vorliegenden Fall nur eine einzige Linse korrigiert wurde, müssen in anderen Systemen u.U. mehrere Linsen beachtet werden, aus deren Abbildungen sich die Zielverteilung zusammensetzt. Hier stellt sich insbesondere die Frage, ob durch die höheren Beugungsordnungen die Streulichtanteile einen größeren Abbildungsfehler erzeugen als damit chromatisch kompensiert wird.

Da in derartigen Systemen die Linsen kleiner als die betrachtete Linse sind, ist in einem weiteren Schritt die Simulation zu überprüfen. Denn aufgrund der veränderten Größenverhältnisse stellt sich die Frage, ob weitere Effekte berücksichtigt werden müssen, die bislang nur näherungsweise oder gar nicht beachtet werden. Dies betrifft insbesondere Beugungseffekte an Strukturgrenzen.

Auch hinsichtlich der Fertigung derartiger Strukturen sind weitere Untersuchungen nötig. Dabei ist das primäre Ziel die massenproduktionsstaugliche Fertigung. Hierfür sind insbesondere spanende Verfahren im Blickfeld, für die mittlerweile Fertigungsgenauigkeiten existieren, die dies erlauben. Die Herausforderung hierbei besteht darin, die Fertigungszeiten sowie den Materialverschleiß der Werkzeuge zu optimieren.

Darüber hinaus muss geklärt werden, welche Einflüsse der Fertigung auf die optische Wirkung vernachlässigt werden können, um so die kritischen Fertigungsschritte stärker herauszuarbeiten. Dabei ist eine primäre Herausforderung die Erzeugung der diffraktiven Struktur auf nicht planen Oberflächen. Dies muss zum einen realisiert und untersucht werden. Zum anderen folgt die Bewertung der dadurch auftretenden Fertigungseinflüsse und darauf aufbauend die schrittweise Optimierung.

Abschließend werden für die Realisierung der Doppelhybridlinse unterschiedliche Materialien benötigt, für deren Verbund die Automobiltauglichkeit nachzuweisen ist. Dies betrifft zum einen die grundsätzliche Haftung beider Materialien, insbesondere jedoch die dauerhafte Haftung trotz thermisch unterschiedlicher Ausdehnungskoeffizienten. An dieser Stelle ist auch der Einfluss des thermischen Verhaltens aufgrund von unterschiedlich dicken Einzellinsen erwähnenswert, der lokal zu Unterschieden der auftretenden Kräfte führen kann.

Demgegenüber liegen die Herausforderungen und damit die nächsten Schritte hinsichtlich der Lichtformung im Bereich der Auslegung. Denn die Fertigung der Gitterzellenarrays stellt zwar einen Einfluss dar, der untersucht werden muss. Aufgrund der komplexen Zusammenhänge stellt sich jedoch die Frage, inwieweit dieser Einfluss, z.B. durch Stufenanstelle kontinuierlicher Profilstrukturen, allgemein bewertbar ist.

Bei der Auslegung derartiger Elemente hingegen sollte in einem folgenden Schritt die Beschreibung der Lichtquelle verändert werden. Denn

wie sich in dieser Arbeit zeigt, ist die Erzeugung mittels einer parallelen Lichtquellencharakteristik möglich, woraus die Untersuchung der direkten Formung der Charakteristik einer Halbleiterlichtquelle folgt. Dazu sollte die Lichtquelle zunächst als Punktlichtquelle beschrieben werden, um die Winkelverhältnisse der einfallenden Teilwellen zu berücksichtigen. Anschließend muss das Lichtquellenmodell durch das einer flächigen Lichtquelle ersetzt werden. Dies entspricht der Positionierung des Arrays direkt vor einer Halbleiterlichtquelle. Ein weiterer Aspekt bei der Erzeugung der Lichtverteilung ist die Minimierung der chromatischen Einflüsse. Diese kann über weitere Optimierungen des Algorithmus erfolgen, indem die Zuweisungsreihenfolge oder die Mehrfachüberlagerung modifiziert werden.

Darüber hinaus kann eine Linsenfunktion mit dem Gitterzellenarray verrechnet werden. Dazu werden das Höhenprofil des Gitterzellenarrays und die Linsenfunktion addiert und anschließend auf Modulo 2π angepasst. Dadurch ist es theoretisch möglich, die Formung und die Ablenkung mit nur einem Element zu erreichen. Daher muss untersucht werden, inwieweit die Simulationsmethodik verfeinert werden muss und vor allem, welche Abbildungsfehler durch diese Kombination erzeugt werden und wie stark sich diese auswirken. Des Weiteren gilt es, den chromatischen Einfluss zu korrigieren, der durch eine diffraktive Linse in das System eingebracht wird.

Abschließend sollte das thermische Verhalten von Gitterzellenarrays betrachtet werden, um die daraus resultierenden Ergebnisse mit in den Auslegungsprozess aufnehmen zu können. Dazu muss zunächst bewertet werden, ob die thermisch bedingte Veränderung nur über einfache theoretische Formeln oder über Finite-Elemente-Analysen erfolgen und inwieweit aktuelle Simulationsmethodiken diese Veränderung berücksichtigen können.

Sofern diese Fragestellungen bzgl. des Einsatzes von Gitterzellenarrays zu keinen unlösbaren Nachteilen führen, kann der nächste Freiheits-

grad hinsichtlich der diffraktiven Strukturen weiter erhöht werden. Der Einsatz computergenerierter, diffraktiver Optiken erfordert darauf aufbauende Auslegungsalgorithmen, bietet dafür aber eine größere Freiheit bzgl. der Auflösungsgenauigkeit der Zielverteilung und deren Form. Grund hierfür ist insbesondere, dass die Ablenkung nicht durch quadratische Elemente wie bei Gitterzellen, sondern durch das Zusammenwirken der gesamten Struktur erreicht wird. Allerdings muss für deren Einsatz die Simulation überarbeitet werden, da der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Ansatz nicht direkt auf die Simulation derartiger Strukturen übertragbar ist. Durch die Ähnlichkeit beider Prinzipien ergibt sich hier jedoch ein Zusammenhang mit der Auslegung holographischer Strukturen, sodass für beide Varianten dieselben Auslegungsalgorithmen als Grundlage genutzt werden könnten.

Literaturverzeichnis

- [Ari+98] J. Arieli, S. Noach, S. Ozeri und N. Eisenberg. "Design of diffractive optical elements for multiple wavelengths". In: *Applied Optics* 37.26 (1998).
- [Aso+12] D. Asoubar, S. Zhang, F. Wyrowski und M. Kuhn. "Parabasal field decomposition and its application to non-paraxial propagation". In: *Optics Express* 20.21 (2012).
- [Aso+15] D. Asoubar, S. Zhang und F. Wyrowski. "Fully vectorial simulation of Laser resonators including anisotropic media". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Bae+06] R. Baer, H. Billy, U. Carraro, M. Eckert, D. Gall und R. Schnor. *Beleuchtungstechnik. Grundlagen*. 3. Aufl. Berlin: Huss-Medien GmbH, 2006.
- [Bao+95] G. Bao, D. Dobson und A. J. Cox. "Mathematical studies in rigorous grating theory". In: *Journal of the Optical Society of America* 12.5 (1995).
- [Bau16] E. Baumann. "Wellenoptische Charakterisierung diffraktiver Optiken vor dem Hintergrund unterschiedlicher Beugungsordnungen". Bachelorarbeit. Beuth Hochschule für Technik Berlin, 2016.
- [Bay+12] H. Bayerl und O. Franssen. "Glasklare Flüssigsilikonkautschuke für lichttechnische Anwendungen im Automobilbau". In: *Internationaler Kongress Kunststoffe im Automobilbau* (2012).

- [Beh+93] G. P. Behrmann und J. P. Bowen. "Influence of temperature on diffractive lens performance". In: *Applied Optics* 32.14 (1993).
- [Bha+15] V. R. Bhakta und B. Ballard. "High resolution adaptive headlight using Texas Instruments DLP technology". In: *International Symposium on Automotive Lighting*. 2015.
- [Bor+99] M. Born und E. Wolf. *Principles of Optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7. Aufl. New York: Cambridge University Press, 1999.
- [Bra+07] H.-H. Braess und U. Seiffert. *Automobildesign und Technik. Formgebung, Funktionalität, Technik*. Wiesbaden: Vieweg Verlag, 2007.
- [Bre+06] K. Bredemeier, R. Poschmann und F. Schmidt. "Nahfeldgoniophotometer – Systeme zur Messung der Lichtverteilungen an Leuchten, Lampen und LED". In: *Licht*. 2006.
- [Bri+09] M. Brinkmann, F.-J. Braun, M. Hagemann und E. Jäger. "Diffraktive Optische Elemente erobern den Markt – Vorteile gegenüber klassischen optischen Elementen". In: *Optik & Photonik* 1 (2009).
- [Bri08] H. Briehl. *Chemie der Werkstoffe*. 2. Aufl. Wiesbaden: Teubner Verlag, 2008.
- [Cao+04] Q. Cao und J. Jahns. "Combination of focusing and apodization in one multilevel diffractive lens". In: *Optical Society of America – Diffractive Optics and Micro Optics* (2004).
- [Cas+10] F. Castignoles, M. Flury und T. Lepine. "Comparison of the efficiency, MTF and chromatic properties of four diffractive bifocal intraocular lens designs". In: *Optics Express* 18.5 (2010).

- [Cha05] W. S. C. Chang. *Principles of Lasers and Optics*. 7. Aufl. New York: Cambridge University Press, 2005.
- [Cha94] W. N. Charman. "Hybrid diffractive-refractive achromatic spectacle lenses". In: *Ophthalmic and Physiological Optics* 14 (1994).
- [Ciz+11] T. Cizmar, H. I. C. Dalgarno, P. C. Ashok, F. J. Gunn-Moore und K. Dholakia. "Optical aberration compensation in a multiplexed optical trapping system". In: *Journal of Optics* 13 (2011).
- [Col70] S. A. J. Collins. "Lens-System Diffraction Integral Written in Terms of Matrix Optics". In: *Journal of the Optical Society of America* 60.9 (1970).
- [Cov13] Covestro Deutschland AG. *Messdaten zu Makrolon® LED2245*. 2013.
- [Dav+92] K. W. M. Davy und M. Braden. "Thermal expansion of glassy polymers". In: *Biomaterials* 13.14 (1992).
- [Dav09] A. Davis. "Raytrace assisted analytical formulation of Fresnel lens transmission efficiency". In: *Proceedings of SPIE 7429 – Novel Optical Systems Design and Optimization XII*. 2009.
- [Dem13] W. Demtröder. *Experimentalphysik. Elektrizität und Optik*. 6. Aufl. Bd. 2. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
- [Dem15] W. Demtröder. *Experimentalphysik. Mechanik und Wärme*. 7. Aufl. Bd. 1. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2015.
- [Di+03] F. Di, Y. Yingbai, J. Guofan und W. Minuxian. "Rigorous concept for the analysis of diffractive lenses with different axial resolution and high lateral resolution". In: *Optics Express* 11.17 (2003).

- [Doh15] R. Dohlus. *Technische Optik*. Berlin Boston: Walter de Gruyter GmbH, 2015.
- [Dom+16] P. Dommès, A. Wolf und R. Lachmayer. "Hybrid simulation of thermo-optical effects in laser-based white light sources". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 117. Jahrestagung* (2016).
- [Dub+95] B. Dubik, S. Koth, J. Nowak und M. Zajac. "Hybrid lens with corrected sphero-chromatic aberration". In: *Optics and Laser Technology* 27.5 (1995).
- [ECE16] United Nations Economic Commission for Europe. *UN-ECE – Kfz-Regelungen*. URL: <http://www.unece.org/trans/main/welcwp29.html> (besucht am 27.03.2016).
- [Ess11] S. Essig. "Advanced Numerical Methods in Diffractive Optics and Applications to Periodic Photonic Nanostructures". Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [Eye+08] P. Eyerer, T. Hirth und P. Elsner. *Polymer Engineering. Technologien und Praxis*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008.
- [Fak+95] D. Faklis und G. M. Morris. "Spectral properties of multiorder diffractive lenses". In: *Applied Optics* 34.14 (1995).
- [Fis+13] B. Fischer und M. Kaup. "Scheinwerfer der Zukunft – Ein innovativer Ansatz zur Realisierung adaptiver Kraftfahrzeugfrontbeleuchtung durch den Einsatz hochtransparenter Silikonelastomere". In: *Optik & Photonik* 8.3 (2013).
- [Fis14] B. Fischer. "Ein Ansatz zur Realisierung eines hochauflösenden und mechanikfreien, adaptiven Frontscheinwerfers". In: *Licht*. 2014.

- [Fis15] J. Fischer. "Entwicklung eines adaptiven Schlechtwetterlichtsystems zur Reduzierung der indirekten Blendung bei nassen Fahrbahnen". Dissertation. Leibnitz Universität Hannover, 2015.
- [Geb11] C. Gebhardt. *Praxisbuch FEM mit ANSYS Workbench. Einführung in die lineare und nichtlineare Mechanik*. München: Carl Hanser Verlag, 2011.
- [Ges+05] S. Gester mann, W. Köppchen, V. Krause, M. Möth rath, D. W. Pophusen, A. Sandquist und O. Zöllner. "Polycarbonat und seine Blends für Karosseriebauteile". In: *ATZ – Automobiltechnische Zeitschrift* 107.11 (2005).
- [Goo96] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. 2. Aufl. New York: The McGraw-Hill Companies, INC., 1996.
- [Gre+15] A. Grewe, R. Kleindienst und S. Sinzinger. "Alignment test of two sided DOEs with diffractive Lohmann lenses". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Gre48] D. S. Grey. "Athermalization of Optical Systems". In: *Journal of the Optical Society of America* 38.6 (1948).
- [Gro05] H. Gross. *Handbook of Optical Systems. Fundamentals of Technical Optics*. Weinheim, 2005.
- [Haf03] H. Haferkorn. *Optik. Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2003.
- [Har+78] J. E. Harvey und R. V. Shack. "Aberrations of diffracted wave fields". In: *Applied Optics* 17.18 (1978).
- [Haz+95] L. N. Hazra, Y. Han und C. A. Delisle. "Kinof orm lenses: Sweatt model and phase function". In: *Optics Communications* (1995).

- [Hec09] E. Hecht. *Optik*. 5. Aufl. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009.
- [Hel03] Hella KGaA Hueck & Co. *Technische Information – Licht – Scheinwerfer*. 2003. URL: http://www.hella.com/produktion/HellaAT/WebSite/MiscContent/Download/AutoIndustrie/Licht/LI_Scheinwerfer.pdf (besucht am 27.03.2016).
- [Hel16] Hella KGaA Hueck & Co. *Scheinwerfer*. URL: <http://www.hella.com/hella-com/de/Scheinwerfer-620.html> (besucht am 27.03.2016).
- [Her+06] E. Hering und R. Martin. *Photonik. Grundlagen, Technologie und Anwendung*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006.
- [Her04] H.-P. Herzig. “Diffractive and micro-optical components – 20 years later”. In: *Optical Society of America – Diffractive Optics and Micro Optics* (2004).
- [Heß+10] S. Heßner und W. Michaeli. “Licht aus Polymeren”. In: *Kunststofftechnik* 6.2 (2010).
- [Hof+11] H.-W. Hoffmeister, R. Wittmer, W.-C. Hahmann, M. Wagner, K. Dilger, B. Heitkamp, A. Hoch und M. Drab. “Innovative Herstellung mikrooptischer Baugruppen. Neuartige Ansätze zur Fertigung von Mikrooptiken in kleinen und mittleren Losgrößen”. In: *Werkstattstechnik* 101 (2011).
- [Hof16] D. Hoffmann. “Systematische Entwicklung und Simulation eines diffraktiven Gitterzellenarrays zur Formung einer automobilen Scheinwerferlichtverteilung”. Masterarbeit. Technische Universität Ilmenau, 2016.
- [Hop+14] C. Hopmann, C. Brecher, P. Loosen, M. Röbig, B. Meiers und M. Berens. “Mit Kunststoff in die optische Zukunft”. In: *Kunststoffe* 10 (2014).

- [Hop+15] C. Hopmann, M. Röbig und M. Kaup. "Herstellung einer kombinierten Primär- und Vorsatzoptik einer LED aus LSR mittels innovativer Werkzeugtechnik". In: *GAK – Gummi, Fasern, Kunststoffe* 68 (2015).
- [Jaa+89] T. Jaaskelainen und S. Toyooka. "Analysis of Absorption Reflection Gratings". In: *Optics Communications* 71.34 (1989).
- [Jah+12] J. Jahns und S. Helfert. *Introduction to Micro- and Nanooptics*. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2012.
- [Jah+15] M. Jahny und B. Michel. "Differential ray tracing for exact radiometric calculations". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Jam81] T. H. Jamieson. "Thermal effects in optical systems". In: *Optical Engineering* 20.2 (1981).
- [Jia00] J. Jiang. "Rigorous Analysis and Design of Diffractive Optical Elements". Dissertation. University of Alabama in Huntsville, 2000.
- [Kan09] N. Kanai. "Study of temperature dependence of plastic hybrid lenses for projection-type headlamps". In: *International Symposium on Automotive Lighting*. 2009.
- [Kar+16] D. Karthaus, O. Sandfuchs und S. Sinzinger. "Optimization of holograms for application in automotive headlamps with LED illumination". In: *Imaging and Applied Optics*. 2016.
- [Kau06] R. Kauschke. "Systematik zur lichttechnischen Gestaltung von aktiven Scheinwerfern". Dissertation. Universität Paderborn, 2006.
- [Kie+08] U. Kiencke und H. Jäkel. *Signale und Systeme*. 4. Aufl. München: Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2008.

- [Kim+12] G. Kim, J. A. Dominguez-Caballero und R. Menon. "Design and analysis of multi-wavelength diffractive optics". In: *Optics Express* 20.3 (2012).
- [Kle+13] B. Kleinert, C. Schierz, M. Seer, M. Marutzky und S. Bogdanow. "Blendungsbewertung von Kfz-Scheinwerfern – Was wird messtechnisch erfasst und was nicht?" In: *Lux Junior*. 2013.
- [Kle+88] M. V. Klein und T. E. Furtak. *Optik*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1988.
- [Kle93] S. A. Klein. "Understanding the Diffractive Bifocal Contact Lens". In: *Optometry and Vision Science* 70.6 (1993).
- [Kne90] F. K. Kneubühl. *Repetitorium der Physik*. Stuttgart: Teubner Verlag, 1990.
- [Kno78] K. Knop. "Rigorous diffraction theory for transmission phase gratings with deep rectangular grooves". In: *Journal of the Optical Society of America* 68.9 (1978).
- [Koe10] W. Koehldorfer. *Finite-Elemente-Methoden mit CATIA V5 / Simulia. Berechnung von Bauteilen und Baugruppen in der Konstruktion*. 3. Aufl. München: Carl Hanser Verlag, 2010.
- [Kor+00] V. P. Koronkevich und G. A. Lenkova. "Diffractive-Refractive Intraocular Lens". In: *Optical Society of America – Diffractive Optics and Micro Optics* (2000).
- [Kör+16] M. Körner, O. Prucker und J. Rühle. "Polymer hybrid materials for planar optronic systems". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 117. Jahrestagung* (2016).
- [Kor15] F. Kortmann. "Numerische Simulation der temperaturbedingten Brechkraftänderungen einer diffraktiven Polymeroptik". Bachelorarbeit. Hochschule Hamm-Lippstadt, 2015.

- [Kre+09] B. C. Kress und P. Meyrueis. *Applied Digital Optics. From Micro-optics to Nanophotonics*. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2009.
- [Küh11] D. Kühlke. *Optik. Grundlagen und Anwendungen*. 3. Aufl. Verlag Harri Deutsch, 2011.
- [Kun+93] R. E. Kunz und M. Rossi. "Phase-matched Fresnel elements". In: *Optics Communications* 97 (1993).
- [Kwe+07] G.-I. Kweon und C.-H. Kim. "Aspherical Lens Design by Using a Numerical Analysis". In: *Journal of the Korean Physical Society* 51.1 (2007).
- [Lac+14] R. Lachmayer, A. Wolf, R. Danov und G. Kloppenburg. "Reflektorbasierte Laser-Lichtmodule als Zusatzfernlicht für die Fahrzeugbeleuchtung". In: *Licht*. 2014.
- [Lai07] M. Laikin. *Lens Design*. 4. Aufl. Boca Raton, London, New York: Taylor & Francis Group, LLC, 2007.
- [Lan13] E. Langenbach. "Athermale Korrektur optischer Systeme". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – Proceedings* (2013).
- [Lav+15] A. V. Lavrinenko, J. Lägsgaard, N. Gregersen, F. Schmidt und T. Söndergaard. *Numerical Methods in Photonics*. Boca Raton, London, New York: Taylor & Francis Group, LLC, 2015.
- [Leu+99] R. Leutz, A. Suzuki, A. Akisawa und T. Kashiwagi. "Non-imaging Fresnel Lens Concentrators for Photovoltaic Applications". In: *ISES Solar World Congress*. 1999.
- [Li+11] L. Li, P. He, F. Wang, K. Georgiadis, O. Dambon, F. Klocke und A. Y. Yi. "A hybrid polymer-glass achromatic microlens array fabricated by compression molding". In: *Journal of Optics* 13 (2011).

- [Lig15] Lighttrans. *VirtualLab Manual*. 2015.
- [Lig16] Lighttrans. *VirtualLab*. URL: <http://www.lighttrans.com/> (besucht am 27. 03. 2016).
- [Lip+14] M. Lipp, F. Saupe und E. Langenbach. "Thermische Modellierung, Optimierung und Analyse von Objektiven". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 115. Jahrestagung*. 2014.
- [Lit01] G. Litfin. *Technische Optik in der Praxis*. 2. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2001.
- [Lon+92] C. Londono und P. P. Clark. "Modeling diffraction efficiency effects when designing hybrid diffractive lens systems". In: *Applied Optics* 31.13 (1992).
- [Lon+93] C. Londono, W. T. Plummer und P. P. Clark. "Athermalization of a single-component lens with diffractive optics". In: *Applied Optics* 32.13 (1993).
- [Lon92] C. Londono. "Design and Fabrication of Surface Relief Diffractive Optical Elements, or Kinoforms, with Examples for Optical Athermalization". Dissertation. Tufts University, 1992.
- [Luc+09] T. Luce, E. Schalle und N. Ziegler. "The Advent of Polymer Projector Headlamp Lenses". In: *International Symposium on Automotive Lighting*. 2009.
- [Lüp+93] H. Lüpken, T. Pauka, R. Bräuer, F. Wyrowski und O. Bryngdahl. "On the design of Dammann gratings". In: *Optics Communications* 100 (1993).
- [Man+07] O. Manela und M. Segev. "Nonlinear diffractive optical elements". In: *Optics Express* 15.17 (2007).

- [Mel+01] S. D. Mellin und G. P. Nordin. "Limits of scalar diffraction theory and an iterative angular spectrum algorithm for finite aperture diffractive optical element design". In: *Optics Express* 8.13 (2001).
- [Mes06] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. 23. Aufl. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 2006.
- [Mic15] S. Michenfelder. "Konzeption, Realisierung und Verifikation eines automobilen Forschungsscheinwerfers auf Basis von Digitalprojektoren". Dissertation. Karlsruher Institut für Technologie, 2015.
- [Mil+06] M. S. Millan, J. Oton und E. Perez-Cabre. "Dynamic compensation of chromatic aberration in a programmable diffractive lens". In: *Optics Express* 14.20 (2006).
- [Moh+81] M. G. Moharam und T. K. Gaylord. "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction". In: *Journal of the Optical Society of America* 71.7 (1981).
- [Mom14] Momentive Performance Materials GmbH. *Messdaten zu Silopren[®] LSR 7070FC*. 2014.
- [Mül+07] G. Müller und C. Groth. *FEM für Praktiker. Grundlagen*. 8. Aufl. Bd. 1. Renningen: expert Verlag, 2007.
- [Nak+02] T. Nakai und H. Ogawa. "Research on multi-layer diffractive optical elements and their application to camera lenses". In: *Optical Society of America – Diffractive Optics and Micro Optics* (2002).
- [Nei+09] E. Neiss, M. Flury und J. Fontaine. "Investigation of thermo-mechanical behaviour of diffractive optical elements for CO₂ lasers". In: *Applied Surface Science* 255 (2009).

- [OSh+04] D. C. O'Shea, T. J. Suleski, A. D. Kathman und D. W. Prather. *Diffraction Optics. Design, Fabrication and Test*. SPIE, 2004.
- [Pal+05] C. Palmer und E. Loewen. *Diffraction Grating Handbook*. 6. Aufl. Rochester: Newport Corporation, 2005.
- [Pom+94] D. A. Pommet, M. G. Moharam und E. B. Grann. "Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements". In: *Journal of the Optical Society of America* 11.6 (1994).
- [Poo+06] T.-C. Poon und T. Kim. *Engineering Optics with Matlab*. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2006.
- [Pöp+94] J. Pöpsel, U. Claussen, R.-D. Klein und J. Plate. *Computergrafik. Algorithmen und Implementierung*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1994.
- [Que+02] J. Queisser, M. Geprägs, R. Bluhm und G. Ickes. "Trends bei Automobil-Scheinwerfern. Herausforderungen und Chancen für Thermoplaste". In: *Kunststoffe* 92.3 (2002).
- [Rau+10] V. Raulot, P. Gérard, B. Serio, M. Flury, B. Kress und P. Meyrueis. "Modeling of the angular tolerancing of an effective medium diffractive lens using combined finite difference time domain and radiation spectrum method algorithms". In: *Optics Express* 18.17 (2010).
- [Rot+15] J. Roth, J. Wallaschek, G. Kloppenburg, R. Lachmayer, B. Meyer und S. Thomschke. "RGB-Laser Scanning Module for Onroad Projection". In: *International Symposium on Automotive Lighting*. 2015.
- [Rüc09] W. Rückert. "Beitrag zur Entwicklung einer elastischen Linse variabler Brennweite für den Einsatz in einem künstlichen Akkommodationssystem". Dissertation. Universität Karlsruhe (TH), 2009.

- [Ryb+14] B. Ryba, E. Förster und R. Brunner. "Flexible diffractive gratings: theoretical investigation of the dependency of diffraction efficiency on mechanical deformation". In: *Applied Optics* 53.7 (2014).
- [Ryb+15] B. Ryba und R. Brunner. "Elastomeric diffractive gratings: Theoretical and experimental research on mechanical induced efficiency change". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Sak+15] P. Sakowicz, B. Michel und Q. Hembach. "Free-form Fresnel Structures for Beam Shaping". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Sal+08] B. E. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik*. 2. Aufl. Weinheim: John Wiley & Sons, Inc., 2008.
- [Sal+97] T. R. M. Sales und G. M. Morris. "Diffractive-refractive behavior of kinoform lenses". In: *Applied Optics* 36.1 (1997).
- [San+06] O. Sandfuchs, R. Brunner, D. Pätz, S. Sinzinger und J. Ruoff. "Rigorous analysis of shadowing effects in blazed transmission gratings". In: *Optics Letters* 31.24 (2006).
- [Sau15] M. Saure. "Ultraklares Flüssigsilikon – Silopren LSR 7000-Serie für optische Anwendungen". In: *GAK – Gummi, Fasern, Kunststoffe* 68 (2015).
- [Sch+07] G. Schröder und H. Treiber. *Technische Optik*. 10. Aufl. Würzburg: Vogel Industrie Medien GmbH & Co. KG, 2007.
- [Sch+14] M. Schöne, O. Sandfuchs und C. Neumann. "Diffraktive Optiken – Eine neue Herausforderung in der Automobilbeleuchtung". In: *Licht*. 2014.

- [Sch+15a] M. Schöne, O. Sandfuchs und C. Neumann. "Diffractive Optics in Automotive Headlamps – Design and Simulation". In: *International Symposium on Automotive Lighting*. 2015.
- [Sch+15b] M. Schöne, O. Sandfuchs und C. Neumann. "Diffractive Optics in Automotive Headlamps – Thermal Effects and Optical System Design". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Sch+16a] M. Schöne, O. Sandfuchs und C. Neumann. "Diffractive Optics in Automotive Headlamps – New Design Concepts Including a Special Simulation Process". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 117. Jahrestagung*. 2016.
- [Sch+16b] M. Schöne, O. Sandfuchs und C. Neumann. "Diffraktive Optiken zur chromatischen und thermischen Linsenkorrektur sowie zur Lichtformung". In: *Licht*. 2016.
- [Sch10] J. D. Schmidt. *Numerical Simulation of Optical Wave Propagation*. Bellingham: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2010.
- [Sch13] M. Schöne. "Simulation und Verifikation der temperaturbedingten Veränderungen einer refraktiven Elastomeroptik". Diplomarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, 2013.
- [Sch16] M. Schöne. "Beleuchtungsvorrichtung für Fahrzeuge". Patentanmeldung DE102014112937A1. Hella KGaA Hueck & Co. 2016.
- [Sil+01] E. Silberstein, P. Lalanne, J.-P. Hugonin und Q. Cao. "Use of grating theories in integrated optics". In: *Journal of the Optical Society of America* 18.11 (2001).

- [Sko15] M. Skowronek. "Simulation und Verifikation der temperaturbedingten Änderung einer diffraktiven Linse". Bachelorarbeit. Hochschule Bochum, 2015.
- [Soc06] Y. Socol. "Mechanical means for temperature compensation of planar diffractive optical interconnects: feasibility study". In: *Optical Engineering* 45.4 (2006).
- [Soi02] V. A. Soifer. *Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [Spa+08] J. Spanier und E. M. Gelbard. *Monte Carlo Principles and Neutron Transport Problems*. Mineola: Dover Publications, Inc., 2008.
- [Ste+93] A. Stemmer, H. Zarschizky, E. Knapek, G. Lefranc und H. Scherer-Winner. "Design and fabrication of multilevel diffractive optical elements (DOES) and holographic optical elements (HOES)". In: *Microelectronic Engineering* 21 (1993).
- [Sto+11] M. Stommel, M. Stojek und W. Korte. *FEM zur Berechnung von Kunststoff- und Elastomerbauteilen*. München: Carl Hanser Verlag, 2011.
- [Sto+88] T. Stone und N. George. "Hybrid diffractive-refractive lenses and achromats". In: *Applied Optics* 27.14 (1988).
- [Su+75] S. F. Su und T. K. Gaylord. "Calculation of arbitrary-order diffraction efficiencies of thick gratings with arbitrary grating shape". In: *Journal of the Optical Society of America* 65.1 (1975).
- [Swe77] W. C. Sweatt. "Describing holographic optical elements as lenses". In: *Journal of the Optical Society of America* 67.6 (1977).

- [Swe79] W. C. Sweatt. "Mathematical equivalence between a holographic optical element and an ultra-high index lens". In: *Journal of the Optical Society of America* 69.3 (1979).
- [Tag+97] M. R. Taghizadeh, P. Blair, B. Layet, I. M. Barton, A. J. Waddie und N. Ross. "Design and fabrication of diffractive optical elements". In: *Microelectronic Engineering* 34 (1997).
- [Tes+00] M. Testorf und M. Fiddy. "Kirchhoff's approximation in diffractive optics". In: *Optical Society of America – Diffractive Optics and Micro Optics* (2000).
- [Tes02] M. Testorf. "Approximate diffraction theories: efficient modeling of diffractive optical elements". In: *Optical Society of America – Diffractive Optics and Micro Optics* (2002).
- [Val+11] P. Valley, N. Savidis, J. Schwiegerling, M. R. Dodge, G. Peyman und N. Peyghambarian. "Adjustable hybrid diffractive/refractive achromatic lens". In: *Optics Express* 19.8 (2011).
- [Vas+91] A. Vasara, E. Noponen, J. Turunen, M. J. Miller und M. R. Taghizadeh. "Rigorous diffraction analysis of Damman gratings". In: *Optics Communications* 81.6 (1991).
- [Wan+00] W. Wang, T. Li und Y.-P. Ki. "A hybrid algorithm for the design of DOE in uniform illumination". In: *Optics Communications* 181 (2000).
- [Wan+15] Z. Wang, H. Zhong und F. Wyrowski. "Rigorous modeling of dispersive, reflective, and polarization prisms". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Wan+96] Y. Wang, S. Zhang und J. Macdonald. "Ray tracing and wave aberration calculation for diffractive optical elements". In: *Optical Engineering* 35.7 (1996).

- [Wei86] I. Weingärtner. "Real and Achromatic Imaging with Two Planar Holographic Optical Elements". In: *Optics Communications* 58.6 (1986).
- [Wil+15] B. Willeke, F. Schüler, F. Kley und G. Fischer. "High Resolution Headlamp – Investigations towards a RGB-Laser LCD Backlight". In: *International Symposium on Automotive Lighting*. 2015.
- [Win04] K. Winkler. "Diffraktive Optik – Die stärkere Lesebrille". In: *Journal of Vision* 4 (2004).
- [Wör+07] B. Wördenweber, J. Wallaschek, P. Boyce und D. Hoffman. *Automotive Lighting and Human Vision*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2007.
- [Wu+06] H.-B. Wu, Z.-Q. Wang, R.-L. Fu und J. Liu. "Design of a hybrid diffractive/refractive achromatized telecentric lens". In: *Optik* 117 (2006).
- [Wyr+15] F. Wyrowski und C. Hellmann. "Geometrical optics reloaded". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Yoo00] Y. Yoon. "Design and tolerancing of achromatic and anastigmatic diffractive-refractive lens systems compared with equivalent conventional lens systems". In: *Applied Optics* 39.16 (2000).
- [Zem06] Zemax Development Corporation. *Optical Design Program – User's Guide*. 2006.
- [Zem16] LLC Zemax. *Zemax – Software For Optical Design*. URL: <http://www.zemax.com/> (besucht am 27. 03. 2016).
- [Zha+06] Z. Zhang, P. Zhao, P. Lin und F. Sun. "Thermo-optic coefficients of polymers for optical waveguide applications". In: *Polymer* 47 (2006).

- [Zho+15a] H. Zhong, S. Zhang, C. Hellmann und F. Wyrowski. “Comparison of modeling techniques for multimode fibers and its application to VCSEL source coupling”. In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- [Zho+15b] H. Zhong, S. Zhang und F. Wyrowski. “Parabasal thin-element approximation approach for the analysis of microstructured interfaces and freeform surfaces”. In: *Journal of the Optical Society of America* 32.1 (2015).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wellenlängenabhängiger Brechungsindexverlauf für PC . . .	12
2.2	Wellenlängenabhängiger Brechungsindexverlauf für LSR . . .	14
2.3	Definition der Beschreibung sphärischer Grenzflächen	15
2.4	Schematische Darstellung eines Projektionsmoduls	44
4.1	Ray-Tracing mit einer Schnittstelle zu Field-Tracing	63
4.2	Ray-Tracing mit einer Integration von Wellenoptik	63
4.3	Umwandlung einer Wellenfront in Strahlprofile	65
4.4	Abhängigkeiten bei verschiedenen Einfallswinkeln	67
4.5	Schematischer Programmablauf der Simulationsmethodik	68
4.6	Schematischer Ablauf der Berechnung an Grenzflächen	72
4.7	Messungen zur Überprüfung der Berechnungen	74
4.8	Ausschnitt aus dem Höhenprofil einer Fresnellinse	76
4.9	Gemessenes Höhenprofil der diffraktiven Glaslinse	77
4.10	Schematische Darstellung einer diffraktiven Glaslinse	77
4.11	Realisierter Messstand zur Linsencharakterisierung	78
4.12	Schematische Darstellung des Messprinzips – Linsen	80
4.13	Beispiel eines Detektorbildschnitts einer Linsensimulation	82
4.14	Auswertung des Detektorbildschnitts	84
4.15	Darstellung der Genauigkeit der Linsensimulation	86
4.16	Gemessenes Leuchtdichtebild für die diffraktive Linse	88
4.17	Schnittkurve durch den Spot der Linse	88
4.18	Drehwinkel der Gitter in Messung und Simulation	90
4.19	Schematische Darstellung des Messprinzips – Gitter	92
4.20	Detektorschnittbild einer Gittersimulation	92
4.21	Gemessenes Leuchtdichtebild des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$	96

4.22	Detektorschnittbild – Gitter mit $p = 1,67 \mu\text{m}$	97
4.23	Gemessenes Leuchtdichtebild des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$	97
4.24	Detektorschnittbild – Gitter mit $p = 0,83 \mu\text{m}$	98
4.25	Darstellung der Messung bei schrägem Einfall	101
5.1	Beugungseffizienzen einer Multiorderlinse	107
5.2	Darstellung der Lichtverteilung einer Multiorderlinse	109
5.3	HDG-Schnitt für Multiorder- und refraktive Linse	109
5.4	Spektren von LED und schwarzer Strahler	110
5.5	Schematischer Zusammenhang zur Optimierung	111
5.6	Schematische Spot-Darstellung auf einem Messschirm	111
5.7	Geometrische Zusammenhänge auf dem Messschirm	113
5.8	Farbsäume von korrigierter und unkorrigierter Linse	114
5.9	Darstellung zweier LED-Spektren	116
5.10	Farbsaum von herkömmlicher und optimierter Linse	117
5.11	Ausgelegte refraktive und hybride Projektionslinsen	119
5.12	Darstellung der Lichtverteilung einer refraktiven PC-Linse	122
5.13	Darstellung der Lichtverteilung einer hybriden PC-Linse	123
5.14	HDG-Schnitt für refraktive und hybride PC-Linse	123
5.15	Farborte entlang des Schnitts für beide PC-Linsen	124
5.16	Lichtverteilung einer refraktiven LSR-Linse	126
5.17	Lichtverteilung einer hybriden LSR-Linse	127
5.18	HDG-Schnitt für refraktive und hybride LSR-Linse	127
5.19	Farborte entlang des Schnitts für beide LSR-Linsen	128
5.20	Darstellung der diffraktiven Glaslinse	132
5.21	Leuchtdichtebild für die diffraktive LSR- Linse	134
5.22	Schnittkurve durch den Spot der LSR-Linse	134
5.23	Darstellung des Abformprozesses der LSR-Linse	136
5.24	Darstellung des Demonstrators zur Achromatisierung	144
5.25	Gemessene Lichtverteilungen - Farbbildvergleich	145
5.26	Farbortverschiebung für refraktive und hybride Linse	146

5.27 Vergleich der Verteilungen der refraktiven LSR-Linsen . . .	147
5.28 Vergleich der Verteilungen der hybriden LSR-Linsen	148
5.29 Vergleich der Verteilungen der LSR-Linsen inkl. Blenden .	150
5.30 Vergleich der Verteilungen der LSR-Linsen ohne Streulicht	151
6.1 Lichtverteilung bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ – hybride PC-Linse . . .	157
6.2 Lichtverteilung bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ – hybride LSR-Linse . .	158
6.3 HDG-Schnitt für PC-Linsen bei T_0 und $T_0 + 80 \text{ K}$	158
6.4 HDG-Schnitt für LSR-Linsen bei T_0 und $T_0 + 80 \text{ K}$	159
6.5 Doppelhybridlinsen mit verschiedenen Grenzflächen . . .	168
6.6 Lichtverteilung einer Doppelhybridlinse - Farbbild	170
6.7 Lichtverteilung einer Doppelhybridlinse - Falschfarben . .	171
6.8 HDG-Schnitt für die Doppelhybridlinse	171
6.9 Farborte entlang des Schnitts für beide Temperaturen . . .	172
7.1 Zuweisung der Gitterzellen zur Ziellichtverteilung	178
7.2 Schematische Darstellung der Zuweisungsmethodiken . .	178
7.3 Vereinfachte Stadtlichtverteilung eines GCA	180
7.4 Vereinfachte Abblendlichtverteilung eines GCA	181
7.5 Häufigkeit der resultierenden Gitterperioden	183
7.6 Lichtverteilung aufgrund versetzter Linsenflächen	187
7.7 Schnittkurve durch die HDG für versetzte Grenzflächen . .	188
7.8 Fertigungseinflüsse auf die Kavitätengeometrie	190
7.9 Darstellung mehrstufiger Linsenprofile	190
7.10 Lichtstärkeverteilung mehrstufiger Linsenprofile – $N \rightarrow \infty$	190
7.11 Lichtstärkeverteilung mehrstufiger Linsenprofile – $N = 2$.	191
7.12 Lichtstärkeverteilung mehrstufiger Linsenprofile – $N = 4$.	191
7.13 Lichtstärkeverteilung mehrstufiger Linsenprofile – $N = 8$.	191
7.14 Lichtstärkeverteilung mehrstufiger Linsenprofile – $N = 16$	192
7.15 HDG-Schnitt für stufige Linsenprofile	192
7.16 Lichtstärkeverteilung – diffraktive, asphärische Linse . . .	194
7.17 Lichtstärkeverteilung – DOE ab Periode $i = 2753$ sphärisch	195

7.18	Lichtstärkeverteilung – DOE ab Periode $i = 999$ sphärisch .	195
7.19	Lichtstärkeverteilung – DOE ab Periode $i = 248$ sphärisch .	196
7.20	Lichtstärkeverteilung – DOE ab Periode $i = 63$ sphärisch .	196
7.21	HDG-Schnitt für sphärisch-asphärische Linsen	197
B.1	Spektrum der Lichtquellen der Simulationen	241
B.2	Beugungseffizienzen einer diffraktiven Multiorderlinse . .	242
B.3	Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse	243
B.4	Beugungseffizienzen einer LSR-Linse mit $\lambda_0 = 550$ nm . . .	244
B.5	Beugungseffizienzen einer LSR-Linse mit $\lambda_0 = 460$ nm . . .	244
B.6	Beugungseffizienzen einer PC-Linse bei $T = T_0 + 80$ K . . .	245
B.7	Beugungseffizienzen einer LSR-Linse bei $T = T_0 + 80$ K . .	246
B.8	Beugungseffizienzen einer PC-Linse für $N \rightarrow \infty$	247
B.9	Beugungseffizienzen einer PC-Linse für $N = 2$	247
B.10	Beugungseffizienzen einer PC-Linse für $N = 4$	248
B.11	Beugungseffizienzen einer PC-Linse für $N = 8$	248
B.12	Beugungseffizienzen einer PC-Linse für $N = 16$	249
B.13	Beugungseffizienzen der Gitterzellen	250

Tabellenverzeichnis

4.1	Berechnete Zielwerte der diffraktiven Linse	79
4.2	Simulationsergebnisse – Brennweiten	83
4.3	Simulationsergebnisse – Beugungseffizienzen	85
4.4	Auswertung der Messung der diffraktiven Linse	87
4.5	Simulationsergebnisse des Gitters mit $p = 1,67 \mu\text{m}$	93
4.6	Simulationsergebnisse des Gitters mit $p = 0,83 \mu\text{m}$	94
4.7	Beugungseffizienzen der Gittersimulation für $p = 1,67 \mu\text{m}$	95
4.8	Beugungseffizienzen der Gittersimulation für $p = 0,83 \mu\text{m}$	96
4.9	Messungen für das Gitter mit $p = 1,67 \mu\text{m}$, $\lambda = 445 \text{ nm}$	98
4.10	Messungen für das Gitter mit $p = 1,67 \mu\text{m}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$	99
4.11	Messungen für das Gitter mit $p = 1,67 \mu\text{m}$, $\lambda = 638 \text{ nm}$	99
4.12	Messungen für das Gitter mit $p = 0,83 \mu\text{m}$, $\lambda = 445 \text{ nm}$	99
4.13	Messungen für das Gitter mit $p = 0,83 \mu\text{m}$, $\lambda = 532 \text{ nm}$	100
4.14	Messungen für das Gitter mit $p = 0,83 \mu\text{m}$, $\lambda = 445 \text{ nm}$	100
4.15	Simulationen für das Gitter mit $p = 3 \mu\text{m}$, $\alpha_1 = -15^\circ$	102
5.1	Parameter der Projektionslinsen	119
5.2	Diffraktive LSR-Linsen – Brennweiten	132
5.3	Diffraktive Linsen – Beugungseffizienzen	135
5.4	Messergebnisse für eine planparallele Scheibe aus LSR	137
5.5	Diffraktive Linsen aus LSR – Brennweiten	138
5.6	Diffraktive Linsen aus LSR – Beugungseffizienzen	139
5.7	Messergebnisse für die refraktive Linse	140
5.8	Messergebnisse für die Hybridlinse	141
6.1	Brennweiten der Grenzflächen der Doppelhybridlinse	166

7.1	Werkzeuggradien und zugehörige Periodengrenzen	194
A.1	Materialparameter Polycarbonat	238
A.2	Materialparameter Flüssigsilikon	239
B.1	Simulationsparameter für Multiorderlinsen	242
B.2	Simulationsparameter für Hybridlinsen bei $T = T_0$	243
B.3	Simulationsparameter für Hybridlinsen bei $T = T_0 + 80$ K .	245
B.4	Simulationsparameter für Hybridlinsen – Stufenprofile . .	246
B.5	Simulationsparameter für Gitterzellenarrays	249

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

A	Koeffizient der Conrady-Formel
$A(r)$	Fläche
a_i	Koeffizient der Asphärenformel
B	Koeffizient der Conrady-Formel
C	Koeffizient der Conrady-Formel
d	Abstand zweier Flächen
E	Beleuchtungsstärke
ΔE	Farbortunterschied
f	Brennweite
f_i	Brennweite der i -ten Grenzfläche bzw. Linse
h	Strukturhöhe
I	Lichtstärke
I_{Abs}	Intensität
j	imaginäre Einheit
k	Wellenzahl
k_A	konische Konstante
L	Länge
L_0	Länge bei Ausgangstemperatur
m	Beugungsordnung
m_0	Designbeugungsordnung
M_i	ABCD-Matrix
\vec{n}	Normierter Richtungsvektor
\vec{N}	Richtungsvektor
N	Stufenanzahl
n	Brechungsindex
n_i	Brechungsindex des i -ten Materials

n_0	Brechungsindex des Umgebungsmediums
p	Gitterperiode
r	radialer Abstand
r_1	Radius der ersten Fresnelzone
r_i	Radius der i-ten Fresnelzone
R	Krümmungsradius
R_i	Krümmungsradius der i-ten Fläche bei Ausgangstemperatur
R_{reflex}	Reflexionsgrad
T	Temperatur
T_0	Ausgangstemperatur
u	Wellenfeld
\vec{u}_i	Eingangs- bzw. Ausgangsvektor
U	Intensität einer Welle
V	Volumen
V_0	Volumen bei Ausgangstemperatur
x_i	Strahlhöhe
α_i	Eintritts- bzw. Austrittswinkel
α_L	Längenausdehnungskoeffizient
γ	Drehwinkel der Gitterstruktur
γ_V	Volumenausdehnungskoeffizient
λ	Wellenlänge
λ_0	Designwellenlänge
η	Beugungseffizienz
$\nu_{\lambda,dif}$	diffraktive Abbezahl
$\nu_{\lambda,ref}$	refraktive Abbezahl
$\nu_{T,dif}$	diffraktive, thermische Abbezahl
$\nu_{T,ref}$	refraktive, thermische Abbezahl
Ω	Raumwinkel
ϕ	Lichtstrom
Φ	Brechkraft
φ	Phasenanteil

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

<i>ECE</i>	United Nations Economic Commission for Europe
<i>FEM</i>	Finite-Elemente-Methode
<i>HDG</i>	Hell-Dunkel-Grenze
<i>LSR</i>	Flüssigsilikon
<i>PC</i>	Polycarbonat

Kapitel A

Materialparameter

A.1 Polycarbonat

Das Polycarbonat *Makrolon*[®] *LED2245* wird im Spritzgussverfahren abgemustert. Dabei wird eine heiße Schmelze in eine kalte Kavität unter hohem Druck gespritzt. Durch die kalte Kavität erstarrt diese gewissermaßen und nimmt die Form an, die durch die Kavität vorgegeben wird. Die hohe Viskosität der Schmelze erfordert dabei den hohen Einspritzdruck und führt dabei auch zu einer leichten Erhöhung der Materialdichte. Darüber hinaus führt das Erstarren der Schmelze u.U. zu Doppelbrechungen innerhalb des Materials.

Demgegenüber weist das Material mit einem Transmissionsgrad von 90 % bei einer 2 mm starken Probe inklusive der Grenzflächenverluste einen sehr hohen Wert auf. In der nachfolgenden Tabelle sind die restlichen, für diese Arbeit relevanten Parameter aufgeführt.

Tabelle A.1: Materialparameter des Polycarbonats *Makrolon*[®] LED2245 bei einer Temperatur von $T = 295 \text{ K}$

Brechungsindex:	
$n(\lambda = 480 \text{ nm})$	1,5989
$n(\lambda = 546 \text{ nm})$	1,5892
$n(\lambda = 644 \text{ nm})$	1,5798
$n(\lambda)$	$1,541 + \frac{2,254E-2}{\lambda [\mu\text{m}]} + \frac{8,433E-4}{(\lambda [\mu\text{m}])^{3,5}}$
Längenausdehnung:	
α_L	$65 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

A.2 Flüssigsilikon

Das Flüssigsilikon *Silopren*[®] LSR 7070FC wird im zwei Komponenten-Spritzgussverfahren abgemustert. Dabei werden zwei Komponenten bei Raumtemperatur in eine heiße Kavität gespritzt, da der Vernetzungsprozess durch Erhöhung der Temperatur beschleunigt werden kann. Die niedrige Viskosität der Komponenten führt zu einem sehr guten Fließverhalten und einer hohen Abformqualität, da das Material auch in sehr kleine Strukturbereiche fließen kann. Zusätzlich entstehen durch die Vernetzung bei hohen Temperaturen keine Spannungsdoppelbrechungen.

Demgegenüber weist das Material mit einem Transmissionsgrad von 93 % bei einer 2 mm starken Probe inklusive der Grenzflächenverluste einen noch höheren Wert auf als das Polycarbonat. In der nachfolgenden Tabelle sind die restlichen, für diese Arbeit relevanten Parameter aufgeführt.

Tabelle A.2: Materialparameter des Flüssigsilikons *Silopren*[®] LSR 7070FC bei einer Temperatur von $T = 295 \text{ K}$

Brechungsindex:	
$n(\lambda = 480 \text{ nm})$	1,4172
$n(\lambda = 546 \text{ nm})$	1,4136
$n(\lambda = 644 \text{ nm})$	1,4102
$n(\lambda)$	$1,397 + \frac{7,473E-3}{\lambda [\mu\text{m}]} + \frac{3,676E-4}{(\lambda [\mu\text{m}])^{3,5}}$
Längenausdehnung:	
α_L	$265 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

Kapitel B

Simulationsparameter

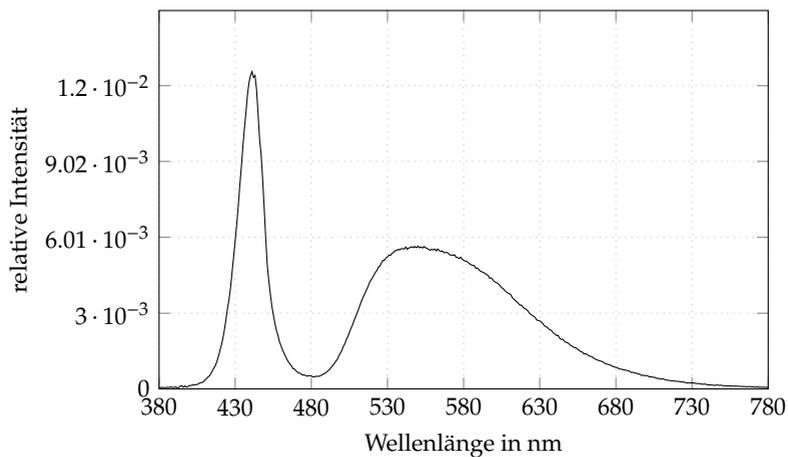


Abbildung B.1: Spektrum der LEDs, die in den optischen Simulationen verwendet werden

B.1 Diffraktive Multiorderlinse

Tabelle B.1: Parameter für die Simulation von Multiorderlinsen im Ray-Tracing

Strahlanzahl:	250 Mio
Wellenlängenanzahl:	41
Wellenlängenbereich:	[380 nm; 780 nm] à 10 nm
Beugungsordnungsanzahl:	21
Beugungsordnungen:	[0; 20]
Strahlanzahl je Lichtquelle:	19 Mio

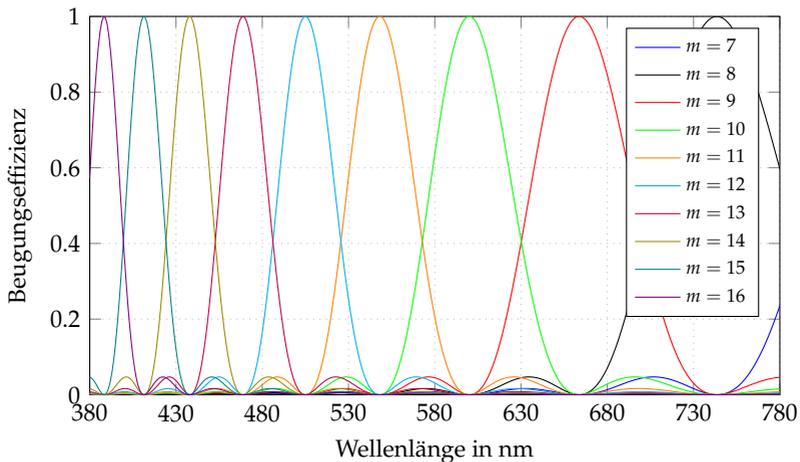


Abbildung B.2: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer Multiorderlinse mit $m_0 = 10$, $\lambda_0 = 600$ nm

B.2 Hybridlinsen bei $T = T_0$

Tabelle B.2: Parameter für die Simulation von Hybridlinsen bei $T = T_0$ im Ray-Tracing

Strahlanzahl:	250 Mio
Wellenlängenanzahl:	41
Wellenlängenbereich:	[380 nm; 780 nm] à 10 nm
Beugungsordnungsanzahl:	11
Beugungsordnungen:	[-5; 5]
Strahlanzahl je Lichtquelle:	19 Mio

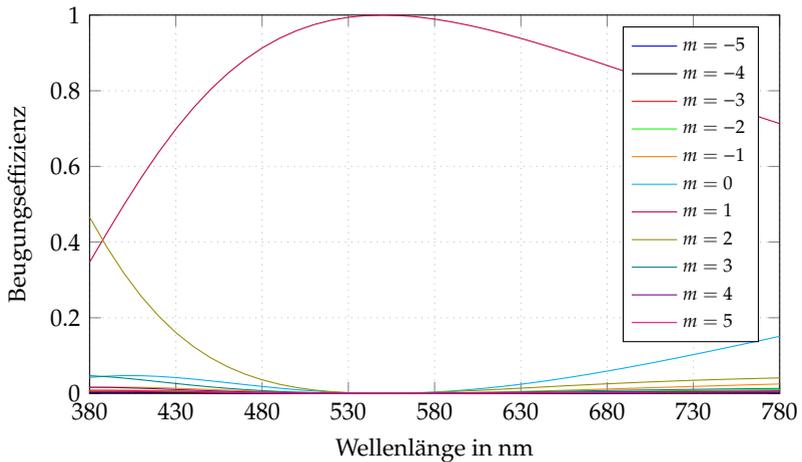


Abbildung B.3: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse zur Achromatisierung mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm

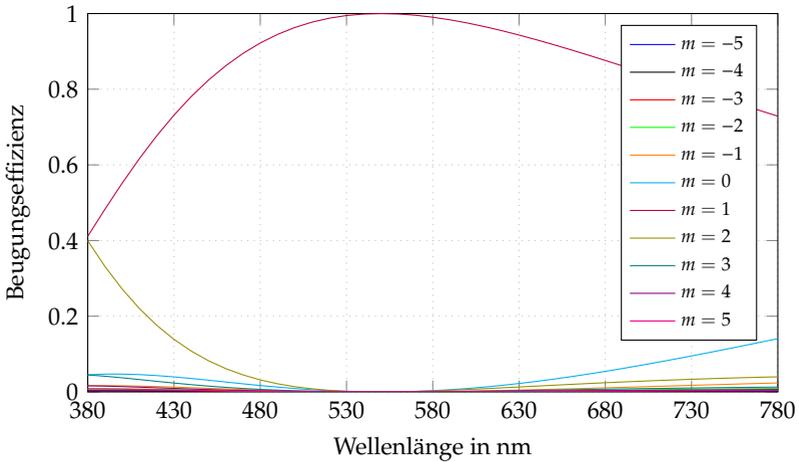


Abbildung B.4: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven LSR-Linse zur Achromatisierung mit $m_0 = 1, \lambda_0 = 550 \text{ nm}$

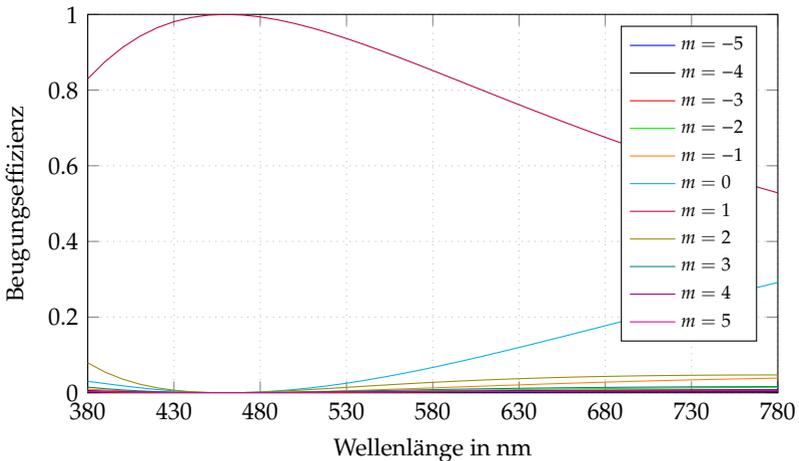


Abbildung B.5: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven LSR-Linse zur Achromatisierung mit $m_0 = 1, \lambda_0 = 460 \text{ nm}$

B.3 Hybridlinsen bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$

Tabelle B.3: Parameter für die Simulation von Hybridlinsen bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ im Ray-Tracing

Strahlanzahl:	250 Mio
Wellenlängenanzahl:	41
Wellenlängenbereich:	[380 nm; 780 nm] à 10 nm
Beugungsordnungsanzahl:	11
Beugungsordnungen:	[-5; 5]
Strahlanzahl je Lichtquelle:	19 Mio

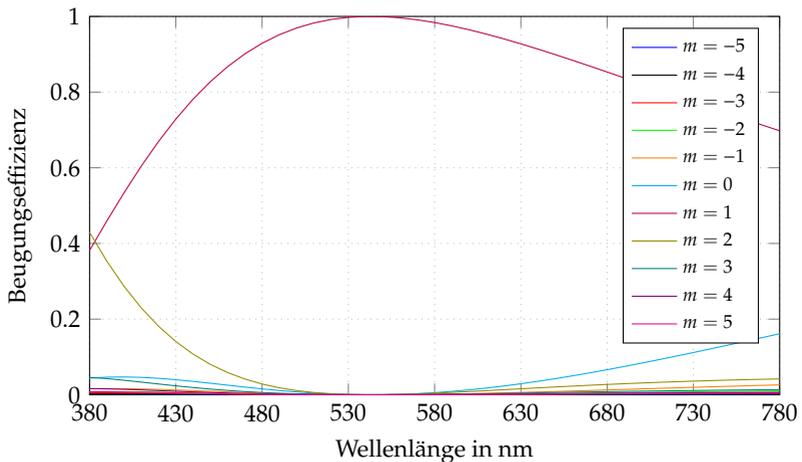


Abbildung B.6: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse zur Achromatisierung bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ mit $m_0 = 1, \lambda_0 = 550 \text{ nm}$

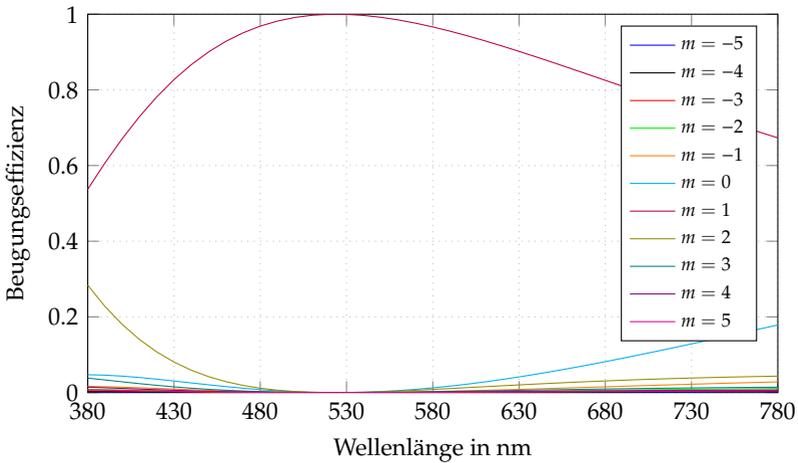


Abbildung B.7: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven LSR-Linse zur Achromatisierung bei $T = T_0 + 80 \text{ K}$ mit $m_0 = 1, \lambda_0 = 550 \text{ nm}$

B.4 Hybridlinsen - Stufenprofil

Tabelle B.4: Parameter für die Simulation von Hybridlinsen inkl. Stufenprofilen im Ray-Tracing

Strahlanzahl:	250 Mio
Wellenlängenanzahl:	41
Wellenlängenbereich:	[380 nm; 780 nm] à 10 nm
Beugungsordnungsanzahl:	11
Beugungsordnungen:	[-5; 5]
Strahlanzahl je Lichtquelle:	19 Mio

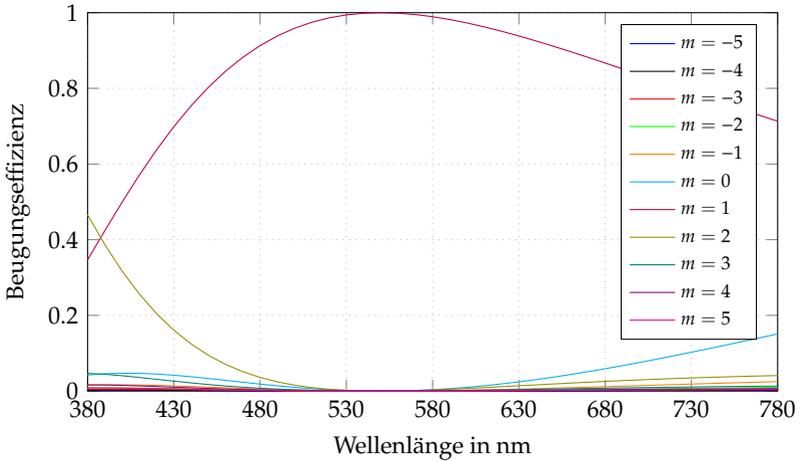


Abbildung B.8: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm und $N \rightarrow \infty$

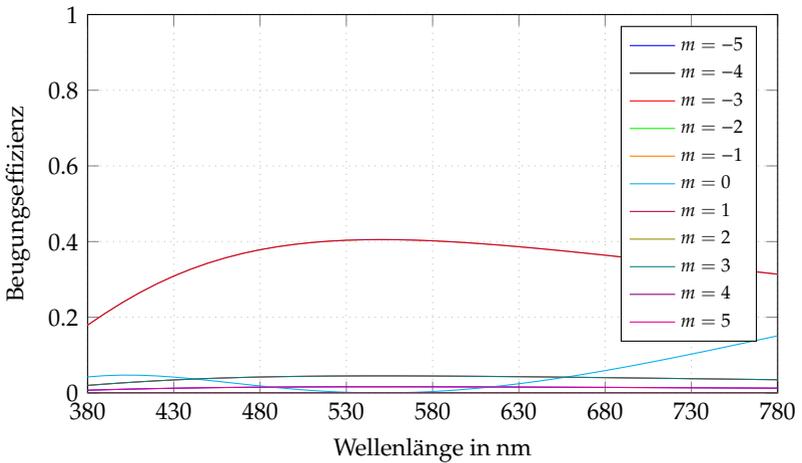


Abbildung B.9: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm und $N = 2$

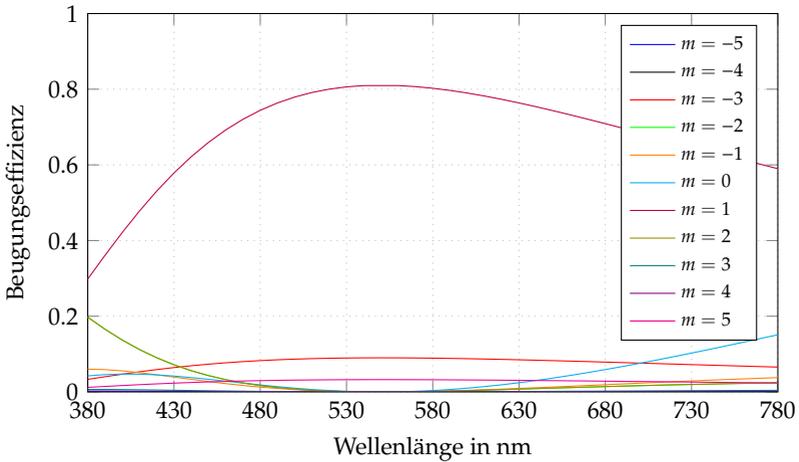


Abbildung B.10: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm und $N = 4$

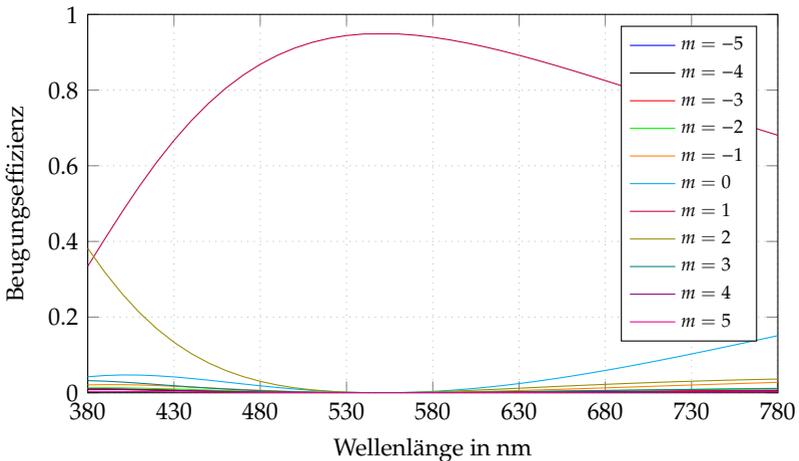


Abbildung B.11: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm und $N = 8$

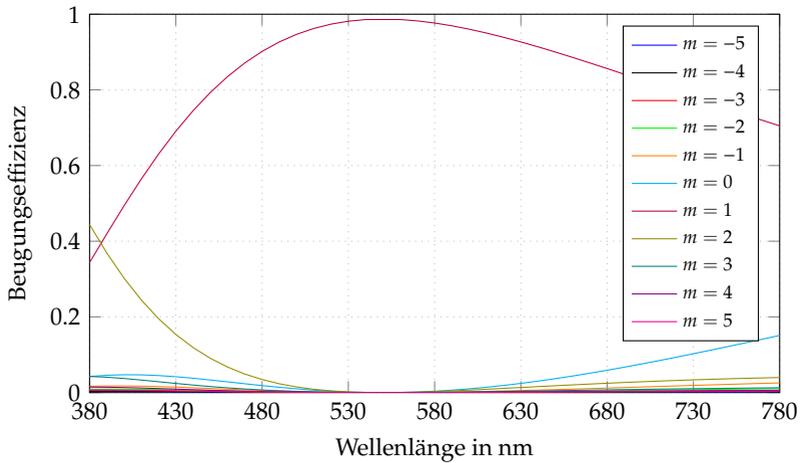


Abbildung B.12: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen einer diffraktiven PC-Linse mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm und $N = 16$

B.5 Gitterzellenarrays

Tabelle B.5: Parameter für die Simulation von Gitterzellenarrays im Ray-Tracing

Strahlanzahl:	250 Mio
Wellenlängenanzahl:	41
Wellenlängenbereich:	[380 nm; 780 nm] à 10 nm
Beugungsordnungsanzahl:	11
Beugungsordnungen:	[-5; 5]
Strahlanzahl je Lichtquelle:	19 Mio

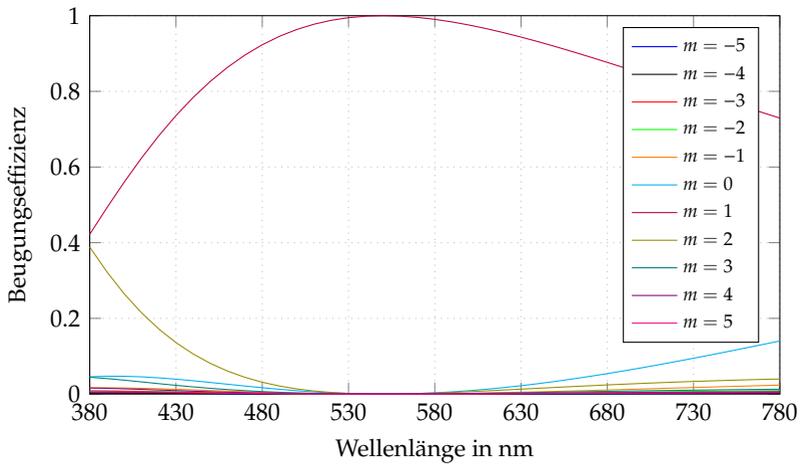


Abbildung B.13: Verteilung der wellenlängenabhängigen Beugungseffizienzen der Gitterzellen aus N-BK7 mit $m_0 = 1$, $\lambda_0 = 550$ nm

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die mich während der Dissertation unterstützt und zu deren Gelingen beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Cornelius Neumann für die Betreuung der Arbeit und die Unterstützung während meiner gesamten wissenschaftlichen Tätigkeit.

Daneben gilt mein besonderer Dank Fa. Hella, die mir die Durchführung dieser Arbeit erst ermöglichte. Insbesondere möchte ich mich bei Christian Schmidt für die Unterstützung und die Geduld während dieser Zeit bedanken.

Prof. Wilhelm Stork danke ich herzlich für die Übernahme des Korreferats.

Desweiteren möchte ich mich bei allen Kollegen des L-LAB und des LTI für die überragende Atmosphäre bedanken. Die intensiven Diskussionen und angeregten Gespräche haben wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei den Kollegen der Fa. Hella sowie bei Prof. Oliver Sandfuchs, die meine Arbeit tatkräftig und kritisch begleitet und damit zum erfolgreichen Abschluss beigetragen haben.

Ein besonderer Dank gilt den von mir betreuten Studenten, die mich im Rahmen ihrer Praktikums- und Abschlussarbeiten großartig unterstützt haben.

Darüber hinaus gebührt meiner Familie und meinen Freunden größter Dank, deren tolle Unterstützung und Geduld eine unersetzbare Hilfe waren.

Danksagung

Abschließend gilt mein Dank allen Korrekturlesern, deren Anmerkungen und Korrekturen eine große Hilfe waren und die viel Zeit darin investiert haben.

Betreute studentische Arbeiten

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden studentische Arbeiten betreut, deren Ergebnisse in diese an den gekennzeichneten Stellen mit einfließen. Diese Arbeiten sind:

- J. Neumann. "Voruntersuchungen zum Aufbau eines Präzisionsmessstands für diffraktive optische Elemente". Praktikum. Fachhochschule Südwestfalen. 2014.
- J. Neumann. "Konstruktionssystematische Entwicklung eines Präzisionsmessstands für diffraktive optische Elemente". Bachelorarbeit. Fachhochschule Südwestfalen. 2014.
- F. Kortmann. "Konkretisierung des Justagekonzeptes und Automatisierung eines Messstandes zur Vermessung diffraktiver Optiken unter Temperatureinfluss". Projektarbeit. Hochschule Hamm-Lippstadt. 2014
- F. Kortmann. "Numerische Simulation der temperaturbedingten Brechkraftänderungen einer diffraktiven Polymeroptik". Bachelorarbeit. Hochschule Hamm-Lippstadt. 2015
- M. Skowronek. "Voruntersuchungen zur Simulation des thermischen Verhaltens diffraktiver Strukturen". Praktikum. Hochschule Bochum. 2015.
- M. Skowronek. "Simulation und Verifikation der temperaturbedingten Änderung einer diffraktiven Linse". Bachelorarbeit. Hochschule Bochum. 2015.
- E. Baumann. "Aufbau eines optischen Messstands inkl. einer Kollimation mit variablem Strahldurchmesser". Praktikum. Beuth Hochschule für Technik Berlin. 2015

- D. Hoffmann. "Wellenoptische Simulation diffraktiver Elemente zur Lichtformung". Praktikum. Technische Universität Ilmenau. 2015.
- E. Baumann. "Wellenoptische Charakterisierung diffraktiver Optiken vor dem Hintergrund unterschiedlicher Beugungsordnungen". Bachelorarbeit. Beuth Hochschule für Technik Berlin. 2016.
- D. Hoffmann. "Systematische Entwicklung und Simulation eines diffraktiven Gitterzellenarrays zur Formung einer automobilen Scheinwerferlichtverteilung". Masterarbeit. Technische Universität Ilmenau. 2016.

Darüber hinaus wurden in Kooperation mit Fr. Daniela Karthaus die folgenden Arbeiten betreut:

- A. Richter. "Untersuchungen zur Messung von Wellenfronten herkömmlicher Lichtquellen". Praktikum. Fachhochschule Münster. 2014.
- A. Richter. "Wellenfrontanalyse nicht-idealer Lichtquellen für die Simulation komplexer optischer Systeme". Bachelorarbeit. Fachhochschule Münster. 2015.
- M. Giehl. "Konzeptionierung eines Messstands zur Charakterisierung der Wellenfronten nicht-idealer Lichtquellen". Technische Universität Kaiserslautern. 2015.

Abschließend wurde in Kooperation mit Hr. Benjamin Willeke die folgende Arbeit betreut:

- J. Hansen. "Concept development and realization of a broad-band laser light source using non-linearities". Masterarbeit. Hochschule Bremen. 2015.

Eigene Veröffentlichungen

Tagungen:

- M. Schöne, O. Sandfuchs, C. Neumann. "Diffraktive Optiken – Eine neue Herausforderung in der Automobilbeleuchtung". In: *Licht*. 2014.
- M. Schöne, O. Sandfuchs, C. Neumann. "Diffractive Optics in Automotive Headlamps – Thermal Effects and Optical System Design". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 116. Jahrestagung*. 2015.
- M. Schöne, O. Sandfuchs, C. Neumann. "Diffractive Optics in Automotive Headlamps – Design and Simulation". In: *11th International Symposium on Automotive Lighting*. 2015.
- M. Schöne, O. Sandfuchs, C. Neumann. "Diffractive Optics in Automotive Headlamps – New Design Concepts Including a Special Simulation Process". In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik – 117. Jahrestagung*. 2016.
- M. Schöne, O. Sandfuchs, C. Neumann. "Diffraktive Optiken zur chromatischen und thermischen Linsenkorrektur sowie zur Lichtformung". In: *Licht*. 2016.

Patentanmeldung:

- Hella KGaA Hueck & Co. 2016. "Beleuchtungsvorrichtung für Fahrzeuge". Erfinder: M. Schöne. 17.03.2016. DE, Patentschrift DE102014112937A1.

SPEKTRUM DER LICHTTECHNIK

Lichttechnisches Institut Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

ISSN 2195-1152

- Band 1 Christian Jebas
**Physiologische Bewertung aktiver und passiver
Lichtsysteme im Automobil.** 2012
ISBN 978-3-86644-937-4
- Band 2 Jan Bauer
**Effiziente und optimierte Darstellungen von
Informationen auf Grafikanzeigen im Fahrzeug.** 2013
ISBN 978-3-86644-961-9
- Band 3 Christoph Kaiser
**Mikrowellenangeregte quecksilberfreie
Hochdruckgasentladungslampen.** 2013
ISBN 978-3-7315-0039-1
- Band 4 Manfred Scholdt
**Temperaturbasierte Methoden zur Bestimmung der
Lebensdauer und Stabilisierung von LEDs im System.** 2013
ISBN 978-3-7315-0044-5
- Band 5 André Domhardt
**Analytisches Design von Freiformoptiken
für Punktlichtquellen.** 2013
ISBN 978-3-7315-0054-4
- Band 6 Franziska Herrmann
Farbmessung an LED-Systemen. 2014
ISBN 978-3-7315-0173-2
- Band 7 Simon Wendel
Freiform-Optiken im Nahfeld von LEDs. 2014
ISBN 978-3-7315-0251-7
- Band 8 Carmen Kettwich
**Ablenkung im Straßenverkehr und deren
Einfluss auf das Fahrverhalten.** 2014
ISBN 978-3-7315-0288-3

- Band 9 Steffen Michenfelder
**Konzeption, Realisierung und Verifikation eines automobilen
Forschungsscheinwerfers auf Basis von Digitalprojektoren.** 2015
ISBN 978-3-7315-0301-9
- Band 10 Celal Mohan Ögün
**Surface wave driven molecular low pressure plasmas
for general lighting.** 2016
ISBN 978-3-7315-0464-1
- Band 11 Theresa Bonenberger
LED Farbmischung mit chaotischen Lichtleitern. 2016
ISBN 978-3-7315-0480-1
- Band 12 Michael Schöne
**Diffraktive Optiken im Automobil:
Achromatisierung, Athermalisierung, Formung
von Scheinwerferlichtverteilungen.** 2017
ISBN 978-3-7315-0613-3



Lichttechnisches Institut
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

Durch die rasante technologische Entwicklung im Scheinwerferbereich können optische Systeme mit stetig steigenden Funktionalitäten entwickelt werden. Parallel dazu wurde im vergangenen Jahrzehnt der Wechsel von Gläsern hin zu Kunststoffen als optische Materialien vollzogen. Beide Entwicklungen führen dazu, dass chromatische und thermische Einflüsse auf das optische System zunehmend relevante Störgrößen darstellen. In diesem Zusammenhang werden in dieser Arbeit thermische und chromatische Einflüsse durch diffraktive Oberflächenstrukturen minimiert. Dazu werden insbesondere ein neuer Auslegungsansatz sowie eine Simulationemethodik diffraktiver Strukturen basierend auf Ray-Tracing vorgestellt.

ISSN 2195-1152
ISBN 978-3-7315-0613-3

