

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6403

Entwicklung einer rechnergestützten
Entwurfsmethode
für optische Mikrosysteme und deren
Anwendung auf einen Heterodynempfänger

I. Sieber*), H. Eggert, H. Guth
Institut für Angewandte Informatik
Projekt Mikrosystemtechnik

*) Vom Fachbereich 1 (Physik/ Elektrotechnik)
der Universität Bremen genehmigte Dissertation

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe
2000

Zusammenfassung

Die Fertigung von Teststrukturen von Mikrosystemen ist sehr zeit- und kostenintensiv. Aus diesem Grund erlangen rechnergestützte Entwurfstechniken, welche eine kontinuierliche Unterstützung in allen Entwurfsphasen und damit auch Konsistenz sichern, in der Mikrosystemtechnik immer größere Bedeutung.

Das Konzept dieser Arbeit ist die rechnergestützte Erstellung eines für die Massenfertigung robusten, modularen, mikrooptischen Systementwurfs. Im Hinblick auf eine Massenfertigung beschreibt nicht die ideale Anordnung der Einzelkomponenten das effektivste System. Vielmehr müssen hier bereits bei der Modellbildung Positionstoleranzen der einzelnen optischen Elemente berücksichtigt werden.

Das Fehlen eines einheitlichen Materialsystems für mikrooptische Systeme macht einen monolithischen Aufbau im allgemeinen unmöglich. Daher werden komplexe mikrooptische Systeme in modularer Bauweise realisiert. Der modulare Aufbau solcher hybriden Systeme hat die voneinander isolierte Fertigung der Einzelkomponenten und das spätere Zusammenfügen zu einem Gesamtsystem zur Folge. Dafür muß in Kauf genommen werden, daß das Einfügen der einzelnen Komponenten zum Gesamtsystem gewissen Toleranzen unterliegt. Weiterhin können sich auch Umgebungseinflüsse wie z.B. Temperaturschwankungen am Einsatzort negativ auf die Leistung des mikrooptischen Funktionsmoduls auswirken. Nicht vernachlässigbar sind außerdem optische Phänomene wie die sphärische Aberration der eingesetzten Mikrolinsen. Daher müssen zur Realisierung dieses Konzepts schon in einem ersten Schritt die Einflüsse bestimmt werden, die sich mindernd auf die Leistung des mikrooptischen Systems auswirken. Diese leistungsmindernden Einflüsse können vielfältigen Ursprungs sein und müssen für jedes Mikrosystem im einzelnen definiert werden.

Nach der Definition der relevanten Störeinflüsse muß ein Formalismus erarbeitet werden, der das Mikrosystem in Abhängigkeit dieser Faktoren beschreibt und anhand dessen das Leistungsverhalten des Mikrosystems nachgebildet werden kann.

Diese Beschreibung ermöglicht im weiteren Vorgehen die Simulation des Mikrosystems in Abhängigkeit der Störeinflüsse und die Optimierung des Systementwurfs hinsichtlich einer Minimierung der Einflüsse leistungsmindernder Effekte. Das Ergebnis stellt dann einen robusten, stabilen Funktionsaufbau dar.

Diese Vorgehensweise wird in dieser Arbeit am Beispiel eines mikrooptischen Empfangsmoduls, dem Heterodynempfänger, umgesetzt. Dieser mikrooptische Empfänger wird am Institut für Mikrostrukturtechnik im Forschungszentrum Karlsruhe parallel zur Erstellung dieser Arbeit unter Einsatz der LIGA-Technik prototypisch hergestellt. Die charakteristischen Eigenschaften der LIGA-Technik, wie freie zweidimensionale Formgebung bei senkrechten Seitenwänden sowie flexibel wählbarer Strukturhöhen im Bereich mehrerer hundert Mikrometer mit sehr hohem Aspektverhältnis, werden für die Fertigung mechanischer Haltestrukturen und Anschläge zur Positionierung der aktiven und passiven optischen Komponenten eingesetzt. Diese Vorgehensweise führt zu einer mikrooptischen Bank, in der die Haltestrukturen und Anschläge bereits justiert zueinander gefertigt sind und die in einem weiteren Arbeitsgang mit den Komponenten bestückt werden kann.

Development of a Computer-Supported Design Method for Optical Microsystems and its Application on a Heterodyne Receiver

Abstract

Manufacturing test structures of microsystems is a very expensive process, both in terms of time and money. For this reason, computer-supported design technologies ensuring continuous support in all design phases and, consequently, also consistency, are becoming more and more important in microsystems technology.

The concept underlying this thesis is the computer-aided design of a modular system rugged enough to be employed in mass fabrication. In mass fabrication, it is not the ideal arrangement of individual components which results in the most effective system. Instead, tolerances in positioning individual optical elements need to be taken into account already in modeling.

The absence of a standard material system for micro-optical systems normally renders monolithic designs impossible. Consequently, complex micro-optical systems are modular designs. The modular structure of such hybrid systems requires that single components be manufactured in isolation and later combined into one total system. Combining single components into one overall system is bound to be subject to certain tolerances. Furthermore environmental influences like e.g. variations of the temperature can have an impact on the performance of the micro-optical function module. Besides this, optical phenomena like e.g. the spherical aberration of the microlenses have to be considered. Consequently, in putting this concept to work, those influences need to be determined in a first step which have a negative impact on the performance of the micro-optical system. These factors detracting from performance may have various causes, and need to be defined separately for each microsystem.

Once the relevant disturbing influences have been defined, a formalism needs to be elaborated which describes the microsystem as a function of those factors, and on the basis of which the performance characteristics of the microsystem can be simulated.

In the further process, this description allows the microsystem to be simulated as a function of disturbing influences, and the system design to be optimized with respect to minimizing the influences of any effects detracting from performance. The result then represents a rugged, stable functional setup.

In this thesis, this approach is used for the example of a micro-optical receiver module, the heterodyne receiver. This micro-optical receiver is fabricated parallel to this thesis at the Institut für Mikrostrukturtechnik as a prototype by use of the LIGA-technique. The characteristic properties of the LIGA-technique, like its capability of free two-dimensional shaping with vertical sidewalls and a flexible choice of heights of structures in the range of several hundred micrometers with very high aspect ratios, will be employed in manufacturing mechanical mounting structures and stops for positioning active and passive optical components. This approach results in a micro-optical bench in which the mounting structures and stops are already aligned relative to each other in the manufacturing process, thus allowing the bench to be equipped with the components in a further step.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Allgemeines zur Mikrooptik	1
1.2	Mikrooptische Aktivitäten im Forschungszentrum Karlsruhe	2
1.3	Modellierung und Simulation in der Mikrosystemtechnik	3
1.4	Ziel der Arbeit	3
1.5	Gliederung der Arbeit	6
2	Grundlagen	7
2.1	Der Heterodynempfänger	7
2.1.1	Der kohärente Empfang	8
2.1.2	Der heterodyne Empfang	9
2.2	Theoretische Grundlagen der Laserabstrahlung	12
2.2.1	Wellenfeld–Analyse der Laserabstrahlung	12
2.2.2	Abbildung von Gaußstrahlen mit Linsen	14
3	Der LIGA–Heterodynempfänger	17
3.1	Das optische System des LIGA–Heterodynempfängers	18
3.2	Experimentelle Bestätigung des laserfreien Entwurfs	26
4	Leistungsmindernde Einflüsse	29
4.1	Herstellungstoleranzen der kommerziellen optischen Komponenten	30
4.2	Fertigungsbedingte Toleranzen beim LIGA–Prozeß	31
4.2.1	Summe der Einflüsse aller Effekte auf die Kantensteilheit	31
4.3	Temperaturinduzierte Materialverzüge	33
4.3.1	Geometriemodellierung	33
4.3.2	Simulation der Faserhalterung unter Temperaturlast	34

4.3.3	Simulation der Kugellinse unter Temperaturlast	37
4.3.4	Simulation des Prismenblocks unter Temperaturlast	40
4.4	Änderungen des Brechungsindex	43
4.4.1	Dispersion	43
4.4.2	Differentielle Änderungen des Brechungsindex	43
4.4.3	Spannungsoptischer Koeffizient	46
4.5	Positionstoleranzen	46
4.5.1	Positionstoleranzen der Quelle	47
4.5.2	Positionstoleranzen der Kugellinsen	48
4.5.3	Positionstoleranzen der Prismengrenzflächen	48
4.5.4	Positionstoleranzen der Photodiode	49
4.5.5	Positionstoleranzen aller Einzelkomponenten	50
5	Theorie des optischen Systems	51
5.1	Wellenfeldbeschreibung der Abbildung	52
5.1.1	Fernfeld–Approximation	52
5.1.2	Die Linsenfunktion	53
5.2	Experimentelle Bestätigung der Linsenfunktion	56
5.3	Sphärische Propagation	59
6	Simulation des optischen Systems	63
6.1	Koppelverluste durch Aberrationseffekte	64
6.1.1	Kollimation mit einer Kugellinse	65
6.1.2	Kollimation mit zwei Kugellinsen	66
6.2	Positionsfehler beim laserfreien Heterodynempfänger	69
6.2.1	Auswirkungen der axialen Positionsfehler	70
6.2.2	Auswirkungen der lateralen Positionsfehler	72
6.2.3	Auswirkungen der Summierung aller Positionsfehler	77
6.3	Positionsfehler beim Laser–Heterodynempfänger	79
6.3.1	Auswirkungen axialer Fehlpositionierungen	81
6.3.2	Auswirkungen der lateralen Positionsfehler	84
6.3.3	Auswirkungen der Summierung aller Positionsfehler	88

7 Entwurfsoptimierung	89
7.1 Optimierung des laserfreien Heterodynempfängers	90
7.1.1 Die Optimierungsalgorithmen	93
7.1.2 Optimierung der Distanzen zwischen den optischen Komponenten .	93
7.1.3 Optimierung der Distanzen und der Brechungsindices	95
7.1.4 Optimierung der Distanzen, Abmessungen und der Brechungsindices	97
7.2 Optimierung des Laser–Heterodynempfängers	102
7.2.1 Untersuchung des Parameterraumes	103
7.2.2 Vergleich zwischen deterministischem und heuristischem Suchver-	
fahren	105
8 Ergebnisse und Ausblick	107
Literaturverzeichnis	109
A	115
A.1 Signal–Leistung	115
A.2 Modulation und Demodulation	117
A.2.1 Demodulation	119
A.3 Der fundamentale Gaußstrahl	121
A.4 Strahltransformation durch eine Linse	123
A.5 Die LIGA–Prozeßschritte	125
A.5.1 Verminderung der Kantensteilheit durch den Bestrahlungsschritt . .	126
A.5.2 Einflußdes Prozeßschrittes Entwicklung auf die Strukturgenauigkeit	129
A.6 Die Methode der Finiten–Elemente	130
A.7 Materialparameter	131
A.8 Die Optimierungsalgorithmen	131
A.8.1 Das deterministische Suchverfahren	131
A.8.2 Der evolutionäre Algorithmus GADO	133

Symbolverzeichnis

$A(r)$	Amplitudenfunktion der Linsenfunktion
b_1, \dots, b_n	Systemparameter
CO_2	Kohlendioxid
d_1	Abstand zwischen der Strahltille und der Linsenhauptebene einer dünnen Linse
d_2	Abstand zwischen der Strahltille in der Bildebene und der Linsen- hauptebene einer dünnen Linse
D_0, D_1, D_2, E_0, E_1	Koeffizienten der Dispersionsgleichung
$E(x, y, z)$	elektrisches Feld an der Position (x,y,z)
E_0	maximale Feldamplitude eines Gaußstrahls
E_{LO}	elektrisches Feld des lokalen Oszillators
E_S	elektrisches Feld des Sendesignals
f	Brennweite
h	Plancksche Konstante
I_+	Photostrom in einem Zweig des <i>balancierten</i> Heterodynempfängers (ac-Term+dc-Term)
I_-	Photostrom in einem Zweig des <i>balancierten</i> Heterodynempfängers (ac-Term-dc-Term)
$I(r, z)$	Bestrahlungsstärke
I_0	maximale Bestrahlungsstärke eines Gaußstrahls
k	Betrag des Wellenvektors
K_p, K_s	spannungsoptische Koeffizienten
l_{o1}	Abstand zwischen lokalem Oszillator und der Hauptebene der fokuzierenden Kugellinse
l_{o2}	Abstand zwischen den Hauptebenen von fokuzierender und kollimierende Kugellinse
l_{o3}	Abstand zwischen der Hauptebene der kollimierenden Kugellinse und der Prismeneintrittsfläche
l_{o4}	Abstand zwischen der Prismeneintrittsfläche und der Prismenaustrittsfläche
l_{o5}	Abstand zwischen der Prismenaustrittsfläche und der Photodiode
l_1	Abstand zwischen Faser und der Hauptebene der Kugellinse
l_2	Abstand zwischen der Hauptebene der Kugellinse und der Prismeneintrittsfläche
l_3	Abstand zwischen der Prismeneintrittsfläche und der Prismenaustrittsfläche
l_4	Abstand zwischen der Prismenaustrittsfläche und der Photodiode
L	Linsenhauptebene

$L(r)$	Linsenfunktion
n	Brechungsindex
n_{abs}	absoluter Brechungsindex
n_{Luft}	Brechungsindex von Luft
n_{Med}	Brechungsindex des Mediums
n_P	Brechungsindex des Prismenblocks
n_{rel}	Brechungsindex relativ zu Luft
n_1	Brechungsindex der fokussierenden Linse
n_2	Brechungsindex der kollimierenden Linse
p_0	Referenzdruck
P_S	optische Leistung des Sendelasers
P_{LO}	optische Leistung des lokalen Oszillators
Q	Optimierungsfunktion
r	Radius der Kugellinse
r_L	Radius der Kugellinse
R	Ansprechempfindlichkeit der Photodiode
$R(z)$	Krümmungsradius der Wellenfront
T	Temperatur
u	elektromagnetische Feldkomponente
$w_{0,1}$	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines Gaußstrahls am Ort der Strahltaile in der Objektebene
$w_{0,2}$	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines Gaußstrahls am Ort der Strahltaile in der Bildebene
$w(z)$	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines Gaußstrahl
w_1	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines Gaußstrahl in der Objektebene
w_2	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines Gaußstrahl in der Bildebene
w_{1m}	mittlerer $\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines elliptisch abstrahlenden Lasers in der Objektebene
w_{2m}	mittlerer $\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines elliptisch abstrahlenden Lasers in der Bildebene
w_{\parallel}	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines elliptisch abstrahlenden Lasers parallel zur Übergangsebene
w_{\perp}	$\frac{1}{e}$ -Radius des Feldes eines elliptisch abstrahlenden Lasers senkrecht zur Übergangsebene
$x/3$ -Wert	Schwellwert, bei dessen Erreichen 1/3 der maximalen Notenzahl vergeben wird
z_{Mat}	Materialdicke
z_r	Rayleighlänge

α	Vergrößerungskonstante
$\delta\nu$	Linienweite einer Laserdiode
Δ_x	Verschiebung in x-Richtung
Δ_y	Verschiebung in y-Richtung
Δ_z	Verschiebung in z-Richtung
η	Koppeleffizienz
θ	Divergenzwinkel eines Gaußstrahls; Winkel zwischen Einheitsvektoren entlang der Polarisationsrichtung des Signalfeldes und des lokalen Feldes
θ_1	Divergenzwinkel eines Gaußstrahls in der Objektebene
θ_2	Divergenzwinkel eines Gaußstrahls in der Bildebene
λ	Wellenlänge
ν	Frequenz
σ	Standardabweichung; mechanische Spannung
ϕ_{IF}	Phasendifferenz zwischen Sender und lokalem Oszillator
$\phi_L(r)$	Phasenfunktion der Linsenfunktion
ϕ_{LO}	Phase des lokalen Oszillators
ϕ_S	Phase des Sendelasers
$\Phi(z)$	Phase eines Gaußstrahls
ψ_{id}	ideales Feld eines Gaußstrahls
ψ_E	einfallendes Wellenfeld
ψ_F	Fernfeld eines Gaußstrahls
ψ_o	elliptisches Nahfeld der Laserdiode
ψ_{O1}	Feld der Laserdiode unmittelbar vor der Linsenhauptebene
ψ_{O2}	Feld der Laserdiode unmittelbar hinter der Linsenhauptebene
ψ_R	austretendes Wellenfeld
ψ_s	Nahfeld der Signalfaser
ψ_{S1}	Feld der Signalfaser unmittelbar vor der Linsenhauptebene
ψ_{S2}	Feld der Signalfaser unmittelbar hinter der Linsenhauptebene
ψ_{S3}	Feld der Signalfaser in der Überlagerungsebene
$\psi_{\ddot{u}}$	Nahfeld der Überlagerungsfaser
$\psi_{\ddot{U}1}$	Feld der Überlagerungsfaser unmittelbar vor der Linsenhauptebene
$\psi_{\ddot{U}2}$	Feld der Überlagerungsfaser unmittelbar hinter der Linsenhauptebene
$\psi_{\ddot{U}3}$	Feld der Überlagerungsfaser in der Überlagerungsebene
ω_{IF}	Zwischenfrequenz
Ω	Grundgebiet
Ω_e	finites Element

Abkürzungsverzeichnis

ac	alternate current, Wechselstrom
ASK	Amplitude Shift Keying, Amplitudenumtastung
BK7	Boro-Kron Glas
CCD	charge-coupled device, ladungsgekoppeltes Bauelement
dc	direct current, Gleichstrom
E-Modul	Elastizitätsmodul
EA	Evolutionärer Algorithmus
FEM	Finite-Elemente Methode
FSK	Frequency Shift Keying, Frequenzumtastung
GADO	Genetischer Algorithmus zur Design-Optimierung
GS	Gauß-Seidel Verfahren
IAI	Institut für Angewandte Informatik des Forschungszentrums Karlsruhe
IMT	Institut für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe
ISO	International Organization for Standardization
LaSF9	schweres Lanthanum-Flint Glas
LD	Laserdiode
LIGA	Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoformung von Metallen und Abformung von Kunststoffen
LO	Lokaler Oszillator
PD	Photodiode
PIN	Schichtfolge der Halbleiterlaserdiode (positiv-intrinsisch-negativ)
PMMA	Polymethylmethacrylat
PSK	Phase Shift Keying, Phasenumtastung
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
SG	Strahlengang
SIMOT	SIMulation and Optimization Tool Environment
SMF	Single Mode-Faser
SNR	signal to noise ratio, Verhältnis von Signal zu Rauschen

Kapitel 1

Einleitung

Die sehr erfolgreiche und immer noch andauernde Entwicklung der Mikroelektronik induzierte technologische Entwicklungen im Bereich der Mikrotechnik, die eine verbesserte und erweiterte Miniaturisierung von Systemen aus den Arbeitsfeldern Mechanik, Fluidik und Optik zulassen.

Gerade das Forschungsgebiet Mikrooptik hat in den letzten Jahrzehnten die Nachrichtentechnik grundlegend verändert. Der wesentliche Grund für diese Entwicklung ist der steigende Informationsbedarf moderner Industriegesellschaften, dem nur durch erheblich größere, ausschließlich optisch zu realisierende Bandbreiten Rechnung getragen werden kann. So war es möglich, daß die Verwendung von Licht als Informationsträger in den Bereichen Informationsübertragung und Informationsverarbeitung die Kommunikationstechnik revolutioniert hat.

Als Meilensteine dieser Entwicklung sind neben der Erfindung des Lasers [Mai60] in den sechziger Jahren zwei weitere Errungenschaften in den Siebzigern zu erwähnen, welche die Entwicklung faseroptischer Kommunikationssysteme erst ermöglichten:

- die Entwicklung von Siliziumlichtleitern, die sich durch geringe Übertragungsverluste auszeichnen
- die Entwicklung von Halbleiterlaserdioden, die bei Raumtemperatur arbeiten

Dieses simultane Vorhandensein einer kompakten Quelle und der geeigneten Übertragungskanäle ermöglichte die Entwicklung faseroptischer kohärenter Kommunikationssysteme.

1.1 Allgemeines zur Mikrooptik

Anders als bei der Mikroelektronik, die in erster Näherung als zweidimensional betrachtet werden kann, erstrecken sich eine Vielzahl mikrooptischer Systeme über drei Dimensionen. Dies hat zur Folge, daß ein monolithischer Aufbau solcher Systeme aufgrund topologisch-geometrischer Probleme im allgemeinen nicht möglich ist. Ein weiterer Grund für das modulare Konzept komplexer mikrooptischer Systeme ist das Fehlen eines einheitlichen Materialsystems.¹ Die monolithische Integration einiger optischer Funktionen in Integriert Optischen Chips (IOC) auf Glas- oder Polymerbasis ist zwar möglich, die Realisierung

¹im Gegensatz zur Mikroelektronik

beliebiger Funktionen in einem Materialsystem ist jedoch aus technologischen Gründen nicht durchführbar.²

Der modulare Aufbau dieser hybriden Systeme hat die voneinander isolierte Fertigung der Einzelkomponenten und das spätere Zusammenfügen zu einem Gesamtsystem zur Folge. Dafür muß in Kauf genommen werden, daß das Einfügen der einzelnen Komponenten zum Gesamtsystem gewissen geometrischen Toleranzen unterliegt. Diese Toleranzen sind bedingt durch die Qualität, mit der die Haltestrukturen der Komponenten gefertigt werden können und geben die Genauigkeit an, mit der jede Komponente an der ihr zugewiesenen Position plaziert ist. Bei Systemen im makroskopischen Bereich sind diese Einfügetoleranzen oft vernachlässigbar. Bei Mikrosystemen und auch gerade in der Mikrooptik spielen diese Einflüsse jedoch eine maßgebliche Rolle und entscheiden nicht selten über die Realisierbarkeit eines Entwurfs.

1.2 Mikrooptische Aktivitäten im Forschungszentrum Karlsruhe

Im Forschungszentrum Karlsruhe wird zur Fertigung mikrotechnischer Systeme das dort in den achtziger Jahren entwickelte LIGA-Verfahren eingesetzt [Bec86]. LIGA ist ein Akronym für die wichtigsten Prozeßschritte Röntgentiefenlithographie, Galvanik und Abformung. Das Verfahren konnte schon in den unterschiedlichsten Anwendungen erfolgreich eingesetzt werden. So wurde zum Beispiel ein Beschleunigungssensor als bewegliche LIGA-Struktur realisiert [Bur91]. Im Arbeitsfeld der Mikrooptik findet die LIGA-Technik vielfältige Verwendung. Zum einen bietet diese Technik die Möglichkeit, integriert-optische Systeme wie zum Beispiel einen Wellenlängen-Demultiplexer zu fertigen [And90], zum anderen ist man damit in der Lage refraktive mikrooptische Elemente in optischer Qualität zu fertigen [Gö95]. Daneben ergibt sich auch die Möglichkeit, die charakteristischen Eigenschaften der LIGA-Technik, wie freie zweidimensionale Formgebung, senkrechte Seitenwände, flexibel wählbare Strukturhöhen im Bereich mehrerer hundert Mikrometer mit sehr hohem Aspektverhältnis, für die Fertigung mechanischer Haltestrukturen und Anschläge zur Positionierung der aktiven und passiven optischen Komponenten einzusetzen. Diese Vorgehensweise führt zu einer mikrooptischen Bank, in der die Haltestrukturen und Anschläge bereits justiert zueinander gefertigt sind und die in einem weiteren Arbeitsgang mit den Komponenten bestückt werden kann.

Ein Ziel der mikrooptischen Aktivitäten des Forschungszentrums Karlsruhe ist die Realisierung mikrooptischer Funktionsmodule auf der Basis von Freistrahlaufbauten unter Verwendung solcher mikrooptischer Bänke. Dabei werden neben passiven Bauelementen auch optomechanische Elemente und aktive optische Einheiten integriert. Als ein Beispiel dieser Vorgehensweise sei der optische Bypass-Schalter [Mü95a] genannt. Ein wichtiges Merkmal dieser Strategie im Hinblick auf eine Massenfertigung ist die Vermeidung der zeit- und damit auch kostenintensiven aktiven Montage der einzelnen passiven und aktiven optischen

²Man denke an die Vielzahl verschiedener Materialien, die für die unterschiedlichen Komponenten eingesetzt werden: Glas für z. B. Fasern, Linsen, Polymere für z.B. Strahlteiler, Wellenleiter und nicht zuletzt Halbleiter für die aktiven Komponenten (z.B. Laserdioden, Photodioden).

Elemente.³ Zur Vermeidung der aktiven Montage ist es notwendig, den Systementwurf so zu konzipieren, daß die Haltestrukturen der optischen Komponenten bereits justiert zueinander gefertigt werden. Dies ermöglicht die Automatisierung der Montage der Mikrosysteme. So wurde im Rahmen des BMBF–Verbundprojektes “MFV–Mikrosysteme” das Montage–System “MIMOSE” zur automatisierten Montage eines mikrooptischen Duplexers entwickelt [Gen95]. Diese Arbeiten zeigen, daß es möglich ist, die LIGA–Technik für die Fertigung hybrider, komplexer, mikrooptischer Systeme, die in modularer Bauweise konzipiert wurden, einzusetzen und dabei auf eine aktive Justage der Einzelkomponenten zu verzichten.

1.3 Modellierung und Simulation in der Mikrosystemtechnik

Die Fertigung von Teststrukturen sowohl von Mikrosystemen als auch von Mikrokomponenten ist sehr zeit– und kostenintensiv. Dies begrenzt im herkömmlichen Systementwurf die Anzahl der möglichen Entwurfsvarianten. Aus diesem Grund erlangen rechnergestützte Entwurfstechniken, welche eine kontinuierliche Unterstützung in allen Entwurfsphasen und damit auch Konsistenz sichern, in der Mikrosystemtechnik immer größere Bedeutung. Ein Konstruktionsaspekt ist die Gewährleistung einer bestimmten Funktionalität des Gesamtsystems, welche eng mit der Strukturgeometrie und den Einsatzbedingungen verknüpft ist. Aufgrund der hohen Integrationsdichte von Mikrokomponenten können physikalische Wechselwirkungen zwischen den Teilsystemen auftreten, so daß es nicht ausreicht, die einzelnen Funktionselemente separat zu gestalten und dann miteinander zu koppeln. Damit die Gesamtfunktion des Mikrosystems unter den gegebenen Fertigungsbedingungen und in den zu erwartenden Einsatzumgebungen bestmöglichst erhalten bleibt, muß der Systementwurf auf Wechselwirkungen überprüft und abgestimmt werden. Der Simulation der Mikrosysteme in Abhängigkeit leistungsmindernder Einflüsse kommt somit also eine zentrale Bedeutung zu. Im Hinblick auf eine Massenfertigung beschreibt nicht notwendig die ideale Anordnung der Einzelkomponenten auch das effektivste System. Vielmehr müssen hier schon bei der Modellbildung leistungsmindernde Einflüsse wie zum Beispiel Einfügetoleranzen oder umgebungsinduzierte Einflüsse wie z.B. Temperaturänderungen berücksichtigt werden, damit der Entwurf, mit dem Ziel, einen robusten, stabilen Funktionsaufbau zu erreichen, optimiert werden kann.

1.4 Ziel der Arbeit

Die Motivation dieser Arbeit ist die umfassende, begleitende Entwurfsunterstützung eines mikrooptischen Systems während der Entwicklungsphase mit dem Ziel eines hinsichtlich der Massenfertigung robusten Systementwurfs. Die Realisierung dieses Ansatzes wird in drei Modulen durchgeführt:

- *Bestimmung des Systementwurfs*
- *Modellbildung*
- *Simulation & Optimierung*

³Aktive Montage bedeutet hierbei das optimale Positionieren der Komponenten während der Montage mittels einer Leistungsmessung.

Diese drei Bausteine untergliedern sich in **fünf Schwerpunkte** und führen zu einem modifizierten, optimierten Systementwurf (siehe Abb. 1.1).

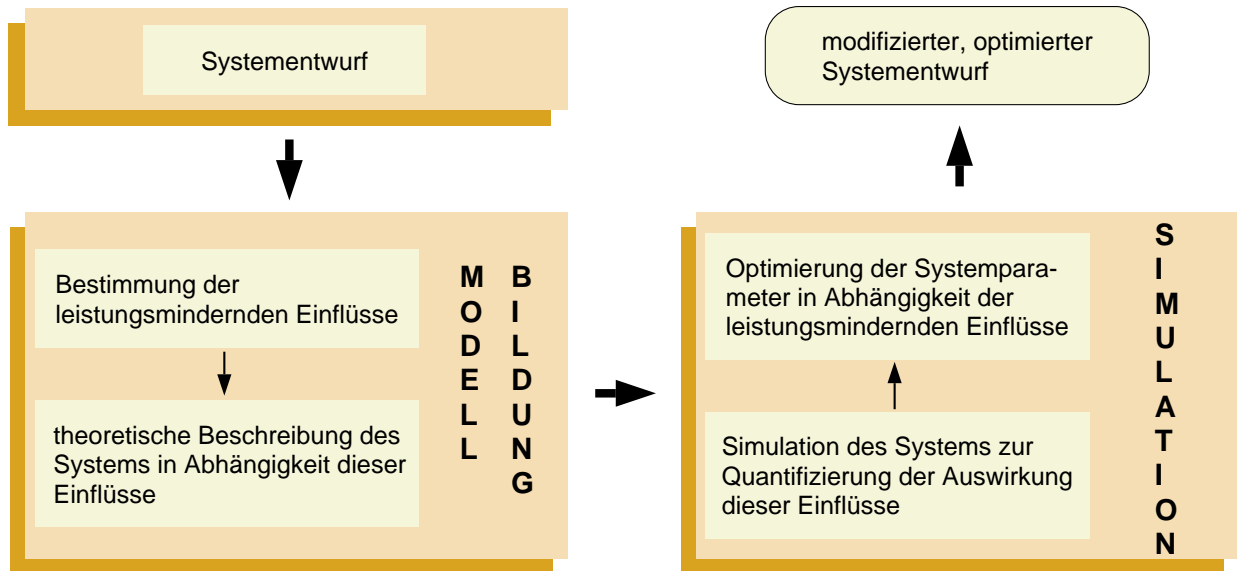


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung.

Dem Systementwickler wird somit bereits im Planungsstadium der Entwurfentwicklung die Simulation der Leistungsmerkmale des optischen Systems in Abhängigkeit von Störeinflüssen und eine anschließende Optimierung der Systemparameter ermöglicht. Die Vorgehensweise wird ausführlich am Beispiel eines mikrooptischen Heterodynempfängers demonstriert.

Der Heterodynempfänger ist ein Empfangsmodul für kohärente faseroptische Kommunikationssysteme. Das Prinzip des Heterodynempfängers ist, das empfangene Signal kohärent mit einer lokal am Empfänger erzeugten Welle leicht unterschiedlicher Frequenz zu überlagern, bevor es auf einen Photodetektor trifft. Diese Überlagerung resultiert in einer Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Rauschen. Ein solches Empfangsmodul wird derzeit am Institut für Mikrostrukturtechnik auf der Grundlage einer mikrooptischen Bank konzipiert. In diesem Systementwurf kommen sowohl passive optische Komponenten (Lichtwellenleiter, Kugellinsen, Strahlteiler-elemente) als auch aktive optische Komponenten (Photodioden, Halbleiter-Laserdioden) zum Einsatz.

Der **erste Schwerpunkt** dieser Arbeit ist das *Erstellen eines Systementwurfs* des Heterodynempfängers. Dieses Design muß in Abhängigkeit der verwendeten aktiven und passiven optischen Komponenten und unter Berücksichtigung des Funktionsprinzips des Empfangsmoduls entworfen werden.

Der LIGA-Heterodynempfänger wird modular aus kommerziellen optischen Komponenten aufgebaut. Die LIGA-Technik kommt in diesem Entwurf bei der Herstellung von Anschlagstrukturen und Halteelementen der mikrooptischen Bank zum Einsatz. Diese

Positionierstrukturen sind justiert zueinander gefertigt, so daß einfaches Einfügen und Verkleben der optischen Komponenten in einem funktionstüchtigen Empfänger resultieren. Die aufwendige, personal- und kostenintensive aktive Justage der optischen Elemente entfällt bei dieser Vorgehensweise. Dieses Konzept ist allerdings sehr anfällig gegenüber Fehlpositionierungen, die von Toleranzeffekten oder sonstigen leistungsmindernden Effekten herrühren können.

Daher liegt der **zweite Schwerpunkt** dieser Arbeit in der *Bestimmung der Einflüsse, die sich leistungsmindernd auf den heterodynempfänger auswirken und die Quantifizierung dieser Effekte*. Die leistungsmindernden Einflüsse haben ihre Ursache in verschiedenen physikalischen Phänomenen. Temperaturschwankungen am Einsatzort haben ebenso einen Einfluß auf die exakte Position der optischen Komponenten wie Herstellungstoleranzen der kommerziellen optischen Elemente und der LIGA-Technik. Auch optische Phänomene wie die sphärische Aberration und die Dispersion können leistungsmindernd wirken. Diese Effekte werden in Abhängigkeit von ihrer Natur mit unterschiedlichen Methoden untersucht. So kann die Auswirkung der Änderung der Umgebungstemperatur auf die Position der optischen Komponenten mit Berechnungen der Finiten-Elemente-Methode (FEM) bestimmt werden, wohingegen die Toleranzbedingungen der Einfügung der Einzelkomponenten aus mikroskopischen Vermessungen der LIGA-Strukturen gewonnen werden.

Der **dritte Schwerpunkt** dieser Arbeit liegt in der *Entwicklung einer theoretischen Beschreibung* des Heterodynempfängers. Da es sich beim optischen Heterodynempfänger um eine kohärente Empfangstechnik handelt, ist es notwendig, eine Wellenfeldbeschreibung des optischen Systems zu entwickeln. Damit ist es möglich, das Leistungsverhalten des Heterodynempfängers zu modellieren.

Ein wesentlicher Vorteil des LIGA-Prozesses ist die Möglichkeit, fast beliebig viele Kopien der Systemstrukturen mittels Vervielfältigungstechniken wie Spritzguß, Reaktionsguß oder Prägeverfahren zu erstellen. Diese typischen Verfahren der Massenfertigung ermöglichen eine kostengünstige Herstellung von Mikrostrukturen. Dadurch wird das LIGA-Verfahren interessant für industrielle Anwendungen. Gerade aber beim Einsatz der LIGA-Technik für die Massenerzeugung von Produkten muß sichergestellt sein, daß die Funktionstüchtigkeit des Mikrosystems nicht durch Toleranzeffekte zerstört wird.

Dies führt zum **vierten Schwerpunkt** dieser Arbeit, der *Simulation des Systems*. Dieser Schritt wird durchgeführt, um die Auswirkungen der leistungsmindernden Einflüsse der einzelnen Komponenten und der *worst case*-Konfiguration des Gesamtsystems quantifizieren zu können.

An die Systemsimulation schließt sich der **fünfte Schwerpunkt**, die *Optimierung der Systemparameter* an. Zur Durchführung der Designoptimierung wurde zum einen ein deterministisches Suchverfahren implementiert und zum anderen ein am Institut für Angewandte Informatik entwickeltes evolutionäres Suchverfahren eingebunden. Die Optimierung wird mit dem Ziel durchgeführt, ein hinsichtlich der leistungsmindernden Einflüsse robustes System zu finden.

Die hier beschriebene Strategie zur Entwicklung eines robusten Systementwurfs resultiert in einem modifizierten, optimierten Design.

1.5 Gliederung der Arbeit

In **Kapitel 2** werden die Grundlagen des kohärenten Empfangs dargelegt, die Funktionsweise des Heterodynempfängers beschrieben und die theoretischen Grundlagen erarbeitet.

Das **Kapitel 3** bildet den ersten Schwerpunkt der Arbeit. Es wird der Entwurf des optischen Systems des Heterodynempfängers bestimmt. Dabei wird zwischen zwei Varianten unterschieden: dem **Laser-Heterodynempfänger**, der sich an der “klassischen” Variante orientiert und bei dem die Laserdiode direkt am Empfänger lokalisiert ist und dem **laserfreien Entwurf**, bei welchem das Überlagerungssignal über einen Lichtwellenleiter in das Empfangsmodul eingespeist wird.

In **Kapitel 4** wird der zweite Schwerpunkt der Arbeit behandelt. Es werden die Störeffekte analysiert, welche die Leistungsmerkmale des Heterodynempfängers beeinflussen. Diese leistungsmindernden Einflüsse kommen im wesentlichen aus vier verschiedenen Bereichen:

- Herstellungstoleranzen der kommerziell gefertigten optischen Komponenten
- Herstellungstoleranzen des LIGA-Prozesses
- Einflüsse von Temperaturänderungen auf die Position der optischen Komponenten
- optische Phänomene (Dispersion, Thermo-optisches Verhalten der Komponenten)

Kapitel 5 beinhaltet den dritten Schwerpunkt, die theoretische Beschreibung, die es ermöglicht, die Ausbreitung von Wellenfeldern durch das optische System des Heterodynempfängers zu berechnen. Dieser theoretische Beschreibungsformalismus wird anhand von Meßexperimenten aus der Literatur evaluiert.

Der vierte Schwerpunkt, die Simulation, wird in **Kapitel 6** behandelt. Im ersten Abschnitt wird der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Kollimation der Laser- und Faserabstrahlung untersucht. Im zweiten und dritten Abschnitt werden dann die Auswirkungen der Fehlpositionierungen der einzelnen optischen Komponenten für den laserfreien bzw. den Laser-Heterodynempfänger aufgezeigt. In beiden Fällen wird dargelegt, welche Auswirkung die *worst case*-Anordnung der optischen Komponenten auf die Leistungsmerkmale des Empfängers besitzt.

Kapitel 7 stellt den fünften Schwerpunkt dieser Arbeit dar. Es wird die Entwurfsoptimierung beider Systementwürfe beschrieben. Der hierzu implementierte deterministische Optimierungsalgorithmus nach dem *Gauß-Seidel Verfahren* wird ebenso vorgestellt, wie das am Institut für Angewandte Informatik entwickelte und schon erfolgreich angewandte evolutionäre Suchverfahren **GADO** (**G**enetischer **A**lgorithmus zur **D**esign-**O**ptimierung).

Den Abschluß dieser Arbeit bildet **Kapitel 8**, in welchem die Ergebnisse zusammengefaßt dargestellt und diskutiert werden.

Kapitel 2

Grundlagen

Dieses Kapitel befaßt sich mit den Grundlagen des heterodynem Empfangs und mit den theoretischen Grundlagen der Faseroptik. Einleitend wird der kohärent optische Empfang beschrieben, bevor als Abschluß des ersten Abschnitts der *balancierte Polarisationsdiversitive* Heterodynempfänger vorgestellt wird. Dieses Empfangsmodul wurde mit der LIGA-Technik in Zusammenarbeit mit dem Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) am Forschungszentrum Karlsruhe realisiert [Zie99].

Im zweiten Abschnitt werden dann kurz die theoretischen Grundlagen vorgestellt, welche die Ausbreitung der Abstrahlung von Laserdioden und optischen Fasern beschreiben.

2.1 Der Heterodynempfänger

Das Mikrosystem, das als beispielhafte Anwendung für die in dieser Arbeit vorgestellte Strategie dient, ist ein Heterodynempfänger.

Der Heterodynempfänger ist ein Empfangsmodul für *kohärente faseroptische* Kommunikationssysteme. Der prinzipielle Aufbau dieser Systeme besteht, wie bei allen anderen Kommunikationssystemen auch, aus den drei Bausteinen Sender, Übertragungskanal und Empfänger (Abb.2.1).

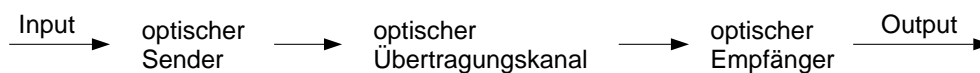


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines optischen Kommunikationssystems.

Die Aufgabe des optischen Senders ist, das elektrische Signal in eine optische Form zu konvertieren und dieses resultierende optische Signal in den Kommunikationskanal einzuspeisen. Als optische Kommunikationskanäle fungieren dabei sehr häufig optische Fasern, die den Vorteil haben, das Signal mit sehr geringem Leistungsverlust transportieren zu können. Die optischen Empfänger wandeln am Faserausgang das optische Signal wieder in

das ursprüngliche elektrische Signal um. Der eigentliche Unterschied zu anderen Kommunikationssystemen besteht darin, daß die optischen Trägerwellen sehr viel hochfrequenter sind.

2.1.1 Der kohärente Empfang

Den weiteren Ausführungen in diesem Abschnitt sei die Definition des kohärenten optischen Empfangs von Katsushi Iwashita vorangestellt [Shi95, S.13]:

Definition 2.1 (Kohärent optischer Empfang)

Empfangsart, die nichtlineares Überlagern zweier Lichtwellen verwendet. Typischerweise ist die eine Welle das Signal, während die andere Welle von einem lokalen Oszillator erzeugt wird. Die Überlagerung wird mit Hilfe einer Photodiode durchgeführt.¹

Die Abbildung (2.2) stellt das kohärente Empfangsverfahren schematisch dar.

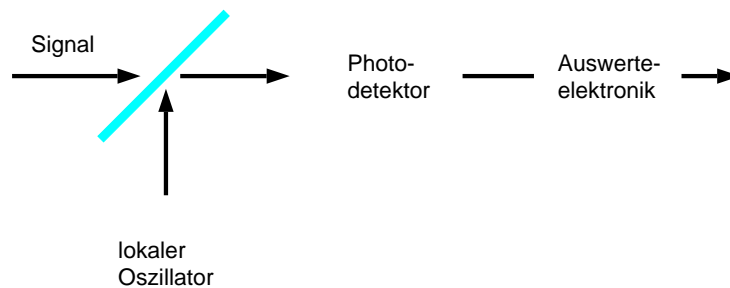


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines kohärenten optischen Empfängers.

Den kohärenten Lichtwellensystemen liegt die Idee zugrunde, das empfangene Signal kohärent mit einer weiteren optischen Welle, die lokal am Empfänger durch eine Halbleiterlaserdiode mit einer schmalen Linienbreite² erzeugt wird, zu überlagern (s. Abb.2.2). Das so generierte Überlagerungssignal wird von der Photodiode detektiert und in Abhängigkeit von der Signalstärke des lokalen Oszillators verstärkt (siehe Anhang A.1). Durch Auswahl der Wellenlänge des lokalen Oszillators läßt sich die Empfangswellenlänge durchstimmen, so daß, analog zum Radioempfang, unterschiedliche Kanäle empfangen werden können. Zusammenfassend bringt der kohärente Empfang im Vergleich zum direkten Empfang im wesentlichen die folgenden Vorteile:

- verbesserte Empfindlichkeit des Empfängers (durch eine Verbesserung des Verhältnisses von Signal zu Rauschen)

¹**Coherent optical detection.** Detection scheme employing nonlinear mixing between two lightwaves. Typically one of these is a signal, the other is a local oscillator wave, and the mixing is performed using a photodetector.

²Diese Laserquelle wird auch lokaler Oszillator (LO) genannt, ein Ausdruck, welcher der Radiokommunikation entlehnt ist.

- **Selektivität:** effizientere Ausnutzung der Bandbreite der Faser, die als Übertragungskanal fungiert. Im wesentlichen kann der Abstand zwischen den Kanälen verringert werden, so daß mehr Kanäle gleichzeitig über dieselbe Faser übermittelt werden können.

Ein wichtiger Vorteil des kohärenten Empfangs ist unter anderen auch, daß sowohl die Amplitude als auch die Phase des empfangenen optischen Signals detektiert und gemessen werden können. Dieses Merkmal ermöglicht das Senden von Information mittels Modulation von Amplitude, Phase und Frequenz des Signals. Im Falle digitaler Kommunikationssysteme bedeutet dies, daß grundsätzlich die drei Modulationsformate Amplitude–Shift–Keying (ASK), Phase–Shift–Keying (PSK) und Frequency–Shift–Keying (FSK) Anwendung finden können [Sch80], [Cou83], [Car86], [Ben87], [Hay88]. Eine Beschreibung der Modulationsformate und der Demodulation des Signals zur Informationsrückgewinnung findet sich im Anhang A.2. Für die Rückgewinnung des ursprünglichen Signals stehen zwei verschiedene Arten kohärenter Empfänger zur Verfügung: der homodyne Empfänger und der heterodyne Empfänger. Im Falle des homodynischen Empfangs wird das empfangene Signal direkt im Basisband demoduliert. Die LO–Frequenz stimmt dabei mit der Signalfrequenz überein. Diese Empfangsart resultiert in der größten Verstärkung des empfangenen Signals (siehe Anhang A.1). Obwohl das Konzept sehr einfach ist, ist der homodyne Empfänger aufgrund seiner Phasensensitivität technisch schwer umzusetzen.³ Beim heterodynischen Empfang sind die Forderungen an die Phasenstabilität nicht so stringent, die Frequenz des lokalen Oszillators wird so gewählt, daß sie sich von der Signalfrequenz in einer Art unterscheidet, daß die Zwischenfrequenz ω_{IF} im Mikrowellen–Bereich liegt.

2.1.2 Der heterodyne Empfang

Es existieren vielfältige physikalische Mechanismen, welche die Empfindlichkeit des Empfängers herabsetzen. Die wichtigsten, die durch einen geeigneten Entwurf des Empfängers abgefangen oder zumindest gemindert werden können, werden im folgenden kurz beschrieben.

- **Phasenrauschen:** Eine Ursache für die Minderung der Empfängerempfindlichkeit bei kohärenten Systemen ist das Phasenrauschen, das von Übertragungslaser und lokalem Oszillator erzeugt wird. Die Phasenfluktuation verursacht eine Verbreiterung der Signalbandbreite. Sowohl die Signalphase ϕ_S als auch die Phase des lokalen Oszillators ϕ_{LO} müssen relativ stabil sein, um eine Verringerung der Empfängerempfindlichkeit zu vermeiden. Ein Maß für die Dauer der Phasenstabilität ist die Kohärenzzeit. Da die Kohärenzzeit invers–proportional zu der Linienweite $\Delta\nu$ des Lasers ist, müssen beim Aufbau von kohärenten Systemen Laserdioden mit schmaler Linienbreite eingesetzt werden.
- **Intensitätsrauschen:** Außer dem oben besprochenen Phasenrauschen erzeugt eine Halbleiter–Laserdiode auch ein Amplitudenrauschen, das oft als Intensitätsrauschen bezeichnet wird. Der Gleichstrom in der Laserdiode erzeugt ein weißes Rauschen,

³Idealerweise sollten die Phasen des Signals und des lokalen Oszillators identisch sein; beide fluktuieren jedoch mit der Zeit willkürlich.

das proportional zu diesem Strom ist. Ein Erhöhen der Leistung des lokalen Oszillators verbessert auf der einen Seite das Verhältnis von Signal zu Rauschen (SNR), verstärkt aber auf der anderen Seite den Anteil des relativen Intensitätsrauschens quadratisch (siehe z.B. [Agr92, S.253ff]). Eine Lösung für das Problem des Intensitätsrauschens bietet der *balancierte* Empfänger. Bei dieser Art von Empfänger wird über ein Koppellement das Signal mit dem lokalen Oszillator gemischt und das kombinierte Signal in zwei gleiche Anteile mit einer relativen Phasenverschiebung von π aufgeteilt, die beide unabhängig voneinander in verschiedenen Zweigen von der Photodiode detektiert werden. Die Funktionsweise des *balancierten* Empfängers wird am deutlichsten, wenn man die beiden Photoströme I_+ und I_- , die in jedem Zweig erzeugt werden, betrachtet (siehe auch Abb. 2.3). Bei einer relativen Phasenverschiebung der beiden Zweige von π , ergeben sich in den beiden Zweigen beim Photostrom unterschiedliche Vorzeichen im Interferenzterm (*ac-Term*):

$$I_+ = \underbrace{\frac{R}{2}(P_S + P_{LO})}_{\text{dc}} + \underbrace{R\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_{IF})}_{\text{ac}} \quad (2.1)$$

$$I_- = \underbrace{\frac{R}{2}(P_S + P_{LO})}_{\text{dc}} - \underbrace{R\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_{IF})}_{\text{ac}}$$

R gibt dabei die Ansprechempfindlichkeit der Photodiode an, P_S und P_{LO} sind die Leistungen des Signals bzw. des lokalen Oszillators, ω_{IF} stellt die Zwischenfrequenz dar und ϕ_{IF} gibt die Phasendifferenz zwischen empfangenem Signal und lokalem Oszillatorsignal an. Die Subtraktion dieser beiden Photoströme bewahrt

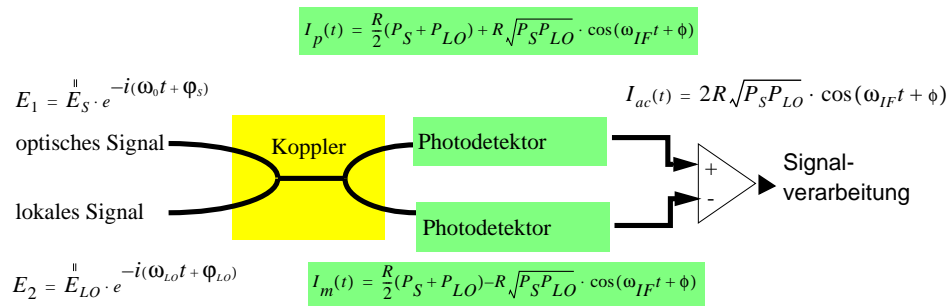


Abbildung 2.3: Blockbild eines balancierten Heterodynempfängers. Die Wellenfelder (E_1 , E_2) können unter der Annahme einer definierten Polarisationsrichtung (hier der parallele Anteil) als skalare Größen angenommen werden.

den heterodynen Term (ac-Term) und eliminiert den Gleichstromterm (dc-Term) vollständig, wenn die beiden Zweige in solcher Weise balanciert sind, daß sie dieselben Anteile an Signal- und lokaler Oszillator-Leistung beinhalten. Damit wird auch das mit dem dc-Term verbundene Intensitätsrauschen eliminiert. Der Grund hierfür ist die Aufteilung der Leistung des lokalen Oszillators auf beide Zweige. Dadurch ist die Intensitätsfluktuation in beiden Zweigen perfekt korreliert und wird

durch die Subtraktion der Photoströme ausgelöscht. Das Intensitätsrauschen, das dem ac-Term zugeordnet werden kann, wird durch den *balancierten* Empfänger nicht ausgelöscht. Dieser Beitrag hat jedoch durch die Quadratwurzelabhängigkeit des ac-Terms von der Oszillatorleistung einen weit geringeren Einfluß auf die Performance des Empfängers (siehe Anhang A.1, Gl. A.9).

- **Abweichung der Polarisationen:** In der Abbildung (2.3) wurde das elektrische Feld als skalare Größe behandelt, implizierend, daß die optischen Felder dieselbe Polarisation aufweisen. Im Fall, daß sich die Polarisationsrichtungen der Felder unterscheiden, beinhaltet der Interferenzterm einen zusätzlichen Faktor $\cos \theta$. θ bezeichnet dabei den Winkel zwischen den Einheitsvektoren entlang der Polarisationsrichtung des Signalfeldes und des lokalen Feldes. Jede Abweichung des Winkels θ von seinem idealen Wert 1 mindert das Signal und verschlechtert somit die Performance des Empfängers. Die Polarisationsrichtung des lokalen Feldes ist fix, ebenso die des Signals, *bevor* es in die Faser eingespeist wird. Aufgrund von Biegungen der Faser, Temperaturänderungen und anderen Effekten wird die Faser doppelbrechend. Das bedeutet, daß sich die Polarisationsrichtung des Signals zufällig verändert. Dieses Problem kann behoben werden, indem man das Überlagerungsfeld von Signal und lokalem Oszillator durch einen Polarisationsstrahlteiler in zwei Anteile mit zueinander senkrechter Polarisationsrichtung aufteilt und diese zwei Wellenfelder in unterschiedlichen Zweigen weiterverarbeitet. Der aus diesen Zweigen resultierende Photostrom wird quadriert und addiert und ist damit unabhängig von der Polarisationsrichtung. Solche Empfänger heißen *Polarisations-diversitive* Empfänger. Der Verlust, der durch die Unabhängigkeit des Empfängers von den Polarisationsrichtungen in Kauf genommen werden muß, ist stark abhängig von Modulations- und Demodulationstechnik. Bei der Verwendung von synchroner Demodulation kann der Leistungsverlust bis zu 3dB betragen [War88]. Der Verlust kann jedoch auf 0.4-0.6dB verringert werden, wenn optimierte asynchrone Empfänger verwendet werden [Chr86], [Sto87].

2.1.2.1 Der balancierte Polarisations-diversitive Heterodynempfänger

In der Praxis wird für kohärent-optische Systeme der Entwurf des balancierten Polarisations-diversitiven Heterodynempfängers in Verbindung mit dem Einsatz von Laserdioden mit schmaler Linienbreite favorisiert [Agr92, S.250]. Damit wird sowohl die Problematik des Intensitätsrauschens durch die Halbleiterlaserdiode des lokalen Oszillators als auch eine Leistungsminderung des Empfängers durch Abweichung der Polarisationsrichtungen beigelegt (siehe oben). Das Phasenrauschen des Empfängers wird durch die schmalbandig abstrahlenden Laserdioden verringert. Die Abbildung 2.4 gibt die Funktionsweise eines solchen Empfängers wieder. Beim balancierten Polarisations-diversitiven Heterodynempfänger handelt es sich um ein Modul mit vier Ausgängen. Um sicherzustellen, daß die Polarisationsrichtungen zwischen dem empfangenen optischen Signal und dem lokalen Oszillatorsignal bei der Überlagerung gleich sind, werden dem Koppler Polarisationsstrahlteiler vorgeschaltet. Diese Strahlteiler splitten das einfallende Wellenfeld in zwei Anteile mit jeweils senkrechter Polarisationsrichtung, die in unterschiedlichen Empfängerzweigen

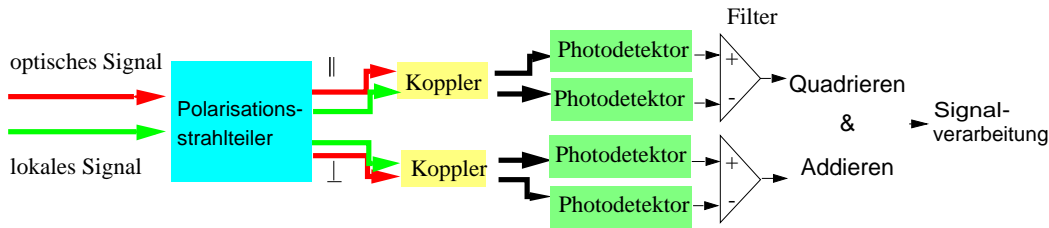


Abbildung 2.4: Schema eines balancierten Polarisations-diversitiven Heterodynempfängers.

weiterverarbeitet werden. Intensitätsstrahlteiler fungieren dann als Koppler von empfangenem und lokalem Wellenfeld. Das gekoppelte Wellenfeld wird nun, wie oben beschrieben, weiterverarbeitet. Quadrieren und Addieren der Ausgangssignale der beiden balancierten Zweige mit zueinander senkrechter Polarisationsrichtung resultieren dann im Heterodynsignal des balancierten Polarisations-diversitiven Heterodynempfängers.

Dieses Funktionsschema wird am Institut für Mikrostrukturtechnik des Forschungszentrums Karlsruhe auf Basis einer mit der LIGA-Technik gefertigten mikrooptischen Bank realisiert und dient als Grundlage für die Simulations- und Optimierungsberechnungen im Rahmen dieser Arbeit.

2.2 Theoretische Grundlagen der Laserabstrahlung

In diesem Abschnitt wird die Wellenfeldbeschreibung einer Gauß-förmigen Abstrahlung hergeleitet. Diese Beschreibung findet auf den Laser und die Fasern, die im Entwurf des Heterodynempfängers eingesetzt werden, Anwendung (s. Kap. 3).

2.2.1 Wellenfeld-Analyse der Laserabstrahlung

Da die Lichtquellen, die im Heterodynempfänger zum Einsatz kommen, Halbleiter-Laserdioden sind, befaßt sich dieser Abschnitt mit der Beschreibungsform von Laserstrahlen. Es ist in der optischen Literatur üblich, als Ausbreitungsrichtung die z -Richtung zu wählen. Die Ausbreitungsachse wird als *optische Achse* bezeichnet. Die Laserstrahlen sind in vielerlei Hinsicht ebenen Wellen ähnlich, obwohl die Intensitätsverteilung nicht einheitlich, sondern nahe der Ausbreitungsachse konzentriert ist und die Phasenfronten leicht gekrümmt sind. Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Feldkomponente u in einem homogenen und isotropen Medium mit Brechungsindex n wird durch die skalare Wellengleichung

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 \quad \text{mit} \quad k = 2\pi n/\lambda \quad (2.2)$$

beschrieben, wobei k die Ausbreitungskonstante im Medium ist [Kog66]. Eine Lösung dieser Wellengleichung ist die Propagationsgleichung des fundamentalen Gaußstrahls (Anhang A.3):

$$u(r, z) = \frac{w_0}{w(z)} e^{-i(kz - \Phi(z)) - r^2 \left(\frac{1}{w(z)^2} + \frac{ik}{2R(z)} \right)} \quad \text{mit} \quad \Phi = \arctan(\lambda z / \pi w_0^2) \quad (2.3)$$

Zur Beschreibung des fundamentalen Gaußstrahls wurden die Größen Strahlweite $w(z)$, Krümmungsradius der Wellenfront $R(z)$, Rayleighlänge z_r und Phase $\Phi(z)$ eingeführt:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_r}\right)^2} \quad R(z) = z \left(1 + \left(\frac{z_r}{z}\right)^2\right) \quad (2.4)$$

$$z_r = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \quad \Phi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_r}\right) \quad (2.5)$$

Der Verlauf eines solchen Gaußstrahls ist in der Abbildung (2.5) dargestellt. Für eine

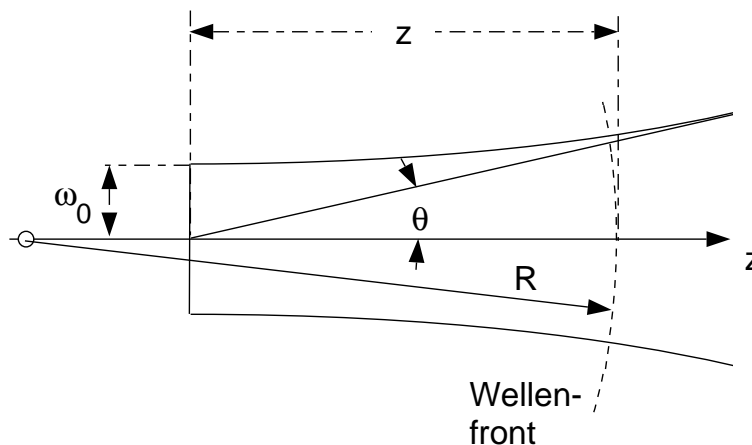


Abbildung 2.5: Umriß eines Gaußstrahls. Eingezeichnet sind die Strahlweite w_0 , der Divergenzwinkel θ und der Wellenfrontradius R in der Distanz z .

vollständige Beschreibung des fundamentalen Gaußstrahls reicht die Kenntnis des Strahlweitenradius w_0 (auch Strahlweite oder Spotgröße genannt) an der Stelle $z = 0$ und der Wellenlänge λ aus. Der Strahlradius $w(z)$ gibt den Strahlumriß an, bei welchem die Amplitude auf den Anteil $1/e$ des Wertes E_0 auf der optischen Achse abgefallen ist (siehe Abb. 2.6). Dieser Strahlumriß ist eine Hyperbel, deren Asymptoten durch den Ort der Strahlweite mit der optischen Achse den Winkel $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ eingehen (siehe Abb. 2.5). Die Rayleighlänge z_r gibt den Abstand vom Ursprung an, bei dem der Strahlradius auf den Wert $\sqrt{2}w_0$ angewachsen ist. Die Rayleighlänge bezeichnet die Distanz, bei welcher der Betrag des Krümmungsradius der Wellenfront $R(z)$ minimal ist. Dies gibt den Übergang zwischen Nah- und Fernfeld an.

Die Bestrahlungsstärkeverteilung ergibt sich aus dem Betragsquadrat der Feldverteilung des fundamentalen Gaußstrahls nach Gleichung (2.3) zu:

$$I(r, z) = I_0 e^{-2\frac{r^2}{w(z)^2}} \quad (2.6)$$

Es kann gezeigt werden, daß Laser, die **nur** im Grundmode oszillieren und Fasern, die **nur** den Fundamental-Mode transportieren (SMF), durch die oben hergeleiteten Gleichungen repräsentiert werden (z.B. [Kog66], [Agr92]).

Durch die Gleichung (2.3) besitzt man somit eine wellentheoretische Beschreibung der Ausbreitung von Laser- und Faserabstrahlungen im Raum.

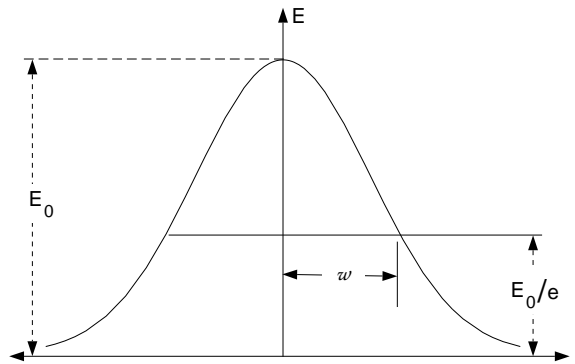


Abbildung 2.6: Amplitudenverteilung des Fundamentalstrahls.

2.2.2 Abbildung von Gaußstrahlen mit Linsen

Im vorhergehenden Abschnitt wurde eine wellentheoretische Beschreibung eines Gaußstrahls hergeleitet. Diese Beschreibungsform ist notwendig für die Kopplung zweier Wellenfelder. Die Abbildung bzw. die Modifizierung eines Gaußstrahls mit einer Linse läßt sich dagegen sehr anschaulich in der sogenannten Gaußschen Näherung beschreiben. Ausgang dieser Beschreibungsform ist die **Gaußsche Linsenformel** (z.B. [Hec89]).

Eine Linse kann verwendet werden, um einen Gaußstrahl in gewünschter Form zu modifizieren (d.h. Modifizierung von Strahlradius und Wellenfrontkrümmung). Eine ideale Linse hat keine Auswirkung auf die transversale Feldverteilung (siehe z.B. [Goo96]). Dies bedeutet, daß ein einfallender Fundamental-Mode die Linse auch wieder als Fundamental-Mode verläßt. Die Linse ändert allerdings die Strahlparameter. Die relevanten Entfernungen und Strahlparameter sind in Abbildung (2.7) dargestellt. Die Parameter d_1 und d_2 geben hierbei jeweils die Distanzen der Strahltaillen $w_{0,1}$ bzw. $w_{0,2}$ zur Linsenhauptebene an. Der Index 1 steht für den einfallenden Strahl, der Index 2 bezeichnet den austretenden Strahl. Der Parameter f heißt Brennweite der Linse (siehe Gl. A.26). Ist die Brennweite f einer

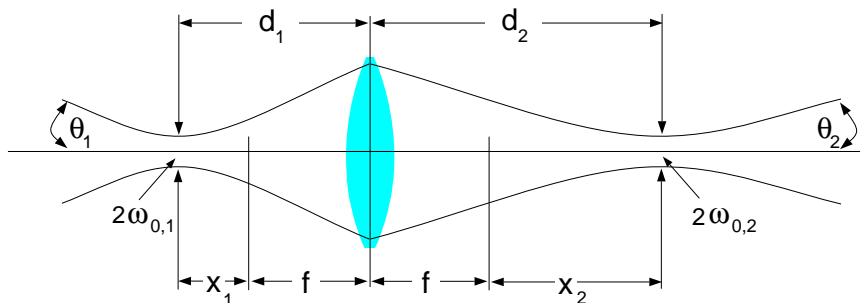


Abbildung 2.7: Transformation eines Gaußstrahls mittels einer idealen Linse.

Linse gewählt und damit die Linse spezifiziert, so können die Entfernungen d_1 und d_2 mit den folgenden Gleichungen berechnet werden (siehe Anhang A.4):

$$d_1 = f \pm \frac{w_{0,1}}{w_{0,2}} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad \text{mit} \quad f_0 = \frac{\pi w_{0,1} \cdot w_{0,2}}{\lambda} \quad (2.7)$$

$$d_2 = f \pm \frac{w_{0,2}}{w_{0,1}} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (2.8)$$

Die charakteristische Länge f_0 wird durch die beiden Strahltaillen, die ineinander überführt werden sollen, definiert. Jede Linse für die $f \geq f_0$ gilt kann diese Transformation durchführen. Dazu kann bei den beiden Gleichungen (2.7, 2.8) *entweder* das Pluszeichen *oder* das Minuszeichen gewählt werden [Kog66]. Mit Hilfe der beiden Gleichungen (2.7) und (2.8) lassen sich einige einfache Beziehungen zwischen den Positionen der Strahltaillen und den Strahlparametern aufstellen [O'S85]:

$$w_2 = \alpha \cdot w_1 \quad (2.9)$$

$$\theta_2 = \theta_1 / \alpha \quad (2.10)$$

$$d_2 = f + \alpha^2 (d_1 - f) \quad (2.11)$$

$$\text{mit} \quad \alpha = \frac{|f|}{\sqrt{(d_1 - f)^2 + (\pi w_1^2 / \lambda)^2}} \quad (2.12)$$

Ist der Wert der Brennweite f der Linse einmal gewählt (und damit die Linse spezifiziert), so enthält die Gleichung (2.7) immer noch zwei Freiheitsgrade: das Verhältnis $\frac{w_{0,1}}{w_{0,2}}$, was im wesentlichen einer Vergrößerung (bzw. Verkleinerung) der Ursprungsstrahltaille $w_{0,1}$ durch die Transformation mit der Linse entspricht und die Distanz d_1 zwischen $w_{0,1}$ und der Linsenhauptebene. Da die Gleichung somit einen unabhängigen Eingangs- und einen unabhängigen Ausgangsparameter besitzt, kann z. B. eine gewählte Strahltransformation durch unendlich viele Kombinationen der Abbildungsgeometrie realisiert werden.

Die oben beschriebenen Beziehungen zwischen den Strahlparametern machen es möglich, die Abbildung eines Gaußstrahls durch Linsen zu beschreiben. Diese sehr anschauliche Beschreibung basiert auf der Gaußschen Näherung; Aberrationseffekte können damit nicht beschrieben werden.

Ein Sonderfall der Strahlmodifizierung soll hier noch angesprochen werden: das **Kollimieren** eines Gaußstrahls. Da es aufgrund der Beugung nicht möglich ist, einen wirklich kollimierten Strahl zu erzeugen, ist die Frage nach einer Definition der Kollimation nahelegend.

Hier finden sich in der Literatur zwei verschiedene Definitionen [O'S85] (siehe Abb. 2.8):

- Minimieren der Strahldivergenz θ
- Maximieren der Distanz *Linsenhauptebene–neue Strahltaille* (d_2)

Durch Differenzieren der Gleichung (2.10) nach d_1 kann gezeigt werden, daß die Strahldivergenz θ_2 minimal ist, wenn gilt: $d_1 = f$. Das bedeutet, daß die Ursprungsstrahltaille in der vorderen Brennebene der Linse positioniert wird. Die neue Strahltaille liegt dann in der hinteren Brennebene der Linse.

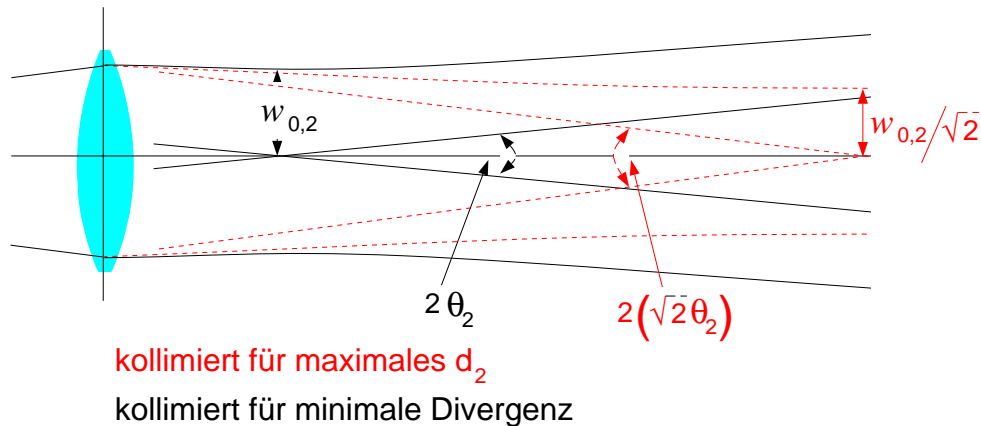


Abbildung 2.8: Vergleich der zwei verschiedenen Definitionen eines kollimierten Gaußstrahls. Die durchgezogenen Linien zeigen den Strahlumriß und die Asymptoten bei Kollimation für minimale Divergenz. Die gestrichelten Linien stellen den Strahlumriß und die Asymptoten für den Fall der Kollimation für maximale Distanz d_2 dar. Die kollimierte Strahltaile $w_{0,2}$ ist im zweiten Fall um den Faktor $\sqrt{2}$ kleiner, die Strahldivergenz um den selben Faktor größer.

Ebenso läßt sich durch Differenzieren der Gleichung (2.11) zeigen, daß die zweite Definition erreicht wird, wenn die Ursprungsstrahltaile in der Distanz

$$d_1 = f + \frac{\pi w_{0,1}^2}{\lambda} \quad (2.13)$$

positioniert ist.

In diesem Abschnitt wurden die Grundlagen der Gaußstrahlen dargelegt, mit deren Hilfe Laser und Fasern beschrieben werden können. Dabei wurde eine wellentheoretische Beschreibung von Gaußstrahlen im Raum gegeben und die Abbildung durch Linsen in Gaußscher Näherung hergeleitet. Der Begriff der Kollimation wurde beschrieben und in Abbildung (2.8) dargestellt. Diese Grundlagen dienen im nächsten Kapitel der Berechnung des optischen Systems eines Polarisations-diversitiven Heterodynempfängers.

Kapitel 3

Entwurf des LIGA–Heterodynempfängers

Der erste Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Erstellung des Systementwurfs eines *balancierten Polarisations–diversitiven* Heterodynempfängers. Dieser Entwurf wird in diesem Kapitel unter Verwendung kommerzieller optischer Komponenten berechnet. Als Basis dieser Berechnungen dienen die in Kapitel 2 erarbeiteten Grundlagen. Der resultierende Systementwurf wurde im Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) prototypisch mit der LIGA–Technik realisiert und wird im Rahmen dieser Arbeit als Grundlage für die Strategie zur Erstellung eines bezüglich der Massenfertigung robusten Mikrosystems verwendet (Abb. 3.1).

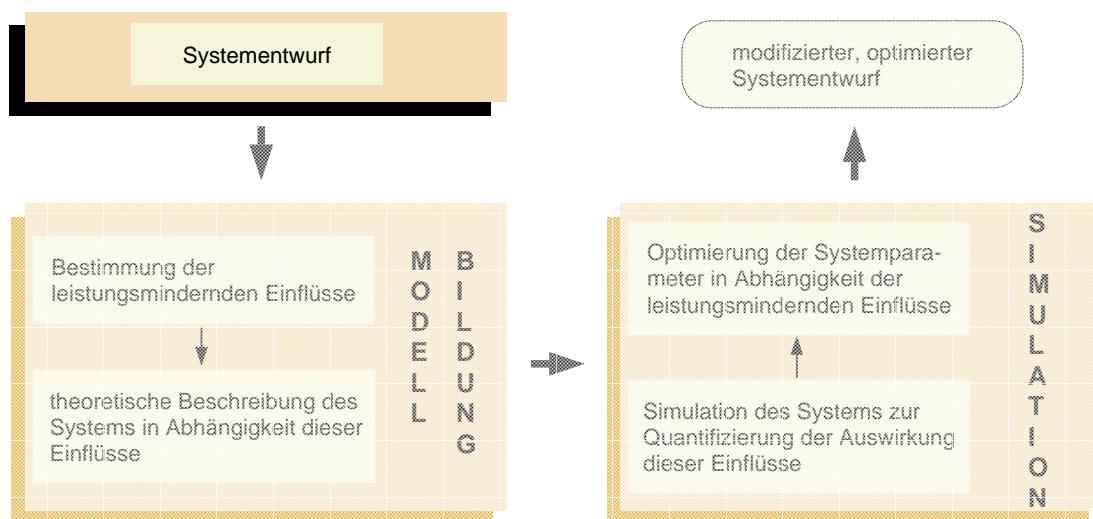


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung. Der hervorgehobene Arbeitsschritt **Systementwurf** wird in diesem Kapitel diskutiert.

Ein Konzept der Herstellung mikrooptischer Funktionsmodule, das im IMT verfolgt wird, ist der hybride Aufbau auf der Basis mikrooptischer Bänke [Moh98]. Zum Zweck der justierten Integration von passiven und aktiven optischen Komponenten in die mikrooptische Bank werden Haltestrukturen und Anschlagkanten geformt, die mit hoher Präzision an den für den optischen Strahlengang erforderlichen Positionen strukturiert werden. Dieses Konzept des modularen Aufbaus auf Basis einer mikrooptischen Bank findet beim Heterodynempfänger Anwendung. Die LIGA–Technik wird zur Herstellung der Halte– bzw. Anschlagstrukturen für die optischen Komponenten verwendet. Die optischen Komponenten selbst sind kommerzielle Produkte. Das empfangene Signal wird mittels einer *Single Mode*–Faser in das System eingespeist. In Bezug auf die Position des lokalen Oszillators sind langfristig zwei verschiedene Entwürfe des Empfängers vorgesehen:

- Die “klassische” Variante: die Halbleiterlaserdioden, welche das Überlagerungssignal erzeugt, ist direkt am Empfänger positioniert. Diese Variante hat den Nachteil, daß die Laserdioden einen nicht unerheblichen Anteil an Abwärme erzeugen, die zu Materialverzügen führen kann und in jedem Fall aufwendig abtransportiert werden muß, damit sich der Laser nicht verstimmt.
- Das Überlagerungssignal wird, analog zum empfangenen Signal, über eine *Single Mode*–Faser eingespeist. Die Laserdioden sind so nicht unmittelbar am Empfänger angebracht und die oben beschriebenen Temperatureffekte können vermieden werden. Diese Lösung hat jedoch den Nachteil, daß zusätzliche Koppelverluste durch das Einspeisen des lokalen Oszillatorsignals in die Faser entstehen. Je nach Art der Laser–Faser–Kopplung liegen diese Verluste im Bereich von $[-6.2 \dots -1.8]dB$ [Sar79].

Die beiden beschriebenen Entwurfsvarianten unterscheiden sich im wesentlichen durch das optische System, das der Modifizierung der Strahlparameter dient.

3.1 Das optische System des LIGA–Heterodynempfängers

Im ersten Schritt wird das optische Abbildungssystem des Heterodynempfängers bestimmt. Als Stabilitätsvoraussetzung gilt, daß das mikrooptische System die Gaußstrahlen von empfangenem Signal und Überlagerungssignal kollimieren muß.¹ Weiterhin soll die kollimierte Strahltaile in einer Weise auf die Photodiode treffen, daß die aktive Zone der Photodiode ausgeleuchtet aber nicht überstrahlt wird.² Der Radius der Kugellinsen, die für das Abbildungssystem verwendet werden, ist mit $r = 450\mu m$ vorgegeben. Dies rührt daher, daß die mit dem LIGA–Verfahren produzierten Haltestrukturen auf eine Höhe von maximal $900\mu m$ begrenzt sind. Die relevanten Systemparameter sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet.

Zur Realisierung des balancierten Polarisations–diversitiven Heterodynempfängers

¹Die Kollimation bewirkt, daß sich die Strahlparameter in Abhängigkeit von der Distanz zur Strahltaile nur minimal ändern. Die Strahlparameter kollimierter Strahlen sind somit vergleichsweise stabil gegenüber Distanzänderungen, die z.B. von Toleranzen herrühren können.

²Nur die Energie, die von der aktiven Zone der Photodiode aufgenommen wird, ist für die Signalauswertung relevant.

Systemparameter				
Operationswellenlänge [nm]	Brechungsindex der Prismen ($\lambda = 1550\text{nm}$)	Spotradius der Faser [μm]	Spotradius des Lasers [μm]	Durchmesser der Photodiode [μm]
1550	1.5	5.25	1.81 ; 1.2 _⊥	90

Tabelle 3.1: Auflistung der relevanten Systemparameter. Die Laserdiode strahlt elliptisch ab, daher sind die Radien der Strahltaillen für die beiden Halbachsen der Abstrahlung angegeben.

müssen sowohl das empfangene Signal als auch das lokale Oszillatorsignal in zwei Teile mit orthogonalen Polarisationsrichtungen aufgespalten werden. Desweiteren muß eine Intensitätsstrahlteilung des gekoppelten Wellenfeldes durchgeführt werden, so daß zwei Anteile mit jeweils 50% der Ursprungsintensität und einer Phasendifferenz von π entstehen (siehe Kapitel 2.1). Diese Strahlteilungen werden in dem hier diskutierten Entwurf mit kommerziellen Prismen realisiert [Kho90]. Es kommen dabei Prismen verschiedener Abmessung zum Einsatz (Abb. 3.2, Tab. 3.2), die würfelförmig angeordnet sind (Abb. 3.3). Die Ausdehnung der Prismen gibt die geometrische Abmessung des Empfängers vor und

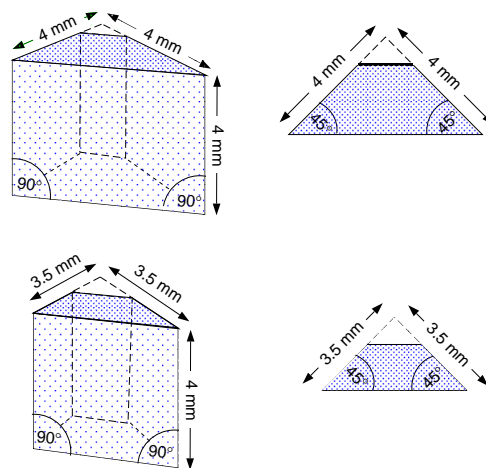


Abbildung 3.2: Abmessung der Strahlteilerprismen. Links jeweils die räumliche Ansicht, rechts der Aufriß.

damit auch den minimalen Abstand zwischen der Strahltaile des in das System eingespeisten Signals und der Photodiode. Es muß also ein Linsensystem gefunden werden, welches die kollimierte Strahltaile um mindestens diese Distanz auf die Photodiode abbildet. Der Laufweg des Strahls befindet sich hauptsächlich im Glas des Prismenwürfels, wodurch die optische Weglänge des Gesamtsystems vergrößert wird. Für die Abbildung des Gaußstrahls bedeutet dies, daß sich die Position d_2 der Strahltaile um die Distanz

d_{2Mat} verschiebt:

$$d_{2Mat} = z_{Mat} \left(1 - \frac{1}{n}\right) \quad \text{mit } z_{Mat} \dots \text{Materialdicke} \quad (3.1)$$

Abmessung der passiven optischen Komponenten			
Radius der Kugellinse [μm]	Höhe der Prismen [μm]	Schenkellänge der "großen" Prismen [μm]	Schenkellänge der "kleinen" Prismen [μm]
450	4000	4000	3500

Tabelle 3.2: Auflistung der Abmessung der passiven optischen Komponenten.

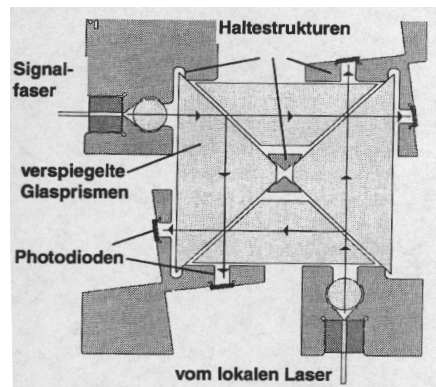


Abbildung 3.3: Aufsicht auf den Entwurf des balancierten Polarisations-diversitiven Heterodynempfängers [Moh98].

Um eine problemlose Bestückung der mikrooptischen Bank mit den optischen Komponenten gewährleisten zu können, muß ein gewisser Freiraum eingeplant werden. Dieser beträgt für den Einbau der Strahlteilerprismen ca. $250\mu m$ für Vorder- und Rückseite. Somit läßt sich die minimale Distanz d_{2min} , in welcher die kollimierte Strahltaile abgebildet wird, im Referenzmedium Luft berechnen [Sie97]:

$$d_{2min} = z_{Mat} - d_{2Mat} + 500\mu m \approx 4250\mu m$$

Das abbildende Linsensystem muß also die folgenden Anforderungen erfüllen:

- Abbildung der kollimierten Strahltaile in einer minimalen Distanz von $4250\mu m$ im Referenzmedium Luft
- Radius der Strahlweite am Ort der Photodiode von $\leq 90\mu m$, damit eine Überstrahlung der Photodiode verhindert wird

Das empfangene Signal (und beim laserfreien Entwurf auch das Überlagerungssignal) wird durch eine Faser in das optische System eingespeist. Unter Berücksichtigung der Abstrahlcharakteristik der Faser läßt sich mit dem in Abschnitt 2.2.2 angegebenen Formelsatz der Brechungsindex der Kugellinse mit dem gegebenen Radius $450\mu m$ berechnen, so daß die erste Forderung an die Abbildung erfüllt ist. Das Schaubild (3.4) zeigt die Abhängigkeit der Strahltaillenposition vom Brechungsindex der Kugellinse. Eine Linse

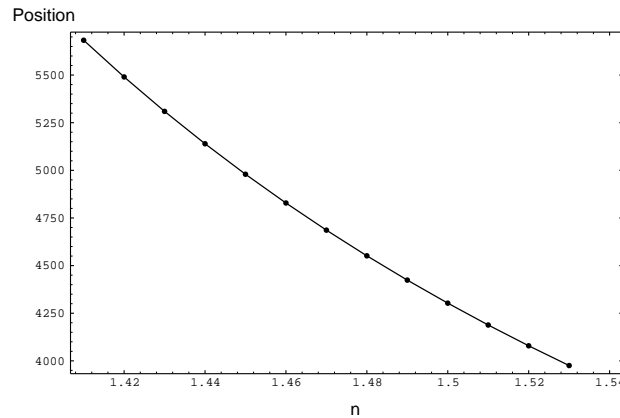


Abbildung 3.4: *Abhängigkeit der Position der abgebildeten Strahltaille vom Brechungsindex der Kugellinse.*

mit einem Brechungsindex ≤ 1.54 bildet die kollimierte Strahltaille in der gewünschten Distanz $\geq 4250\mu m$ ab. Der Brechungsindex von 1.5 bei einer Wellenlänge von $1550nm$ erfüllt die Forderung eines kompakten Entwurfs des Heterodynempfängers am besten und wird von der Firma Schott als Linsenmaterial BK7 angeboten [Sch96].

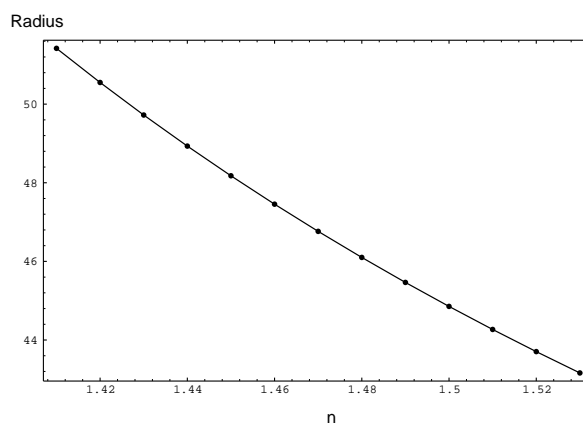


Abbildung 3.5: *Abhängigkeit der Größe des Spotradius vom Brechungsindex der Kugellinse.*

Desweiteren ist es möglich, den Spotradius des Gaußstrahls in Abhängigkeit vom Brechungsindex der kollimierenden Linse zu bestimmen. Dieser Sachverhalt wird in Schau-

bild (3.5) wiedergegeben. Der Durchmesser der aktiven Zone der Photodiode beträgt $90\mu m$ (s. Tab. 3.1). Für den Spotradius der modifizierten Strahltaile muß also gelten: $w_2 \leq 45\mu m$. Diese Forderung wird von einer Kugellinse erfüllt, deren Brechungsindex ≥ 1.5 ist.

Aus den Abbildungen (3.4) und (3.5) wird deutlich, daß die Modifizierung der Faserabstrahlung mit einer Kugellinse vom Radius $450\mu m$ und einem Brechungsindex von 1.5 bei einer Wellenlänge von $1550nm$ beide Anforderungen an das System erfüllt.

Die Distanz d_1 , in der sich die Kugellinse von der Faserstirnfläche befinden muß, um den Gaußstrahl zu kollimieren, berechnet sich mit Gleichung (2.13) zu: $d_1 = 731\mu m$. Die geometrischen Parameter, die zur Kollimierung der Faserabstrahlung im LIGA-Heterodynepfänger verwendet werden, sind in der Tabelle (3.3) aufgelistet. Die Distanzen l_2 und l_4 unterscheiden sich in Abhängigkeit vom Strahlengang, um den variierenden Laufweg im Material zu kompensieren (s. Abb. 3.6).

geometrische Parameter				
	$l_1[\mu m]$	$l_2[\mu m]$	$l_3[\mu m]$	$l_4[\mu m]$
SG_1	730	750	5657	500
SG_2	730	868	4950	618
SG_3	730	868	5300	500
SG_4	730	750	5300	618

Tabelle 3.3: Auflistung der geometrischen Parameter des Systementwurfs für die verschiedenen Strahlengänge.

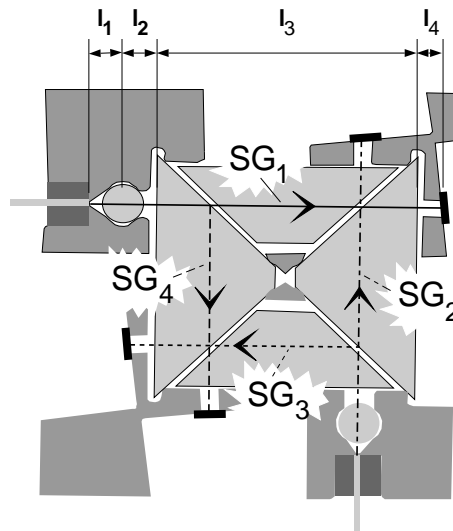


Abbildung 3.6: Mögliche Strahlengänge ($SG_{1,2,3,4}$) im laserfreien Heterodynepfänger.

Denselben Anforderungen an die kollimierten Strahlparameter muß nun auch die wesentlich divergenter abstrahlende Laserdiode genügen, die beim Laser-Entwurf als lokaler Oszillator unmittelbar am Empfänger eingesetzt wird. Berechnet man für die mittlere Strahltaile $w_{1m} = \sqrt{w_{\parallel} \cdot w_{\perp}}$ den Größenbereich der mittleren kollimierten Strahltaile w_{2m} in Abhängigkeit vom Brechungsindex, so ergibt sich für die kollimierte Strahltaile der Bereich (s. Abb. 3.7):

$$w_{2m} : [186.4\mu m \dots 106.5\mu m] \quad (3.2)$$

$$\text{für } n : [1.4 \dots 2.0] \quad (3.3)$$

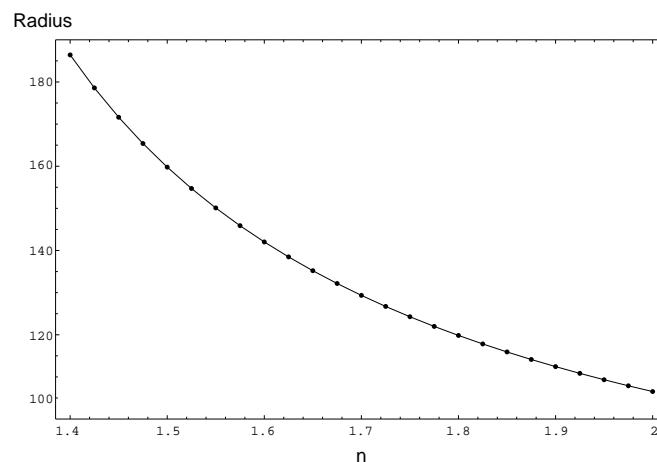


Abbildung 3.7: Abhängigkeit der Größe des Spotradius vom Brechungsindex der Kugellinse im Falle des divergent abstrahlenden Lasers.

Da der Radius der aktiven Zone der Photodiode nur ca. $45\mu m$ groß ist, führt die Kollimation des Laserstrahls mit einer einzelnen Kugellinse zu einer enormen Überstrahlung und damit zu einem hohen Leistungsverlust. Auswege aus diesem Dilemma bieten:

- Verzicht auf die Kollimation
- Verwendung eines Linsensystems, das aus zwei Kugellinsen besteht

Beim Verzicht auf die Kollimation muß ein Linsenmaterial gefunden werden, mit dessen Hilfe die refokussierte Strahltaile mit einem Spotradius von $w_{2m} = 45\mu m$ in einer Distanz von $4250\mu m$ abgebildet wird. Zur Untersuchung dieses Ansatzes wurden Berechnungen der Position der refokussierten Strahltaile w_{2m} in Abhängigkeit vom Brechungsindex durchgeführt (s. Abb. 3.8). Nach Gleichung (2.8) gibt es, je nach Wahl des Vorzeichens, zwei mögliche Positionen der refokussierten Strahltaile. Diese zwei Positionen d_2 sind in den beiden Graphen (Abb.3.8) in Abhängigkeit vom Brechungsindex aufgetragen. Daraus ist ersichtlich, daß es nicht möglich ist, den Laserstrahl so zu modifizieren, daß die transformierte Strahltaile mit einem Radius von $45\mu m$ in einer Distanz von $4250\mu m$ abgebildet wird.

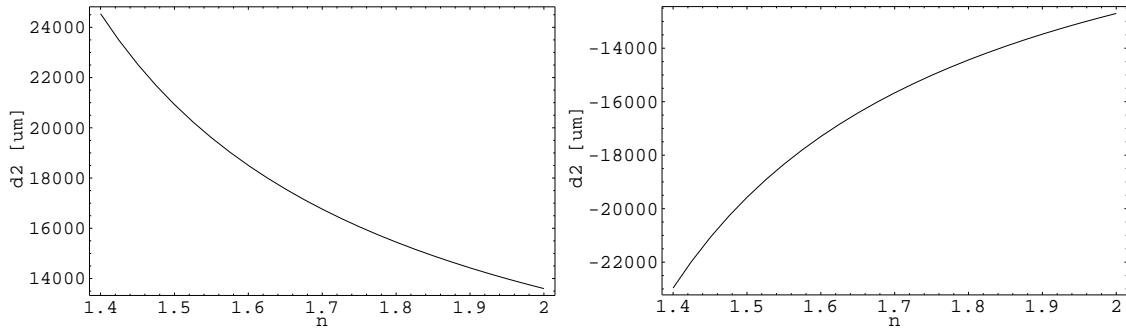


Abbildung 3.8: Position d_2 der refokussierten Strahlteile in Abhängigkeit vom Brechungsindex für $w_{1m} = \sqrt{w_{\parallel}w_{\perp}}$ und $w_{2m} = 45\mu\text{m}$. In Abhängigkeit vom Vorzeichen in der Gleichung (2.8) werden zwei mögliche Positionen d_2 der modifizierten Strahlteile gefunden.

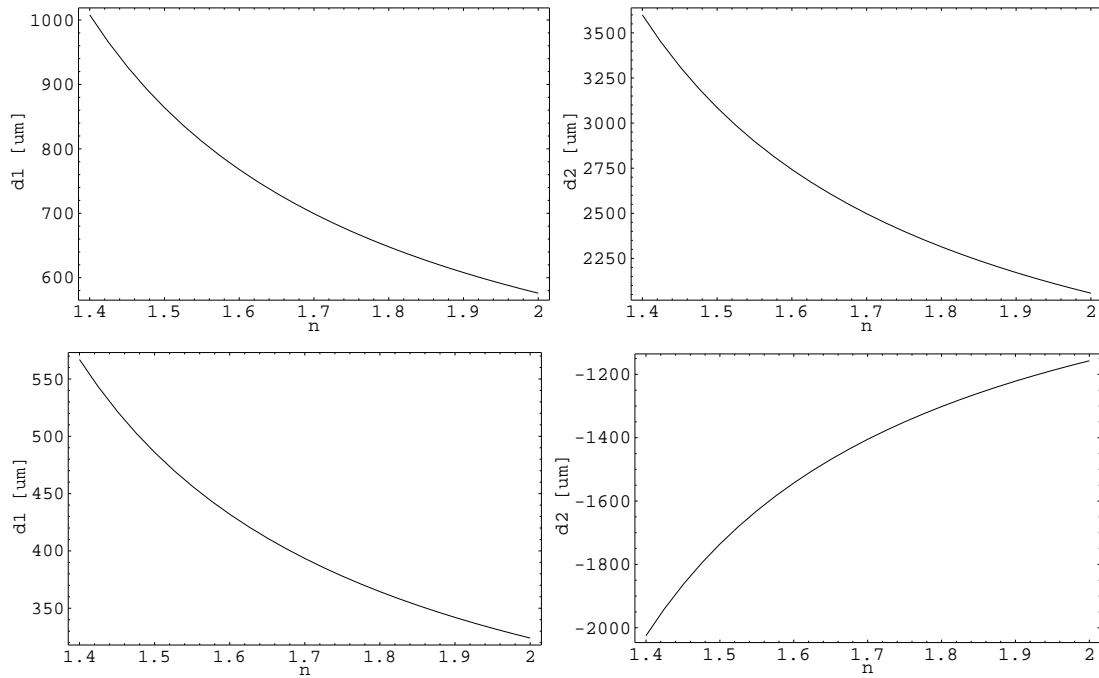


Abbildung 3.9: Position der Strahlteile in Abhängigkeit vom Brechungsindex für $w_{1m} = \sqrt{w_{\parallel}w_{\perp}}$ und $w_{2m} = 5.25\mu\text{m}$.

Verwendet man hingegen ein Linsensystem, das aus zwei Kugellinsen besteht, so ist es möglich, mittels der ersten Linse den Laserstrahl so zu transformieren, daß die modifizierten Strahlparameter denen der Faser entsprechen. Brechungsindex und Position dieser Kugellinse können mit dem Gleichungspaar (2.7, 2.8) bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in den Graphen der Abbildung (3.9) zu sehen. Die obere Reihe entspricht den Gleichungen (2.7, 2.8) mit positivem, die untere mit negativem Vorzeichen. Die mit dem negativen Vorzeichen errechneten Positionen liegen für den Abstand d_2 im negativen Be-

reich und können somit nicht realisiert werden.

Die obere Reihe der Abbildung (3.9) gibt also die möglichen Brechungsindices und die damit verbundenen Distanzen d_1 und d_2 der ersten Kugellinse an. Es ist zu erkennen, daß der Brechungsindex der ersten Kugellinse beliebig aus dem Bereich $n : [1.4 \dots 2.0]$ ausgewählt werden kann. Einzig die Distanzen der Kugellinse zu der ursprünglichen Strahltaile (d_1) und zu der abgebildeten Strahltaile (d_2) vergrößern sich mit abnehmendem Brechungsindex der Linse. Um das Linsensystem so kompakt wie möglich zu halten, bietet es sich an, eine Kugellinse mit dem Brechungsindex 2.0 bei einer Wellenlänge von $1550nm$ zu verwenden, da so die Distanzen d_1 und d_2 verringert werden können. Dieser Brechungsindex wird zum Beispiel von dem Linsenmaterial LaSF35 der Firma Schott erreicht.

Somit ist also eine Kugellinse gefunden, welche die Laserabstrahlung so modifiziert, daß die Strahlparameter mit der Faser übereinstimmen. Dies bedeutet, daß für die Kollimation der modifizierten Laserstrahltaile die für die Faser errechnete Kugellinse mit dem Brechungsindex $n = 1.5$ eingesetzt werden kann. Damit ist gewährleistet, daß die Abbildung der Laserabstrahlung mit zwei Kugellinsen zu denselben Strahlparametern führt wie die Kollimation der Faserabstrahlung mit einer Linse. Die Überlagerung der beiden modifizierten Strahlen am Ort der Photodiode führt, unter der Voraussetzung von aberrationsfreien und ideal angeordneten Linsen, zu einer maximalen Verstärkung des empfangenen Signals durch das lokale Oszillatorsignal.

geometrische Parameter					
	$l_1[\mu m]$	$l_2[\mu m]$	$l_3[\mu m]$	$l_4[\mu m]$	$l_5[\mu m]$
SG_1	580	2780	750	5300	618
SG_2	580	2780	750	5657	500

Tabelle 3.4: Auflistung der geometrischen Parameter des Systementwurfs für die Strahlengänge des lokalen Oszillators.

In der Tabelle (3.4) sind die geometrischen Parameter für die Strahlengänge des lokalen Oszillators dargestellt, die Abbildung (3.10) zeigt die verschiedenen Strahlengänge dieser Realisierung.

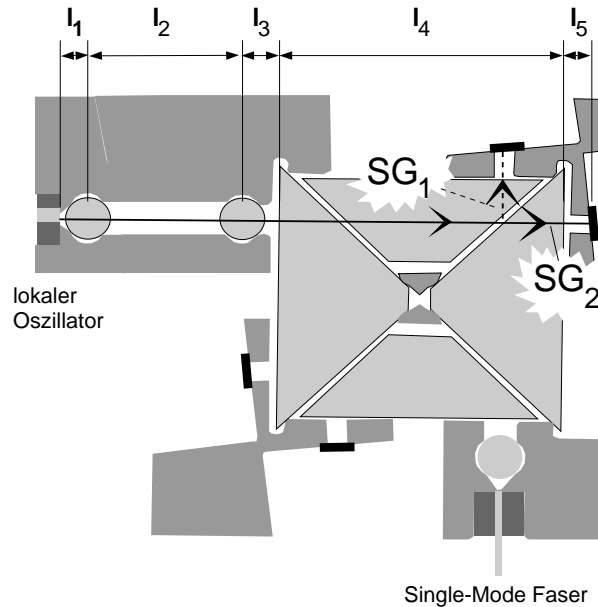


Abbildung 3.10: Mögliche Strahlengänge ($SG_{1,2}$) im LIGA-Heterodynempfänger mit lokalem Oszillator.

3.2 Experimentelle Bestätigung des laserfreien Entwurfs

Auf der Grundlage der in Abschnitt 3.1 berechneten und in der Tabelle (3.3) aufgelisteten geometrischen Parameter des optischen Systems des laserfreien Heterodynempfängers wurde im Institut für Mikrostrukturtechnik ein Empfangsmodul prototypisch gefertigt [Zie99]. Eine REM (Raster-Elektronen-Mikroskop)-Aufnahme dieses Empfangsmoduls ist in der Abbildung (3.11) dargestellt.

Anhand dieser mikrooptischen LIGA-Bank wurden die Strahlengänge und die Abbildung der Strahltaillen durch die Kugellinsen durch Messungen überprüft [Zie99]. Dazu wurde die Überlagerung von Sendesignal und Überlagerungssignal an der Position der Photodiode mit einer CCD (Charge-Coupled Device)-Kamera aufgenommen. In der Abbildung (3.12) ist die Bestrahlungsstärke-Verteilung dieser Überlagerung dargestellt.

Diese Bestrahlungsstärke-Verteilung des überlagerten Signals an der Position der Photodiode zeigt, daß der in Abschnitt 3.1 berechnete mikrooptische Aufbau des laserfreien Entwurfs die Überlagerung von empfangenem Signal und Überlagerungssignal sicherstellt.

Weiterhin ist die Strahlweite der Intensitätsverteilungen an der Position der Photodiode von Interesse. Um eine quantitative Analyse der Überlagerung durchführen zu können, wurde die Bestrahlungsstärke-Verteilung am Ort der Photodiode jeweils bei ausgeschaltetem Sendelaser und bei ausgeschaltetem Überlagerungslaser mit der CCD-Kamera aufgenommen [Zie99]. Der Schnitt durch die hierdurch gewonnenen drei Bestrahlungsstärke-Verteilungen ist in Abbildung (3.13) dargestellt. Die Schnitttrichtung ist *parallel* zum Substrat gewählt. Mittels eines Gaußfits an die jeweiligen Bestrahlungsstärke-Verteilungen

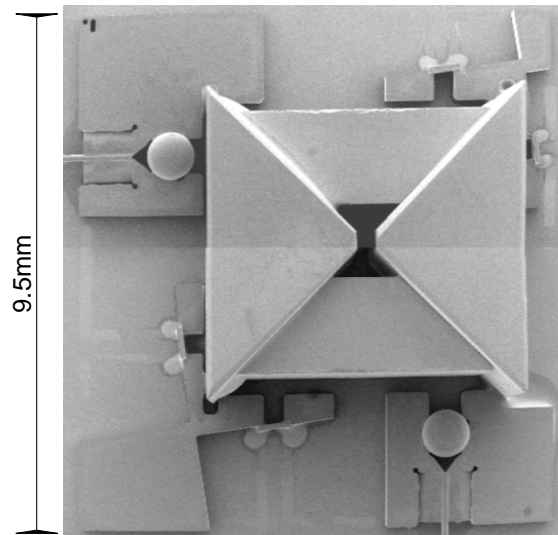


Abbildung 3.11: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme eines vollständig bestückten LIGA-Heterodynempfängers.

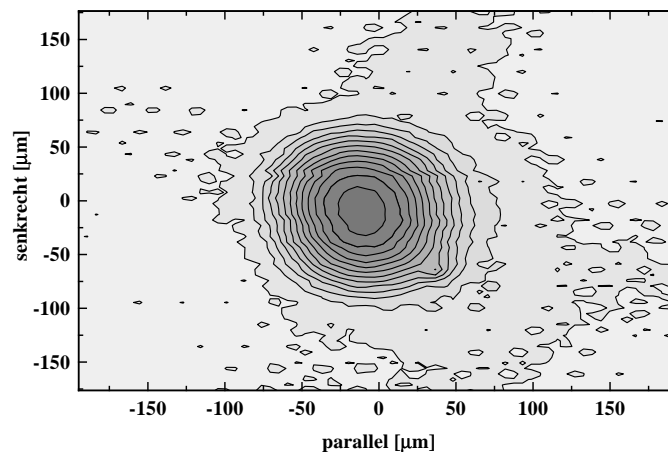


Abbildung 3.12: Bestrahlungsstärke-Verteilung der Überlagerung von empfangenem Signal und Überlagerungssignal beim laserfreien Heterodynempfänger. Die Richtung senkrecht bezeichnet die Richtung senkrecht zur optischen Achse und senkrecht zum Substrat, parallel kennzeichnet die Richtung senkrecht zur optischen Achse und parallel zum Substrat.

kann die Strahlweite bestimmt werden. Diese ergibt sich zu $47\mu\text{m}$ [Zie99]. Der Designwert der Strahlweite von $45\mu\text{m}$ an der Position der Photodiode wird somit durch die Messung der Bestrahlungsstärke-Verteilung im Rahmen der Meßgenauigkeit bestätigt.

Aus der Abbildung (3.13) wird jedoch auch deutlich, daß die Schwerpunkte der Verteilungen von empfangenem Signal und Überlagerungssignal nicht übereinanderliegen. Eine

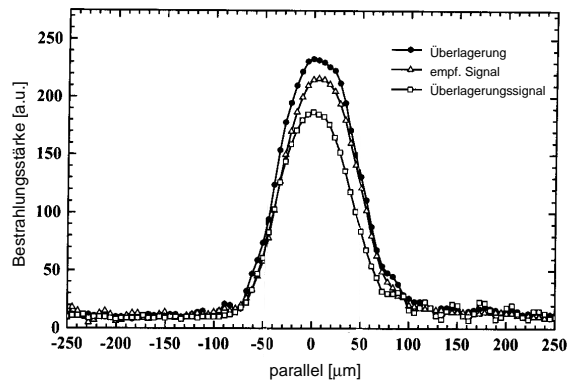


Abbildung 3.13: Schnitt durch die Bestrahlungsstärke-Verteilungen der Überlagerung, des empfangenen Signals und des Überlagerungssignals. Die Schnitttrichtung ist parallel zum Substrat.

Vermessung des Abstandes der Bestrahlungsstärke-Verteilungen ergibt einen Wert von $5.1\mu\text{m}$ [Zie99]. Dies bringt deutlich zum Ausdruck, daß das optische System des Heterodynempfängers durch Toleranzeffekte gestört ist.

Kapitel 4

Leistungsmindernde Einflüsse

Dieses Kapitel widmet sich dem zweiten Schwerpunkt der Arbeit, der *Bestimmung der leistungsmindernden Einflüsse* (siehe Abbildung (4.1)).

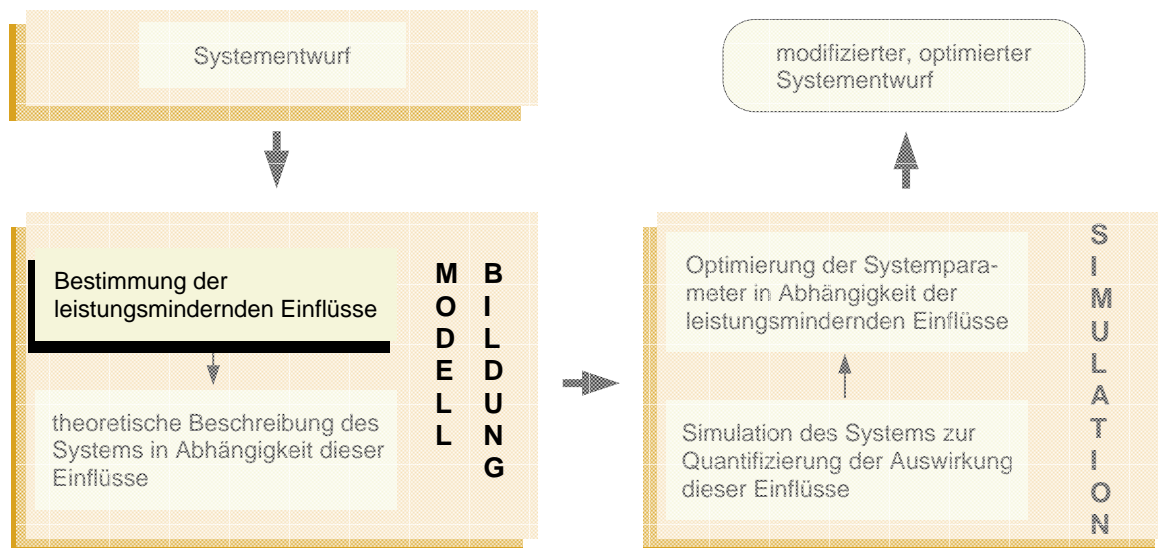


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung. Der hervorgehobene Arbeitsschritt **Bestimmung der leistungsmindernden Einflüsse** wird in diesem Kapitel diskutiert.

Diese Einflüsse sind im wesentlichen in den Bereichen *Fertigung*, *Umgebungstemperatur* und *physikalische/optische Phänomene* zu finden.

Die Fertigung der Haltestrukturen des Heterodynempfängers wird mit der LIGA-Technik durchgeführt. Es ist also notwendig, die LIGA-Prozessschritte auf ihre Fertigungsgenauigkeit hin zu untersuchen. Ebenso sind auch die kommerziellen optischen Komponenten, die beim Aufbau des Empfängers zum Einsatz kommen, toleranzbehaftet. Die Informationen über die Herstellungstoleranzen ihrer Produkte werden von den Herstellern bereitgestellt.

Damit können die Fertigungstoleranzen in den Simulationen und Optimierungen berücksichtigt werden.

Ein anderer wichtiger Punkt, der einen Einfluß auf die Funktionstüchtigkeit des Empfangsmoduls ausübt, rührt vom Einsatzort her. Hier müssen die Einflüsse von Temperaturschwankungen, die tageszeitlicher bzw. jahreszeitlicher Natur sein können, auf die Struktur des Empfängers simuliert werden. Diese Simulationen werden mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode durchgeführt. Sind die Materialverzüge in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur bekannt, so können daraus resultierende Positionsänderungen der optischen Komponenten bei den optischen Simulationen berücksichtigt werden.

Der dritte wichtige Punkt zu berücksichtigender Effekte betrifft die optischen Phänomene. Hierunter fällt einerseits die Dispersion, d.h. die Abhängigkeit des Brechungsindex eines Materials von der Wellenlänge der elektromagnetischen Welle, Einflüsse von Temperaturänderungen auf den Brechungsindex aber auch die sphärische Aberration der abbildenden Linsen. Die beiden ersten optischen Effekte werden in diesem Kapitel behandelt, der letztere, die sphärische Aberration, wird in Kapitel 6 diskutiert.

4.1 Herstellungstoleranzen der kommerziellen optischen Komponenten

Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, sind die Kugellinsen und Strahlteilerprismen, mit denen der Heterodynempfänger bestückt ist, kommerzielle Produkte. Auch diese Produkte unterliegen Toleranzen, welche die Hersteller in Produktblättern mitteilen. Im wesentlichen handelt es sich dabei bei den Kugellinsen um Genauigkeitsbegrenzungen beim Radius und bei den Prismen um Winkelfehler. In Abbildung (4.2) sind die Toleranzbereiche für beide Produkte aufgezeigt.

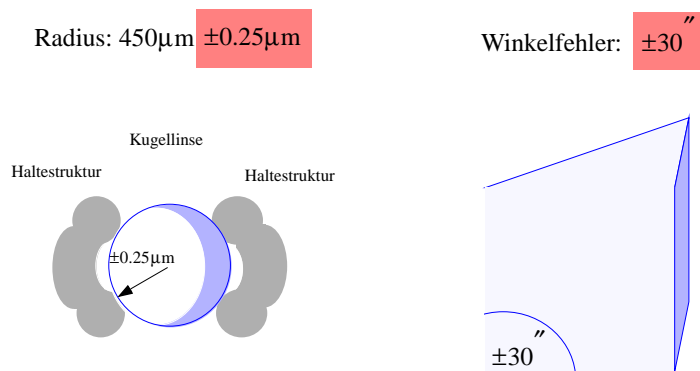


Abbildung 4.2: Darstellung der relevanten Herstellungstoleranzen der kommerziellen passiven optischen Produkte, die im Heterodynempfänger zum Einsatz kommen.

4.2 Fertigungsbedingte Toleranzen beim LIGA-Prozeß

Zur Fertigung hochpräziser Mikrostrukturen mit großer Strukturhöhe wurde am Institut für Kernverfahrenstechnik (dem jetzigen Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT)) des Forschungszentrums Karlsruhe das LIGA-Verfahren entwickelt [Bec86]. Diese Methode wurde in den folgenden Jahren neben dem anisotropen Ätzen von einkristallinem Silizium und den reaktiven Trockenätzprozessen zu einem der bedeutendsten Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturen [Men93]. Der Name **LIGA** steht für die wichtigsten Prozeßschritte Röntgentiefenlithographie, **G**alvanik und **A**bformung. Die einzelnen Prozeßschritte sind im Anhang A.5 geschildert.

Interessant für industrielle Anwendungen wird der LIGA-Prozeß durch die Möglichkeit der Abformung und der damit verbundenen Vervielfältigung durch Spritzguß, Reaktionsguß oder Prägeverfahren, also typische Verfahren für eine Massenfertigung. Das Vervielfältigungspotential des LIGA-Prozesses macht es für das Anwendungsfeld Mikrooptik notwendig, die Anschlag- und Haltestrukturen der aktiven und passiven optischen Komponenten bereits justiert zueinander zu fertigen. Erst die justierte Fertigung ermöglicht das automatisierte Bestücken der modular aufgebauten mikrooptischen Funktionseinheiten. Die justierte Fertigung hat neben dem großen Vorteil der Zeitersparnis (durch Wegfallen der aktiven Montage) den Nachteil, daß Toleranzen, die durch einen oder mehrere Schritte des LIGA-Prozesses entstehen, die Leistung des Mikrosystems mindern. Für komplexe mikrooptische Entwürfe können die Toleranzen über die Funktionstüchtigkeit des optischen Moduls entscheiden. Diese Umstände machen es notwendig, den mikrooptischen Entwurf im Hinblick auf diese Toleranzen und den damit verbundenen Auswirkungen auf die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems zu simulieren und gegebenenfalls zu optimieren. Für das mikrooptische Funktionsmodul, das in dieser Arbeit beispielhaft betrachtet wird, findet das LIGA-Verfahren lediglich in der Herstellung der Haltestrukturen der mikrooptischen Bank Anwendung, nicht aber in der Fertigung optischer Elemente. Aus diesem Grund kann bei der folgenden Betrachtung auf eine Diskussion der optischen Qualität der LIGA-Mikrostrukturen verzichtet werden. Für die Fertigung von vorjustierten Mikrostrukturen hat die Abweichung der Strukturkanten vom Lot den größten Einfluß, da diese Kanten als Positionieranschlüge oder als Haltestrukturen für die optischen Komponenten verwendet werden. Solche Abweichungen von der Senkrechten haben vielfältige Ursachen: die Mechanik während der Scan-Bewegung durch den Röntgenstrahl kann dazu genauso beitragen wie eine ungenügende Selektivität des Entwicklers oder die Röntgenstrahlung selbst [Men93].

4.2.1 Summe der Einflüsse aller Effekte auf die Kantensteilheit

Die LIGA-Prozeßschritte *Bestrahlung* und *Entwicklung* sind theoretisch beschreibbar und ihre Auswirkungen auf die Produktgüte simulierbar [Bec84], [Moh88].¹ Um die Einflüsse der anderen Prozeßschritte auf die Kantensteilheit der LIGA-Mikrostrukturen zu untersuchen, sind Experimente nötig. Diese Experimente werden in [Moh88] beispielhaft an einer

¹Eine detaillierte Betrachtung dieser Prozeßschritte hinsichtlich der Toleranzen findet sich im Anhang A.5.

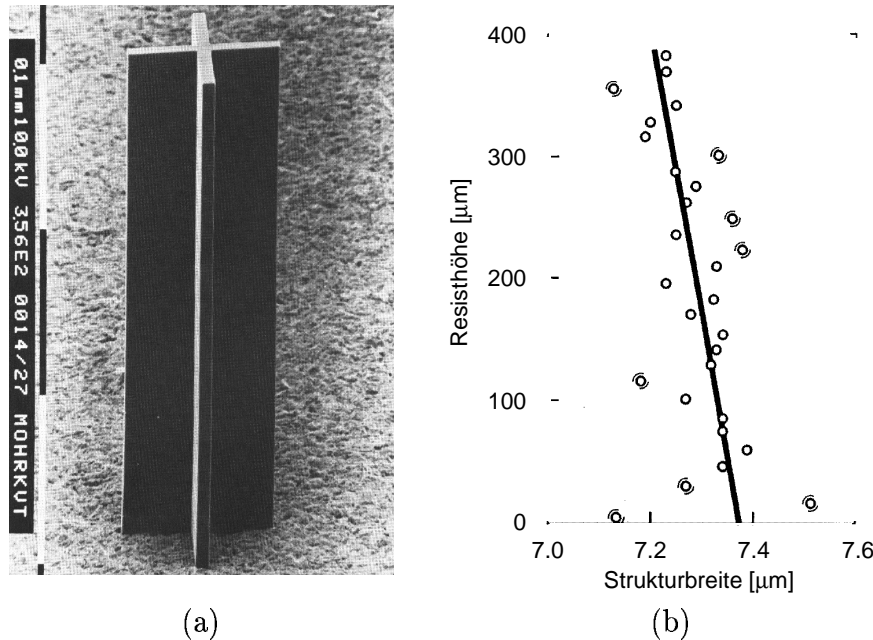


Abbildung 4.3: REM-Aufnahme der Teststruktur zur Bestimmung der Änderung der Strukturbreite entlang der Strukturhöhe (a) und Ausgleichsgerade durch die Meßpunkte (b). Die eingeklammerten Punkte fanden bei der Berechnung keine Berücksichtigung (aus [Moh88]).

Teststruktur beschrieben (siehe Abb. 4.3 (a)). Es wird dabei experimentell die Summe der Einflüsse aller Effekte auf die Änderung der Strukturbreite als Funktion von der Strukturhöhe untersucht. Dazu wurden an äquidistanten Punkten entlang der Strukturhöhe bei verschiedenen Teststrukturen die Strukturbreite gemessen und aufgetragen. Die Ausgleichsgerade gibt nun die Funktion der Änderung der Strukturbreite in Abhängigkeit von der Strukturhöhe an. Meßpunkte, die durch unvermeidbare Fehler wie zum Beispiel Staubkörner oder Beschädigungen beim Ablösen der Strukturen verursacht wurden, sind in Abbildung (4.3 (b)) eingeklammert dargestellt. Da diese Punkte stark von der Ausgleichsgeraden abweichen, wurden sie bei ihrer Berechnung nicht hinzugezogen [Moh88]. Die Änderung der Strukturbreite mit der Strukturhöhe wird dadurch zu $0.055\mu\text{m}$ pro $100\mu\text{m}$ ermittelt [Moh88].

Wie sensibel die Mikrostrukturierung mit dem LIGA-Prozeß tatsächlich ist, wird deutlich, wenn man berücksichtigt, daß ca. 28% der Meßergebnisse bei dieser Auswertung vernachlässigt wurden. Diese 28% der Ergebnisse wurden verursacht durch *unvermeidliche* Prozeßfehler, wie Staubkörner und Beschädigungen beim Ablöseprozeß und sind dem LIGA-Verfahren inhärente Probleme. Mit dem Anspruch der Entwurfs-Optimierung zur Vermeidung von Ausschuß bei der Massenproduktion müssen diese Ergebnisse, so weit sie abschätzbar sind, mit hinzugezogen werden. Zusätzlich zu der Kantenunschärfe muß noch eine Verringerung der Strukturbreite berücksichtigt werden. Diese wird in [Bec86] bei einer Strukturhöhe von $500\mu\text{m}$ mit $0.2\mu\text{m}$ angegeben (siehe Kap. 4.2). Die Halte- und Anschlagstrukturen des Heterodynempfängers haben eine Höhe von $900\mu\text{m}$, die Verringe-

Die Toleranzen der LIGA-Strukturen setzen sich also aus den zwei Effekten *Abweichung der Kantensteilheit vom Lot* und *Minderung der Strukturbreite* zusammen. Beide Effekte sind in Abbildung (4.4) dargestellt.

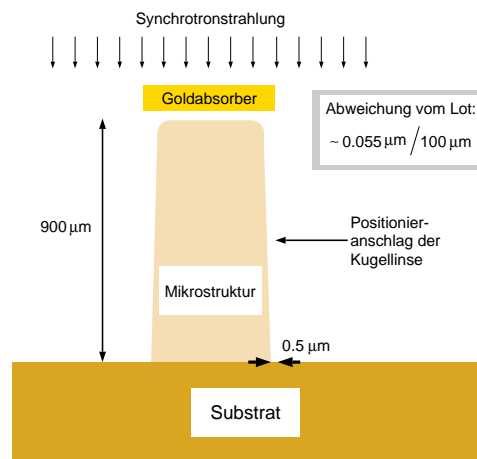


Abbildung 4.4: Darstellung der Strukturgenauigkeit, verursacht durch den Bestrahlungsschritt nach [Zie98].

4.3 Bestimmung der temperaturinduzierten Materialverzüge

Neben den oben diskutierten Effekten, die dem Fertigungsprozeß mit dem LIGA-Verfahren inhärent sind, müssen auch Umgebungseinflüsse auf die Positionsgenauigkeit der optischen Elemente berücksichtigt werden. Von diesen Umgebungseffekten hat die Änderung der Umgebungstemperatur einen direkten Einfluß auf die Positionen der in die LIGA-Haltestrukturen eingefügten optischen Elemente, da die Temperaturvariationen durch Kontraktion bzw. Dilatation des Materials zu Verzügen führen. Die Auswirkungen dieser Verzüge auf die Position der optischen Elemente wird in diesem Abschnitt untersucht. Dazu wurden in der Abteilung Mikrosystem-Informatik des Instituts für Angewandte Informatik Simulationsrechnungen mit der Methode der Finiten-Elemente (FEM) durchgeführt [Sch99].² Als Simulationswerkzeug kam dabei das Finite-Elemente Programm ANSYS zum Einsatz. ANSYS ist ein sogenanntes *General Purpose*-Programm, mit dem sich ein breites Problemfeld der technischen Physik bearbeiten läßt [Mü95b].

4.3.1 Geometriemodellierung

Der erste Schritt der FEM-Modellierung besteht aus der Erstellung eines *Geometriemodells* der zu modellierenden Strukturen. Das Geometriemodell des gesamten Heterodyn-

²Eine Beschreibung der Methode der Finiten-Elemente findet sich in Anhang A.6.

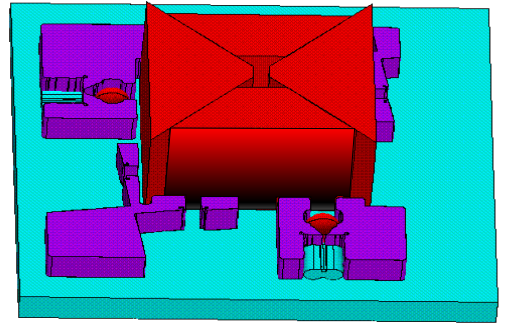


Abbildung 4.5: Geometriemodell des Heterodynempfängers [Stu97].

empfängers ist in Abbildung (4.5) dargestellt. Aufgrund der Komplexität des Entwurfs des Heterodynempfängers ist es notwendig, den Aufbau in kleinere Teilmodelle zu zerlegen, die unabhängig voneinander simuliert werden können [Stu97]. Somit ist es möglich, die Dichte der Knoten zu erhöhen und dadurch auch die Zuverlässigkeit der Ergebnisse. Bei der Erstellung der Teilmodelle muß darauf geachtet werden, daß Komponenten, die unmittelbar miteinander interagieren auch gemeinsam simuliert werden, also ein Teilmodell bilden. Der Gesamtentwurf des Empfängers kann in drei Teilmodelle zerlegt werden, die unabhängig voneinander als Input für die Simulationsrechnungen dienen:

- Haltestruktur der Faser
- Kugellinse und deren Haltestruktur
- Prismenblock und Anschlagstruktur

Eine Auflistung der beim Aufbau des Heterodynempfängers verwendeten Materialien und derer Parameter findet sich im Anhang A.7.

4.3.2 Simulation der Faserhalterung unter Temperaturlast

Aufgrund des modularen, bereits vorjustierten Aufbaus des LIGA–Heterodynempfängers kommt den Haltestrukturen eine große Bedeutung zu, da sie für die exakte Positionierung der optischen Komponenten im Strahlengang verantwortlich sind. In diesem Abschnitt wird die Auswirkung einer Temperaturänderung auf die Struktur und Form der Faserhalterung untersucht. Die Betrachtung findet bei einer Temperaturänderung von 40°C statt, die Bezugstemperatur ist bei 20°C festgelegt.

Für diese Untersuchungen wurden die folgenden Näherungen eingegangen:

- Die Haltestrukturen sind starr mit dem Substrat verbunden. Es werden keine Verschiebungen relativ zum Substrat berücksichtigt.

- Die Strukturänderung des Materials verhält sich in dem betrachteten Temperaturbereich linear.
- Die Strukturänderung der PMMA (Polymethylmethacrylat)–Halterung führt aufgrund des um eine Größenordnung geringeren E–Moduls nur zu vernachlässigbaren Strukturänderungen des Faserkerns.

Die erste Näherung stellt an den Kleber, der die Haltestruktur mit dem Substrat verbindet, die Forderung, im betrachteten Temperaturbereich ideal fest zu sein. Das lineare Verhalten der Materialparameter von PMMA ist in dem Temperaturbereich von $[\pm 40^\circ\text{C}]$ um die Raumtemperatur gewährleistet [Sch98]. Mittels Interpolation kann somit das Materialverhalten im Temperaturbereich von $[-20^\circ\text{C} \dots + 60^\circ\text{C}]$ bestimmt werden.

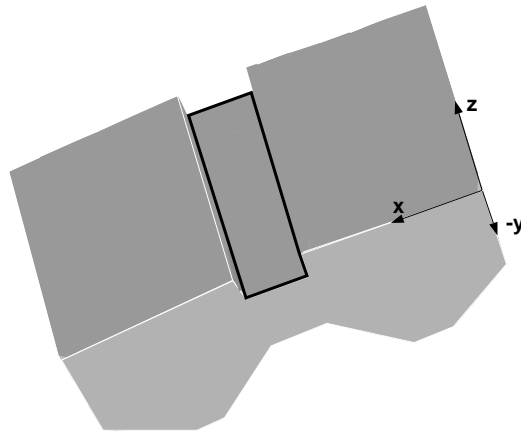


Abbildung 4.6: *Abbildung der Faserhaltestruktur. Schwarz eingerahmt ist der Boden des Faserschachts.*

Die Struktur des Faserhalteelements ist in der Abbildung (4.6) dargestellt. Das Koordinatenkreuz ist so gewählt, daß die z –Achse die Richtung der Strahlausbreitung angibt (*optische Achse*). Um eine Aussage über die Lage der Faser nach der Temperaturbeaufschlagung treffen zu können, ist es notwendig, die Form der Auflagefläche der Faser nach der Temperaturänderung zu kennen. Aus diesem Grund wurde eine *least-squares*–Kurvenanpassung (Fit) an die mit der Finite–Elemente–Methode berechneten Verschiebungsdaten durchgeführt. Die Kurvenanpassung wurde mit dem Softwaresystem *Mathematica*³ berechnet. Der Ebenen–Fit an die Verschiebungsdaten (obere Ebene) ist in Abbildung (4.7) im Vergleich zu den Positionsdaten ohne Temperaturlast (untere Ebene) dargestellt. Aus dieser Abbildung ist zu erkennen, daß die Temperaturlast eine Verschiebung der Grundfläche des Faserschachts von ca. $2.5\mu\text{m}$ in y –Richtung verursacht. Die Güte dieses Fits wird mit der Gleichung (4.1) bestimmt:

$$R = \frac{1}{N_b - N_p} \cdot \frac{\sum \Delta^2}{\sum y_c^2} \quad (4.1)$$

³ *Mathematica* ist ein Produkt der *Wolfram Research*.

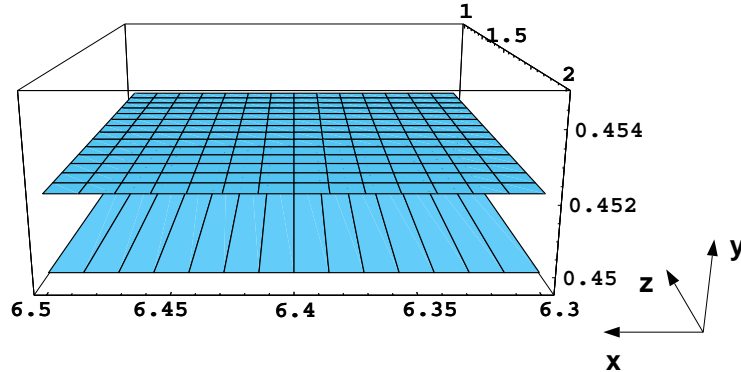


Abbildung 4.7: Darstellung der an die Verschiebungsdaten gefitteten Ebene (oben) und der Ebene ohne Temperaturlast (unten) der Auflagefläche der Faser.

$$\Delta = y_b - y_c$$

mit N_b ... Anzahl der Verschiebungsknoten
 N_P ... Anzahl der Parameter
 y_b ... y-Werte der Verschiebungsdaten
 y_c ... y-Werte der gefitteten Daten

Die Abweichung zwischen den Beobachtungswerten und den mit der Fitfunktion berechneten wird durch den R -Wert beschrieben. Je kleiner R ist, desto größer ist die Güte des Fits. R beträgt für den durchgeführten Ebenen-Fit $R = 8.0710^{-10}$. Die Streuung der Verteilung um den Erwartungswert läßt sich durch die Standardabweichung σ bestimmen. Die Standardabweichung der Kurvenanpassung ergibt sich zu: $\sigma = 9.2 \cdot 10^{-5}$. Die Form des Faserschachts nach Aufbringen der Temperaturlast läßt sich also sehr gut durch eine ebene Fläche approximieren. Der Neigungswinkel, der maximal durch die Temperaturerhöhung zu erwarten ist, berechnet sich aus der angepaßten Ebene zu $\alpha = \pm 0.037^\circ$.

Zusätzlich zu der Neigung und der y -Verschiebung der Faserhalterung verursacht eine Temperaturänderung auch Materialverzüge in x - und z -Richtung. In x -Richtung, die lateral zur optischen Achse verläuft, triffen die seitlichen Anschlagflächen des Faserschachts um ca. $\pm 0.5 \mu m$ auseinander. Aufgrund der Symmetrie der Haltestruktur wirkt die Verschiebung auf beide Flächen gleichermaßen. Die z -Richtung entspricht der optischen Achse, die Verzüge in dieser Richtung wirken also axial auf den Strahlengang. Die maximale Verschiebung beträgt in z -Richtung ca. $\pm 1.5 \mu m$.

Die in diesem Abschnitt gefundenen Ergebnisse der Deformierung der Faserhalterstruktur unter einer Temperaturlast von $40^\circ C$ sind in Tabelle (4.1) aufgelistet. Diese Werte für den Faserschacht lassen sich auf die Position der Faser selbst übertragen. Die in der Tabelle (4.1) aufgelisteten Werte entsprechen also den Toleranzwerten der Faserposition verursacht durch eine Temperaturänderung von $40^\circ C$. Diese Toleranzwerte sind durchaus in der Größenordnung wie die dem LIGA-Verfahren inhärenten Werte (siehe Kap. 4.2) und müssen bei der Simulation und Optimierung berücksichtigt werden.

Positionsänderung des Faserschachts bei Temperaturvariation von $\pm 40^\circ\text{C}$			
x-Verschiebung	y-Verschiebung	z-Verschiebung	Neigung
$\pm 0.50\mu\text{m}$	$\pm 2.56\mu\text{m}$	$\pm 1.51\mu\text{m}$	$\pm 0.037^\circ$

Tabelle 4.1: Auswirkungen einer Temperaturlast von $\pm 40^\circ\text{C}$ auf die Haltestruktur der Faser. Das positive Vorzeichen beschreibt den Fall der Erwärmung, das negative den der Abkühlung.

4.3.3 Simulation der Kugellinse unter Temperaturlast

Der nächste Baustein im modularen Aufbau des Heterodynempfängers ist die Kugellinse mitsamt der dazugehörigen Haltestruktur (siehe Abb. 4.5). Die folgenden Randbedingungen gehen bei den FEM-Berechnungen der Kugellinse und ihrer Haltestruktur mit ein:

- Sowohl die Haltestruktur als auch die Kugellinse sind starr mit dem Substrat verbunden. Es werden keine Verschiebungen relativ zum Substrat berücksichtigt.
- Es erfolgt kein Energieübertrag von den Haltestrukturen auf die Kugellinse.
- Die Strukturänderung des Materials verhält sich in dem betrachteten Temperaturbereich linear.

Wie schon bei der Faserhaltestruktur beschrieben, stellt die erste Randbedingung die Forderung nach einem im betrachteten Temperaturbereich ideal-festen Kleber. Die zweite Randbedingung bedeutet, daß die Haltestruktur bei einer Ausdehnung keine Deformation der Kugellinse bewirkt. Diese Forderung wird gerechtfertigt durch das um eine Größenordnung höhere E-Modul des Linsenmaterials (BK7) gegenüber der PMMA-Haltestruktur. Das Linsenmaterial verhält sich im angelegten Temperaturbereich linear [Sch95]; die dritte Randbedingung ist somit ebenso erfüllt.

Die Abbildung (4.8) zeigt das Ergebnis der FEM-Simulation bei einer Temperaturlast von 40°C . Die Graustufenskala gibt den Betrag der Verschiebung der Knoten in positiver y-Richtung an. Die maximale Verschiebung der Knoten in x-Richtung findet an der oberen Kante des Halteblocks statt und beträgt $\Delta x = 0.39\mu\text{m}$. Diese Verschiebung in x-Richtung stört die Strahlausbreitung nicht und ist somit als unkritisch zu bewerten. Eine Materialveränderung in y- bzw. z-Richtung hat keine Auswirkung auf die Position der Kugellinse.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die temperaturinduzierte Strukturänderung der Linsenhalterung unter den oben gemachten Näherungen keine Auswirkung auf den Strahlverlauf beziehungsweise auf die Position der Kugellinse hat. Die Haltestruktur der Kugellinse dient lediglich als Hilfe zur genauen Positionierung der Kugellinse beim Einfügen im Labor.

Zu untersuchen ist nun noch die Temperatureinwirkung auf die Kugellinse selbst. In Abbildung (4.9) ist die Punktwolke der Knotenkoordinaten gezeigt, wie sie sich nach einer Temperaturänderung um 40°C darstellt.

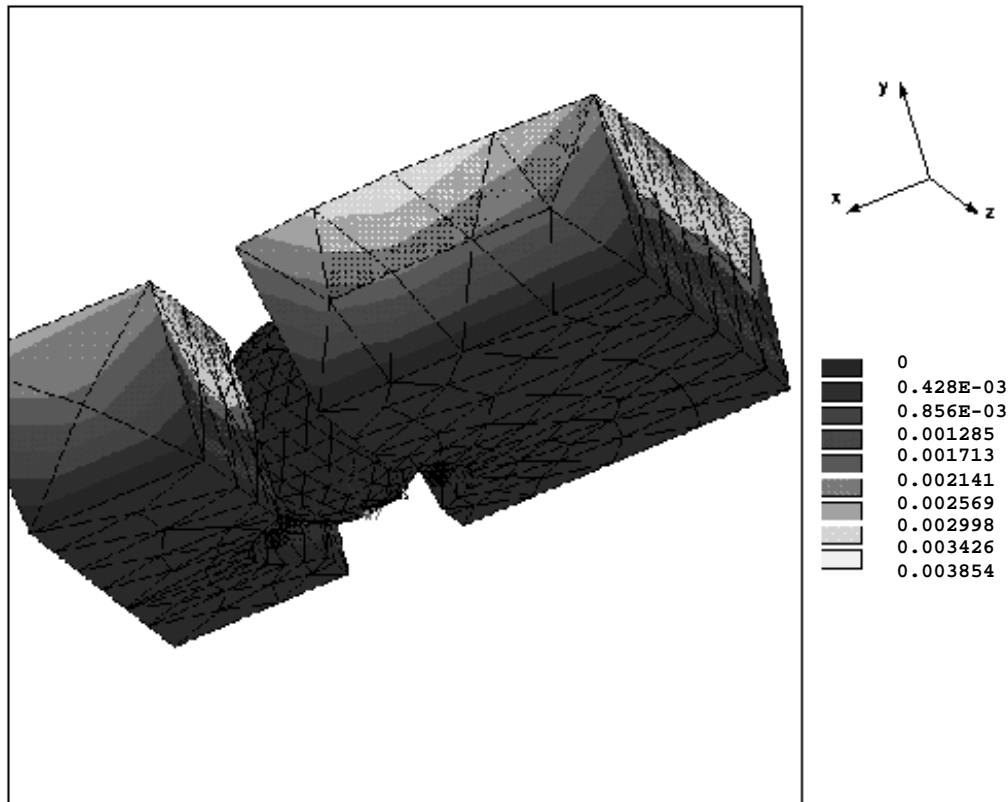


Abbildung 4.8: Ergebnis der FEM-Simulation der Kugellinse und der Haltestruktur. Beaufschlagt ist eine Temperaturlast von 40°C . Der Betrag des Verschiebungsvektors in positiver y -Richtung ist durch eine Graustufenskala dargestellt [Sch98].

Bei den Untersuchungen der Temperatureinwirkungen auf die Kugellinse ist auf zwei Dinge zu achten:

- Ergibt sich durch die Temperatureinwirkung eine Abweichung der Linsenform von der Kugelgestalt, die bei den weiteren Berechnungen berücksichtigt werden muß?
- Um welchen Betrag und in welche Richtungen ändern sich die Abmessungen der Linse?

Zur Beantwortung dieser Fragen wird eine *least-squares*-Kurvenanpassung an die Knotenkoordinaten nach Aufbringen der Temperaturlast durchgeführt. In der Punktwolkendarstellung ist die sphärische Form der Kugellinse weiterhin deutlich zu erkennen. Dies ist der Grund für den Versuch einer Approximation der Punktwolke durch eine Kugel. Die Abweichung der Verschiebungskoordinaten von der Näherungskugel ist in Abbildung (4.10) gezeigt. Diese Abweichung der angepaßten Kugel von den Knotenkoordinaten nach Aufbringen der Temperaturlast ist vernachlässigbar gering. Der Hauptanteil der Punktwolke gruppiert sich in unmittelbarer Nähe der Nullachse. Mit dem im Abschnitt 4.3.2 definierten R -Wert (Gl. 4.1) kann die Güte dieser Kugelnäherung überprüft werden.

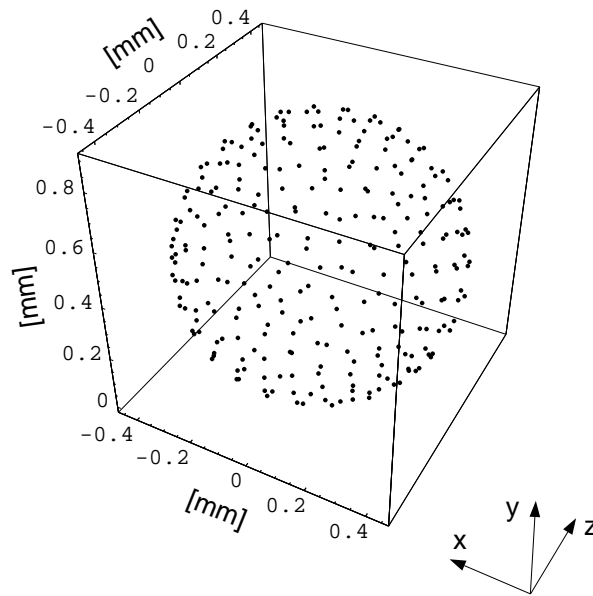


Abbildung 4.9: Darstellung der Punktwolke der verschobenen Knotenpunkte der Kugellinse nach Aufbringen der Temperaturlast.

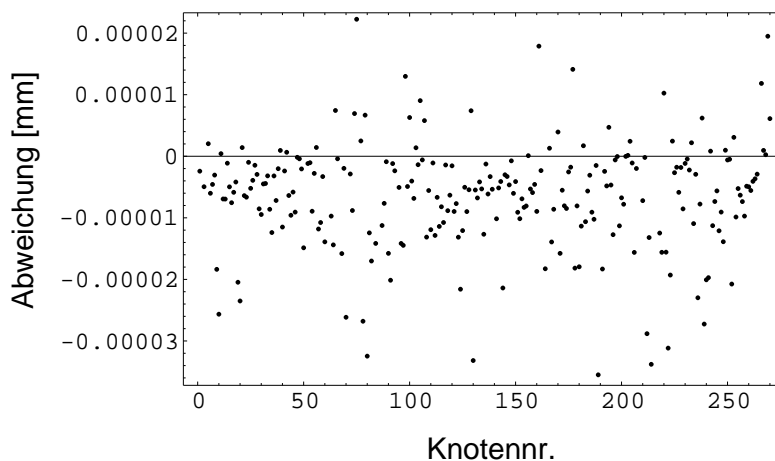


Abbildung 4.10: Darstellung der Abweichung der Knoten der deformierten Kugellinse der Näherungskugel.

Der resultierende R -Wert $R = 9.7 \cdot 10^{-10}$ bestätigt die Annahme, daß die Kugellinse durch Aufbringen einer Temperaturlast im Intervall $[\pm 40^\circ\text{C}]$ ihre sphärische Form nicht verliert. Dies wird auch durch die Standardabweichung erhärtet, die sich zu $\sigma = 7.6 \cdot 10^{-5}$ ergibt. Die Temperaturänderung um $\pm 40^\circ\text{C}$ zerstört die sphärische Form der Kugellinse nicht, zieht aber eine Radiusänderung und damit auch eine Verschiebung des Mittelpunktes der Kugellinse in y -Richtung nach sich. Diese Änderungen sind in der Tabelle (4.2) festgehalten.

Positions- und Radiusänderung der Kugellinse bei Temperaturvariation von $\pm 40^\circ\text{C}$	
Verschiebung [μm]	± 0.13
Radiusänderung [μm]	± 0.13

Tabelle 4.2: Auswirkungen einer Temperaturlast von $\pm 40^\circ\text{C}$ auf die Kugellinse. Das positive Vorzeichen beschreibt den Fall der Erwärmung, das negative den der Abkühlung.

4.3.4 Simulation des Prismenblocks unter Temperaturlast

In diesem Abschnitt wird die Auswirkung einer Temperaturänderung auf die Struktur und Form der Strahlteilerprismen untersucht.

Diesen Untersuchungen liegen die folgenden Näherungen zugrunde:

- Die Prismen sind miteinander starr gekoppelt. Der gesamte Block wird also als **eine** Komponente modelliert (siehe auch Abb. 4.11).
- Der Prismenblock ist starr mit dem Substrat verbunden. Verschiebungen relativ zum Substrat werden nicht berücksichtigt.
- Der Prismenblock ist symmetrisch zu seinen Seitenhalbierenden. Es genügt also die Strukturänderung aufgrund von Temperaturvariationen **einer** Prismenfläche des Blocks zu berechnen. Dieses Ergebnis darf auf die anderen Flächen übertragen werden.
- Es erfolgt kein Energieübertrag von den Anschlagstrukturen auf den Prismenblock.
- Die Strukturänderung des Materials verhält sich in dem betrachteten Temperaturbereich linear.

Die ersten beiden Näherungen dürfen gemacht werden, da die Prismenblöcke fest miteinander und mit dem Substrat verklebt sind und die Eigenschaften des verwendeten Klebers bei den betrachteten Temperaturen als ideal angenommen werden können. Die dritte Aussage geht von ideal gefertigten Prismen aus und stellt unter dieser Annahme keine Einschränkung dar. Der vierte Punkt berücksichtigt die Massivität des Prismenblocks im Vergleich zu den filigranen Anschlagstrukturen. Der Beitrag, den diese PMMA-Strukturen zu einer Strukturänderung des Prismenblocks leisten können, erscheint auch wegen des um eine Größenordnung geringeren E-Moduls vernachlässigbar. Die beaufschlagte Temperaturlast ist 40°C . In diesem Bereich ist die Linearität der Materialparameter gewährleistet [Sch98]; die fünfte Forderung ist also auch erfüllt.

Die FEM-Simulationen des Prismenblocks auf dem Substrat ergaben eine geringfügige Verschiebung der Knoten an der Auflagefläche der Prismen, welche mit der Verschiebung der Substratoberfläche aufgrund der Festhaltebedingung übereinstimmt. Mit ansteigender Höhe nimmt auch der Betrag des Verschiebungsvektors zu, der an der Oberkante des Prismenblocks maximal wird [Sch98].

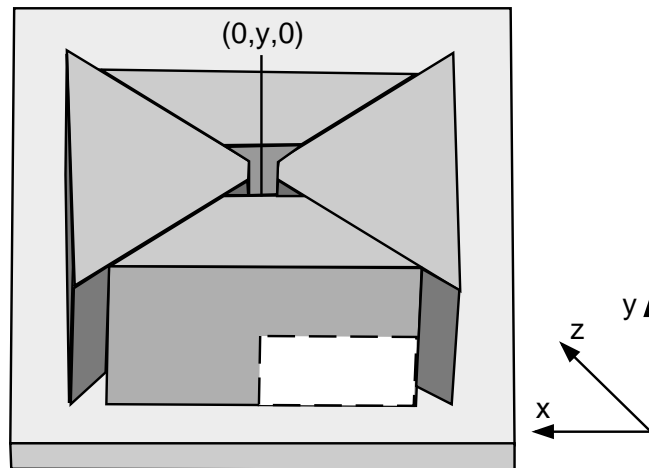


Abbildung 4.11: Darstellung des Prismenblocks auf dem Substrat. Rechts unten ist der Bereich markiert, der bei den weiteren Berechnungen betrachtet wird.

In weiteren Untersuchungen müssen Aussagen über Position und Form der Grenzflächen des Glasblocks gemacht werden. Der interessante Bereich ist dabei die Fläche, durch welche die Strahlen des empfangenen Signals bzw. des Überlagerungssignals in den Prismenblock ein- bzw. aus dem Prismenblock austreten. Diese Fläche ist in Abbildung (4.11) weiß gefüllt und gestrichelt umrandet. Die Verschiebungsdaten aus diesem Bereich dienen als Eingangsdaten für einen *least-squares*-Fit an eine Ebene. Das Ergebnis ist in Abbildung (4.12) dargestellt. Aus dieser Darstellung wird die Neigung der Grenzfläche in Richtung der Strahlquelle deutlich. Bei der Betrachtung des Maßstabes der Abbildung wird ersichtlich, daß diese Neigung sehr gering ist. Der Neigungswinkel der angepaßten Ebene beträgt $\alpha = -0.018^\circ$. Die Quantifizierung der Güte dieses Fits wird mit der Gleichung (4.1) bestimmt. Im Fall des Ebenen-Fits aus Abbildung (4.12) ergibt sich der *R*-Wert zu $R = 6.89 \cdot 10^{-12}$, die Standardabweichung berechnet sich zu $\sigma = 4.7 \cdot 10^{-5}$. Diese hohe Güte stellt eine sehr gute Bestätigung der Kurvenanpassung der Verschiebungsdaten durch eine Ebene dar.

Die Abbildung (4.13) zeigt die Abweichung zwischen den mit der FE-Methode berechneten Verschiebungsdaten und der "gefitteten" Ebene in der *z*-Koordinate. Die Güte der planaren Kurvenanpassung an die unter einer Temperaturlast von 40°C mit einer FEM-Simulation berechneten Knotenkoordinaten ist sehr hoch. Daher kann für die weiteren Betrachtungen die Auswirkung dieser Temperaturlast auf den Prismenblock wie in Tabelle (4.3) aufgelistet quantifiziert werden. Den Toleranzbereich der Prismenwinkel gibt der Hersteller mit $\pm 30''$ an. Dies bedeutet, daß die temperaturinduzierte Verkippung der Grenzflächen in dem Bereich, in welchem der Strahl auftrifft, mehr als doppelt so groß ist wie die Herstellungsgenauigkeit und bei den Simulations- und Optimierungsberechnungen berücksichtigt werden muß.

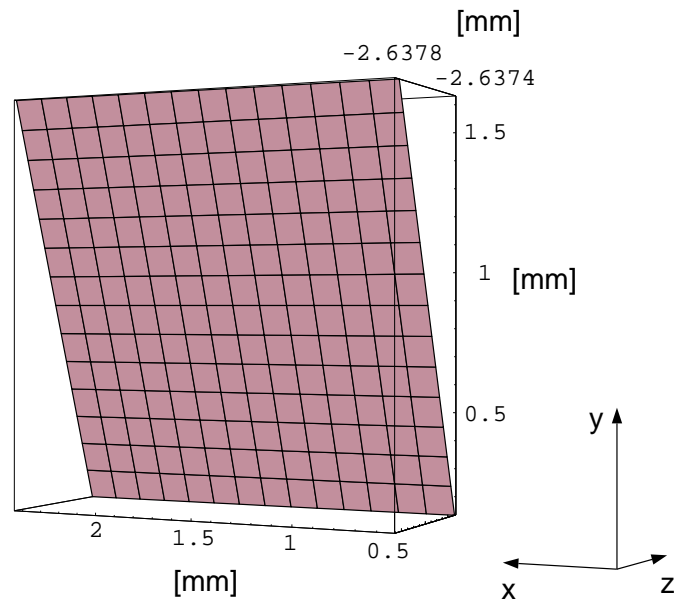


Abbildung 4.12: Darstellung des Ebenen-Fits an die Verschiebungsdaten, die aus den FEM-Simulationen resultieren.

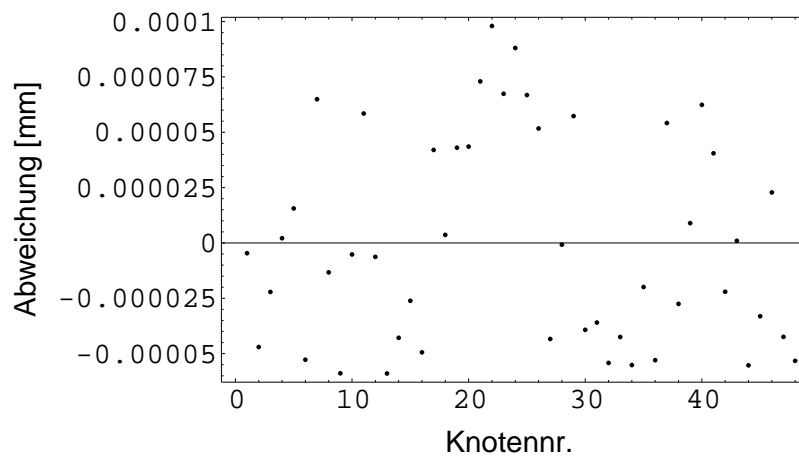


Abbildung 4.13: Abweichung zwischen der berechneten Ebene und den Verschiebungspunkten.

Die Distanzänderung verursacht durch die Grenzflächenneigung ist im Submikrometerbereich und schlägt damit im Vergleich zu den Positionsungenauigkeiten, die durch das Einfügen der optischen Komponenten in die LIGA-Haltestrukturen verursacht werden und sich im Bereich $[-2\mu m \dots + 6\mu m]$ bewegen, relativ gering zu Buche.

Positionsänderung der Seitenflächen des Prismenblocks bei Temperaturvariation von $\pm 40^\circ\text{C}$	
Verschiebung [μm]	∓ 0.432
Neigung [$^\circ$]	∓ 0.018

Tabelle 4.3: Auswirkungen einer Temperaturlast von $\pm 40^\circ\text{C}$ auf den Prismenblock. Das negative Vorzeichen beschreibt den Fall der Erwärmung, das positive den der Abkühlung.

4.4 Änderungen des Brechungsindex

In diesem Abschnitt werden Effekte diskutiert, die eine Änderung des Brechungsindex zur Folge haben. Eine Änderung des Brechungsindex zieht eine Änderung der Strahlparameter nach sich und muß daher mit in Betracht gezogen werden. Die folgenden Ausführungen richten sich im wesentlichen nach [Bac95].

4.4.1 Dispersion

Da für den Betrieb des Heterodynempfängers ein Wellenlängenbereich von 80nm verwendet wird, tritt Dispersion auf. Die Trägerwellenlängen reichen von 1510nm bis 1590nm . Die Dispersion verursacht eine Änderung der Strahlparameter in Abhängigkeit von der Trägerwellenlänge. Da jedoch die Wellenlänge des lokalen Oszillators auf die Signalwellenlänge abgestimmt wird, sind beide Wellen (aufgrund des symmetrischen Aufbaus) gleichermaßen durch die Dispersion verändert, so daß dies keine Auswirkungen auf die Übereinstimmung der Wellenfelder am Ort der Photodiode hat.

Ein anderer Effekt resultiert daraus, daß das optische System des Heterodynempfängers auf die mittlere Wellenlänge $\lambda = 1550\text{nm}$ ausgerichtet ist. Die Dispersion verursacht dann eine effektive Verbreiterung der Strahlweite an der Photodiode. Diese Aufweitung des Strahls in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abbildung (4.14) dargestellt. In der Abbildung ist der Bereich der aktiven Zone der Photodiode grau unterlegt. Es ist erkennbar, daß der Effekt der Dispersion ab einer Wellenlänge von $\lambda > 1550\text{nm}$ zu einer geringfügigen Überstrahlung der Photodiode führt. Diese Überstrahlung hat ihr Maximum bei der Wellenlänge $\lambda = 1590\text{nm}$ und beträgt ca. $2\mu\text{m}$. Die Auswirkungen dieser Überstrahlung auf die Performance des Systems sind allerdings vernachlässigbar.

4.4.2 Differentielle Änderungen des Brechungsindex

Es gibt neben der Dispersion noch weitere Abhängigkeiten des Brechungsindex, die eine Änderung seines Wertes hervorrufen. Bei Anwendungen innerhalb der Atmosphäre ist der Brechungsindex des Materials immer relativ zu Luft gegeben:

$$n_{rel} = \frac{n_{abs}(\lambda)}{n_{Luft}(\lambda)} \quad (4.2)$$

Somit können differentielle Änderungen von n_{rel} sowohl durch Änderungen des absoluten Brechungsindex n_{abs} als auch durch Änderung des Brechungsindex des Umgebungsmaterials n_{Luft} herrühren. Wenn die optischen Elemente in einer Umgebung mit sich

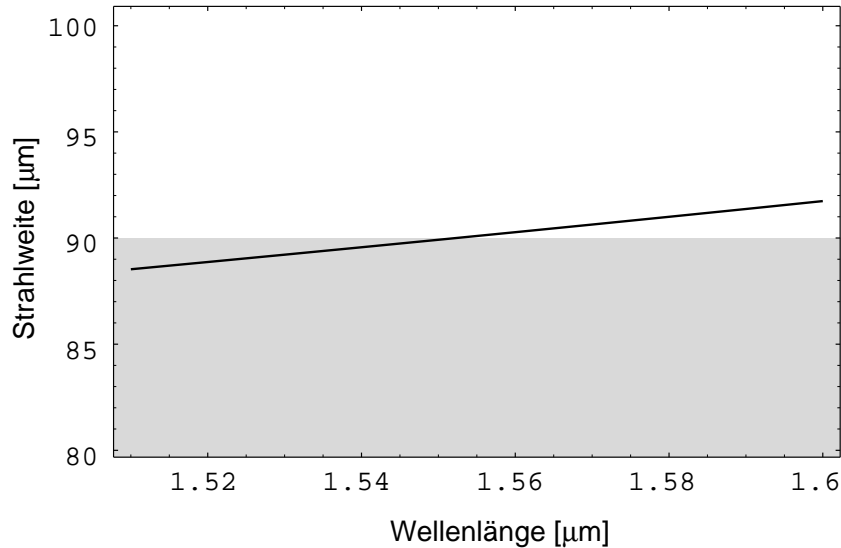


Abbildung 4.14: Auswirkung der Dispersion auf die Strahlweite am Ort der Photodiode. Grau unterlegt ist der Bereich der aktiven Zone der Photodiode.

ändernden Temperaturen eingesetzt werden, so verschiebt sich der Brechungsindex sowohl aufgrund seiner intrinsischen Materialeigenschaften als auch aufgrund des Brechungsindex des umgebenden Mediums. Um diese Verschiebung vorhersagen zu können, muß der Thermo-Optische Koeffizient als Funktion von λ und der Temperatur T bekannt sein. Äußere Kräfte können zusätzliche Anisotropien des ansonsten (statistisch) isotropen Glasmaterials hervorrufen (z.B. Spannungs-Optische Effekte). Spannung ändert den Brechungsindex n für die verschiedenen Schwingungsebenen von linear polarisierten elektromagnetischen Wellen. Um also gute Homogenität und Isotropie des optischen Materials voraussetzen zu können, muß mechanischer Stress von den optischen Komponenten ferngehalten werden.

Der Brechungsindex von Luft und seine Änderungen

Von der *Joint Commission for Spectroscopy* wurde die Dispersionsformel, gültig in einem Wellenlängenbereich von $0.2\mu\text{m} - 1.35\mu\text{m}$ für trockene Luft mit 0.03% CO_2 bei 15°C und einem Druck von $p_0 = 0.101325 \cdot 10^6 \text{Pa}$, akzeptiert:

$$n_{\text{Luft}}(15^\circ\text{C}, p_0) = 1 + 10^{-8} \left(6432.8 + \frac{2949810 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2}{146 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2 - 1} + \frac{25540 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2}{41 \mu\text{m}^{-2} \lambda^2 - 1} \right) \quad (4.3)$$

Im sichtbaren Bereich ist der Wert von $n_{\text{Luft}}(15^\circ\text{C}, p_0)$ circa 1.0003, der Einfluß des Brechungsindex von Luft auf den relativen Brechungsindex des Materials kann also nicht unbedingt vernachlässigt werden. Die Änderung des Brechungsindex von Luft in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur T_c bei gleichbleibendem Druck p_0 und trockener Luft kann beschrieben werden durch:

$$n_{\text{Luft}}(T_c) = 1 + \frac{n_{\text{Luft}}(15^\circ\text{C}, p_0) - 1}{1 + \frac{\alpha}{1+15^\circ\text{C} \cdot \alpha} (T_c - 15^\circ\text{C})} \quad (4.4)$$

Die Konstante α hat im angegebenen Wellenlängenbereich den Wert: $\alpha = 3.67 \cdot 10^{-3}/^{\circ}C$.

Der Thermo–Optische Koeffizient

Der Brechungsindex optischer Gläser und ihre Dispersion beziehen sich auf eine feste Temperatur (üblicherweise $20^{\circ}C$). Werden die optischen Elemente bei verschiedenen Umgebungstemperaturen eingesetzt, ist es notwendig zu wissen, wie sich Dispersion und Brechungsindex mit der Temperatur ändern. Solche Änderungen werden durch den Thermo–Optischen Koeffizienten beschrieben:

$$\frac{n(\lambda_k, T_{j+1}) - n(\lambda_k, T_j)}{T_{j+1} - T_j} = \frac{\Delta n(\lambda_k, T_{j,j+1})}{\Delta T_{j,j+1}} \quad (4.5)$$

Als Dispersionsformel wird die eintermige Sellmeier Gleichung verwendet, die eine gute Näherung darstellt, da der Brechungsindex sich nur geringfügig mit der Temperatur ändert:

$$\frac{dn_{abs}(\lambda, T)}{dT} = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2n(\lambda, T_0)} \cdot \left[D_0 + 2D_1 \cdot \Delta T + 3D_2 \cdot \Delta T^2 + \frac{E_0 + 2E_1 \cdot \Delta T}{\lambda^2 - \lambda_{TK}^2} \right] \quad (4.6)$$

T_0 ist die Referenztemperatur ($20^{\circ}C$), ΔT ist die Temperaturdifferenz zu T_0 , λ gibt die Vakuumwellenlänge in μm an und λ_{TK} ist die mittlere, für den Temperaturkoeffizienten wirksame Resonanzwellenlänge in μm . Repräsentative Mittelwerte für die Koeffizienten D_0, D_1, D_2, E_0, E_1 , die in die Gleichung (4.6) eingefügt werden müssen, sind für das jeweilige Glas in Betrachtung aus der Literatur (z.B. [Bac95]) bzw. den Datenblättern des Herstellers (z.B. [Sch88]) zu entnehmen. Das Inkrement bzw. Dekrement Δn_{abs} erhält man durch Integration der Dispersionsformel. Diese Gleichungen geben die Änderung des Brechungsindex gegen Vakuum an. Die Änderung des relativen Brechungsindex n_{rel} kann über die Beziehung $n_{rel} = \frac{n_{abs}(\lambda)}{n_{Med}(\lambda)}$ bestimmt werden:

$$\frac{dn_{rel}}{dT} = \frac{\frac{dn_{abs}}{dT} n_{Med} - n_{abs} \frac{dn_{Med}}{dT}}{n_{Med}^2} \quad (4.7)$$

Hierbei gibt n_{Med} den Brechungsindex des beliebigen Mediums bezüglich Vakuum und n_{rel} den Brechungsindex des Glases bezogen auf das Umgebungsmedium an. Ist Luft das umgebende Medium, so kann die Gleichung (4.3) verwendet werden.

Die Dispersionsformel für den Thermo–Optischen Koeffizient gilt streng nur innerhalb des Temperaturbereiches von $[-40^{\circ}C \dots +80^{\circ}C]$ und dem Wellenlängenbereich von $643.8\mu m$ bis $435.8\mu m$. Mit einer reduzierten Genauigkeit kann mit Hilfe der Dispersionsgleichung der Wert für $1060.0\mu m$ extrapoliert werden.

Einfluß von Temperaturänderungen

Um zu beschreiben, wie sich der Brechungsindex in Abhängigkeit von der Temperatur ändert, wird die Formel (4.7) integriert. Die Integration wird über ΔT durchgeführt. Das Ergebnis gibt das Inkrement bzw. Dekrement Δn_{rel} des relativen Brechungsindex an. Die Integration über ΔT stellt eine Näherung dar, da der Brechungsindex der Luft relativ zu der Temperatur $15^{\circ}C$ bestimmt wird, der Brechungsindex von Glas aber bei $20^{\circ}C$. ΔT gibt also die Differenz von T zu $20^{\circ}C$ an.

Unter den oben genannten Einschränkungen wurde der Temperatureinfluß auf das Inkrement bzw. Dekrement Δn_{rel} des relativen Brechungsindex bestimmt (siehe Abbildung

4.15). Die Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Temperatur ist demnach vernachlässigbar, sie liegt noch unterhalb der Änderung des Brechungsindex in Abhängigkeit von der Wellenlänge (Dispersion) für den verwendeten Wellenlängenbereich.

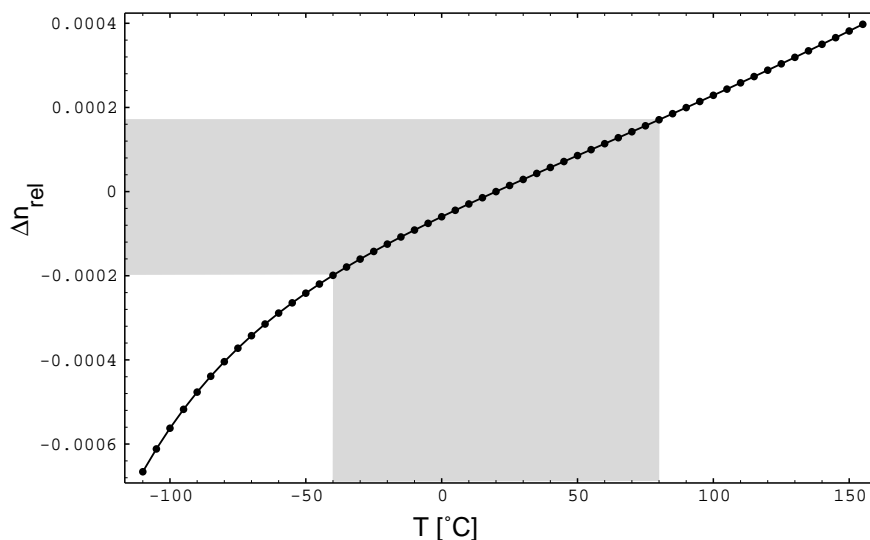


Abbildung 4.15: Darstellung des Inkrements bzw. Dekrements Δn_{rel} über der Temperatur. Der grau unterlegte Teil der Kurve markiert den Gültigkeitsbereich der Formel des Thermo-Optischen Koeffizienten. Die Auswirkungen der Temperatur auf den relativen Brechungsindex sind vernachlässigbar gering.

4.4.3 Spannungsoptischer Koeffizient

Optisch isotrope Gläser werden durch mechanisch und thermisch induzierte Spannungen anisotrop. Die Brechzahlen des optischen Materials ändern sich zum Beispiel für eine elektromagnetische Strahlung senkrecht bzw. parallel zur Richtung der mechanischen Spannung um Δn_p bzw. Δn_s . Für kleine mechanische Spannungen σ sind die Brechzahländerungen proportional zu σ . Die Differentialquotienten $K_p = dn_p/d\sigma$ und $K_s = dn_s/d\sigma$ heißen spannungsoptische Koeffizienten. Der Hersteller, die Firma Schott, gibt für BK7 einen spannungsoptischen Koeffizienten von $K = 2.77 \cdot 10^{-6} \left[\frac{\text{N}}{\text{mm}^2} \right]^{-1}$ an.

Beim gehäuteten Heterodynempfänger wird der Einfluß der Spannung weitestgehend von den optischen Komponenten ferngehalten, daher ist keine durch Spannung verursachte Beeinträchtigung zu erwarten.

4.5 Resultierende Positionstoleranzen

Die in den vorigen Abschnitten dieses Kapitels beschriebenen leistungsmindernden Mechanismen haben Auswirkungen auf die Position der optischen Komponenten. In diesem Kapitel werden die Positionstoleranzen für die einzelnen optischen Komponenten bestimmt.

4.5.1 Positionstoleranzen der Quelle

In diesem Abschnitt wird die Positionsgenauigkeit der Quelle bestimmt. Neigungstoleranz und Positionstoleranz lateral zum Strahlengang sind unabhängig von der Art der Quelle. Bei der Toleranz parallel zur Strahlausbreitung ergibt sich ein Unterschied, der in der Art der Einfügung der Quelle begründet ist. Die *Single Mode*-Faser wird mittels einer Haltestruktur in das optische System eingefügt; die Laserdiode hingegen wird direkt an dem Strukturanschlag angebracht.

Die Neigung der Quelle wird von zwei Faktoren bestimmt:

- Die LIGA-Herstellung der Haltestruktur der Faser geschieht mit einer Präzision der Kantensteilheit von ca. $0.05\mu\text{m}/100\mu\text{m}$. Die Bestrahlung bei der Herstellung der Haltestruktur findet parallel zum Faserschacht statt, so daß die Toleranz der Kantensteilheit zu einer Neigung der Auflagefläche der Faser von ca. $\pm 0.03^\circ$ führt.
- Eine Temperaturlast von 40°C verursacht ebenfalls eine Neigung der Auflagefläche der Faser. Diese Neigung wurde zu $\pm 0.037^\circ$ bestimmt.

Diese beiden Einflüsse summieren sich zu einer Neigungstoleranz der Quelle von 0.067° . Bei den folgenden Simulationen wird ein gerundeter Toleranzwert von 0.1° verwendet.

Die Positionstoleranz der Faser parallel zur Ausbreitungsrichtung des Strahls (optische Achse) wird im wesentlichen durch die Genauigkeit vorgegeben, mit welcher die Faser in die Haltestruktur eingefügt werden kann. Die Genauigkeit beträgt in positiver z -Richtung $1.0\mu\text{m}$, da hier eine Anschlagstruktur einer weiteren Delokation Einhalt gebietet (Abb.4.16). Dieser Fehler von $1.0\mu\text{m}$ wird von der Abweichung der Kantensteilheit

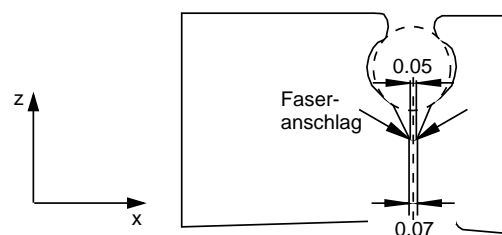


Abbildung 4.16: Aufriß-Darstellung der Positioniereinheit für die Faserhalterung und die Kugellinse. Eingezeichnet ist die Anschlagkante, die der Faserpositionierung dient.

vom Lot und der Verminderung der Strukturbreite durch den Bestrahlungsschritt des LIGA-Verfahrens verursacht. In negativer z -Richtung wird die Einfügegenauigkeit mit $5\mu\text{m}$ abgeschätzt [Zie98]. Dieser Betrag entspricht der Exaktheit, mit der unter dem Mikroskop die Faser an den Anschlag geschoben werden kann. Eine Temperaturänderung verursacht parallel zur optischen Achse aufgrund der Symmetrie der Haltestruktur der Faser keine Nettodelokation.

Lateral zur optischen Achse wird die Positionsgenauigkeit durch thermische Verzüge der Haltestruktur und durch die Fertigungstoleranzen des LIGA-Prozesses bestimmt. Sowohl in x - als auch in y -Richtung wirken sich sowohl die *Abweichung der Kantensteilheit vom*

Lot als auch die *Verminderung der Strukturbreite* aus. Diese LIGA-Toleranzen resultieren in einer Positionstoleranz von ca. $0.73\mu m$. Bei den Auswirkungen der Temperaturlast auf die Position der Quelle müssen die Auswirkungen in x- und y-Richtung unterschieden werden:

- In x-Richtung ergibt sich eine Delokation aufgrund von Materialverzügen von $\pm 0.5\mu m$.
- In y-Richtung beträgt die Auslenkung $\pm 2.56\mu m$.

In x-Richtung summieren sich die LIGA-Toleranzen und die Temperatureinflüsse, da sie an beiden Seitenwänden des Faserschachts auftreten. Es muß hier eine Toleranz im Bereich von $[\pm(0.73\mu m + 0.5\mu m)]$ berücksichtigt werden. In y-Richtung führt die LIGA-Toleranz zu einer Reduzierung der Höhe der Auflagefläche der Faser. Dieser Effekt wirkt nur in negativer y-Richtung. In der Tabelle (4.4) sind die Positionstoleranzen der Faser zusammenfassend aufgelistet.

Neigung	x-Richtung	y-Richtung	z-Richtung	
$\pm 0.1^\circ$	$\pm 1.2\mu m$	$-3.3\mu m, +2.56\mu m$	Faser: $-5\mu m, +1\mu m$	Laser: $\pm 1\mu m$

Tabelle 4.4: Positionstoleranzen der Quelle.

4.5.2 Positionstoleranzen der Kugellinsen

Die Positionstoleranzen der Kugellinsen setzen sich zusammen aus den Radiusunsicherheiten der Kugellinse und den Herstellungsungenauigkeiten der LIGA-Haltestruktur.

Die Toleranzen des Linsenradius wiederum sind aus der Herstellungstoleranz und der Auswirkung einer Temperaturlast zusammengesetzt. Beide summieren sich zu einem Toleranzwert von $\Delta r = \pm 0.38\mu m$. Dieses Δr beträgt weniger als 0.1% des Radius, seine Auswirkung auf eine Abweichung der Kugelgestalt der Linse kann vernachlässigt werden. Δr verursacht allerdings isotrop eine Verschiebung der Grenzfläche der Kugellinse.

Die Herstellungspräzision der Haltestrukturen der Kugellinsen werden begrenzt durch die beiden Effekte *Minderung der Strukturbreite* und *Abweichung der Kantensteilheit vom Lot*. Der erste Effekt macht ca. $0.5\mu m$ aus, der zweite schlägt mit $0.23\mu m$ zu Buche.

Diese beiden Effekte summieren sich mit der Radiustoleranz Δr isotrop zu einer Positionstoleranz der Kugellinsen von $\pm 1.1\mu m$.

4.5.3 Positionstoleranzen der Prismengrenzflächen

Die Positionsgenauigkeit der Prismengrenzflächen ist begrenzt durch eine Verkippung und eine Verschiebung parallel zur optischen Achse. Aufgrund der großen Ausdehnung des Prismenblocks müssen laterale Fehlpositionierungen nicht berücksichtigt werden.

Die Neigung der Prismengrenzfläche hat drei verschiedene Ursachen:

- Der Hersteller gibt die Fertigungsgenauigkeit der Prismenwinkel mit 0.008° an.

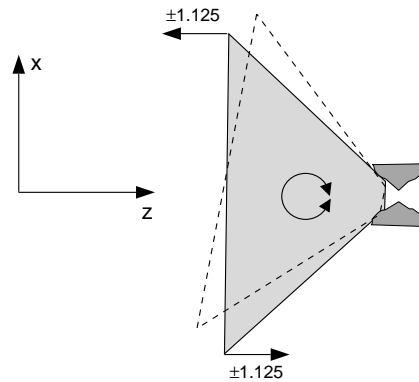


Abbildung 4.17: Aufriß-Darstellung der Positionierelemente für die Strahlteilerprismen. Die Verdrehung beim Einfügen der Prismen in die Haltestrukturen wird mit ca. $\pm 1.125 \mu\text{m}$ an den Eckpunkten der Prismen abgeschätzt.

- Die Temperaturlast verursacht einen Winkel der Grenzflächen mit der z-Achse von 0.018° .
- Durch die großen Dimensionen des Prismenblocks im Vergleich mit den filigranen LIGA-Positionierhilfen besteht die Gefahr, daß die Prismen leicht verdreht eingefügt werden. Diese Verdrehung beträgt nach Abschätzungen an den Prismenaußenkanten ca. $\pm 1.125 \mu\text{m}$ [Zie98] und führt zu einem Winkel mit der x-Achse von ca. 0.03° (s. Abb. 4.17).

Diese Effekte resultieren in einem Winkel mit der x-Achse von $0.03^\circ + 0.008^\circ \approx 0.04^\circ$ und in einem Winkel mit der z-Achse von $0.018^\circ + 0.008^\circ \approx 0.03^\circ$.

Eine Temperaturlast im Intervall $[\pm 40^\circ\text{C}]$ führt zu einer maximalen Verschiebung der Prismengrenzflächen um $\pm 0.43 \mu\text{m}$. Zuzüglich der LIGA-Toleranzen *Minderung der Strukturbreite* und *Abweichung der Kantensteilheit vom Lot*, die, wie auch bei der Positionstoleranz der Faser, einen Anteil von ca. $0.73 \mu\text{m}$ beisteuern, ergibt sich die Positionstoleranz der Prismengrenzflächen parallel zur optischen Achse zu: $0.43 \mu\text{m} + 0.73 \mu\text{m} \approx 1.2 \mu\text{m}$.

Die Positionstoleranzen des Prismenblocks sind in der Tabelle (4.5) aufgeführt.

Neigungswinkel		z-Richtung
mit x-Achse: $\pm 0.03^\circ$	mit y-Achse: $\pm 0.04^\circ$	$\pm 1.2 \mu\text{m}$

Tabelle 4.5: Positionstoleranzen des Prismenblocks.

4.5.4 Positionstoleranzen der Photodiode

Die Positionsunsicherheit der Photodiode wird in z-Richtung durch die Effekte *Minderung der Strukturbreite*, *Abweichung der Kantensteilheit vom Lot* und einer Positionstoleranz, verursacht durch die Temperaturlast, bestimmt. Eine Schemaskizze der Positionierstrukturen der Photodioden ist in Abbildung (4.18) gegeben.

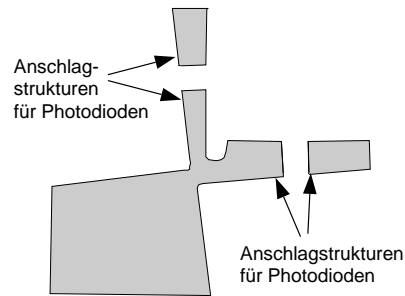


Abbildung 4.18: Aufriß-Darstellung der Positionierstruktur der Photodioden. Die Schrägstellung der Anschlagstruktur soll einen Rückreflex in den Strahlengang verhindern.

Aufgrund der Kollimation der Strahlen beim Auftreffen auf die Photodioden werden keine Effekte durch eine Positionstoleranz der Photodioden erwartet. Die Toleranzen der Anschlagstruktur der Photodiode wird aus dem Temperatureinfluß auf die Struktur der Faserhalteelemente zu $1\mu\text{m}$ abgeschätzt. Für die z-Richtung ergibt sich damit eine Positionunsicherheit von $0.75\mu\text{m}$ (verursacht durch die *Minderung der Strukturbreite*) + $0.5\mu\text{m}$ (verursacht durch die *Abweichung der Kantensteilheit vom Lot*) + $1\mu\text{m} = 2.25\mu\text{m}$. In x- und y-Richtung beträgt die Positionstoleranz $1\mu\text{m}$.

4.5.5 Positionstoleranzen aller Einzelkomponenten

In der Abbildung (4.19) sind die Positionstoleranzen der einzelnen optischen Komponenten dargestellt.

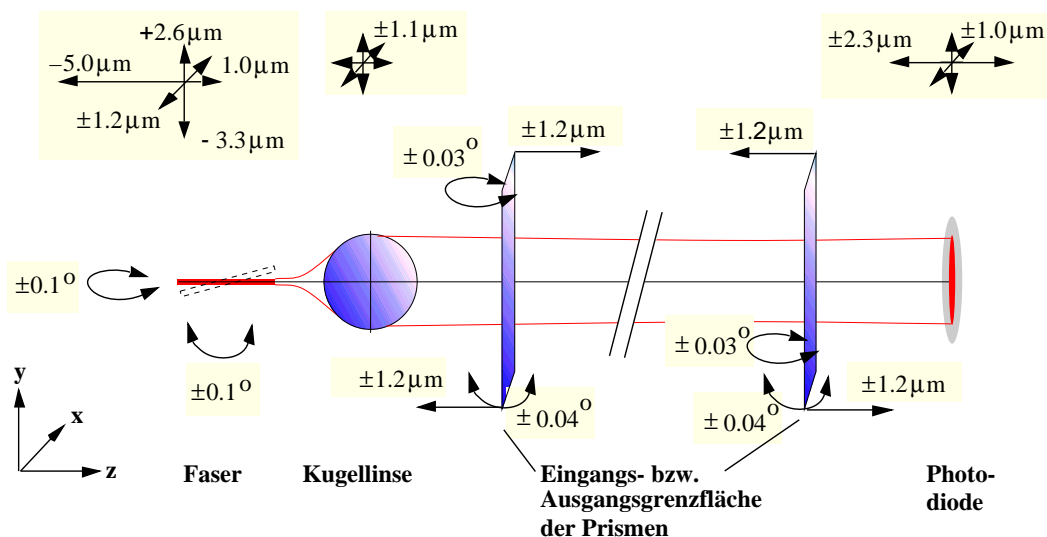


Abbildung 4.19: Darstellung der lateralen und axialen Positionsgenauigkeiten, sowie der Verkipnungen der einzelnen optischen Komponenten, gezeigt an einem beliebigen Strahlengang mit der Faser als Quelle.

Kapitel 5

Theoretische Beschreibung des optischen Systems

Dieses Kapitel behandelt den dritten Schwerpunkt der Arbeit. Hier wird der theoretische Formalismus erarbeitet, welcher die Ausbreitung einer Gaußwelle durch ein Linsensystem in Abhängigkeit von der Position der aktiven und passiven optischen Komponenten und der sphärischen Aberration der Linsen beschreibt. Dieser Formalismus stellt die Basis für die Modellierung des optischen Systems des Heterodynempfängers dar und dient zur Simulation und Optimierung des optischen Systems des Heterodynempfängers in Abhängigkeit der in Kapitel 4 definierten Toleranzen (siehe auch Abb. 5.1).

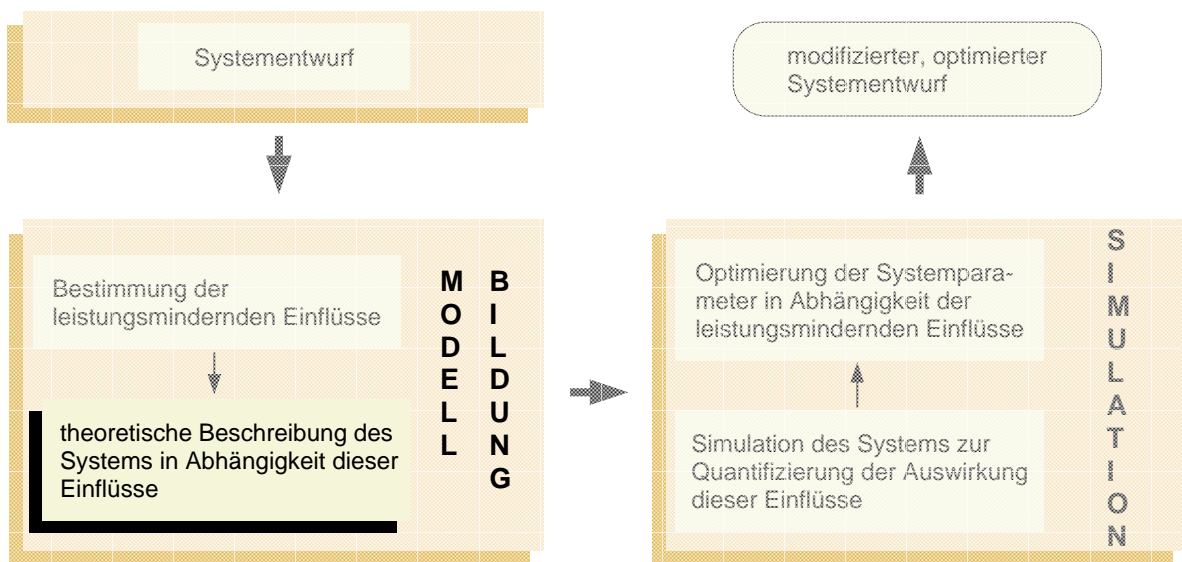


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung. Der hervorgehobene Arbeitsschritt **theoretische Beschreibung des Systems in Abhängigkeit dieser (der leistungsmindernden) Einflüsse** wird in diesem Kapitel diskutiert.

5.1 Wellenfeldbeschreibung der Abbildung von Gaußstrahlen mit Kugellinsen

Die in Kapitel 2.2 hergeleiteten Abbildungsformeln von Gaußstrahlen sind ein einfaches und schnelles Werkzeug, um Linsen und die Abbildungsgeometrien für die gewünschte Modifikation eines Strahles zu bestimmen. Abbildungsfehler der Linsen (Aberrationen) und Auswirkungen von Delokationen der Linsen von ihrer idealen Position auf das Wellenfeld sind mit diesen Gleichungen nicht zu berechnen.

Einen Haupteinfluß auf die Abbildungseigenschaften von Systemen, die Kugellinsen einsetzen, hat jedoch gerade die sphärische Aberration [Kar88].

In der Mikrooptik finden Kugellinsen aufgrund ihres geringen Preises und der vergleichsweise einfachen Herstellung sehr häufig Anwendung. Bei dem hier diskutierten Beispiel des heterodynempfängers dienen Kugellinsen zur Kollimation der Faser- bzw. Laserabstrahlung. Da das betrachtete optische System räumlich kohärent ist, ist es notwendig, die optische Feldverteilung mit Hilfe des Überlappintegrals (Gl. 5.1) zu untersuchen [Sum84]. Dies bedeutet, daß das Linsensystem wellentheoretisch beschrieben werden muß [Nic81]. Dazu ist zunächst eine Diskussion der Näherung des Gaußschen Wellenfeldes durch das Wellenfeld einer Punktquelle, der sogenannten Fernfeld-Approximation, notwendig.

5.1.1 Fernfeld-Approximation

Die Ausbreitung des Grundmodes einer Laser- oder Faserabstrahlung wird durch Gleichung (2.3) beschrieben. Die Größe $R(z) = z(1 + (\frac{\pi w_0^2}{\lambda z})^2)$ gibt den Radius der Wellenfeldkrümmung an. Das Fernfeld eines Gaußstrahls kann durch das Wellenfeld einer Punktquelle angenähert werden (z.B. [Sum84], [Kar88]). In dieser Näherung wird der Krümmungsradius $R(z)$ der Ausbreitungsdistanz z gleichgesetzt: $R_{Fern}(z) = z$ (die Strahltaile w_0 , welche die minimale Ausdehnung des Gaußstrahls angibt, wird hierbei Null gesetzt). In diesem Abschnitt soll die Güte und der Gültigkeitsbereich dieser Näherung diskutiert werden. Dazu wird das *Überlappintegral* (5.1) aus dem mit Gleichung (2.3) berechneten "exakten" Wellenfeld (ψ_{id}) und dem Fernfeld (ψ_F) gebildet:

$$\eta = \frac{|\int \int \psi_{id} \cdot \psi_F^* dx dy|^2}{\int \int \psi_{id} \cdot \psi_{id}^* dx dy \cdot \int \int \psi_F \cdot \psi_F^* dx dy} \quad (5.1)$$

Der konjugiert komplexe Wert ist mit einem * gekennzeichnet. Die Integrale im Nenner der Gleichung (5.1) repräsentieren die Bestrahlungsstärke (Intensität) der beiden Wellenfelder. Das Integral im Zähler ist im wesentlichen das Produkt der lokalen Wellenfelder in der Beobachtungsebene. Dieses Produkt ist nur dann von Null verschieden, wenn am Beobachtungsort keines der Wellenfelder den Wert Null annimmt, die beiden Wellenfelder sich also überlagern. Aus diesem Grund wird dieses Integral auch *Überlappintegral* genannt. Dementsprechend wird die Methode der Berechnung der Übereinstimmung zweier Wellenfelder mittels der Gleichung (5.1) auch *Überlappintegral Methode* genannt [Neu88]. Das Ergebnis des Überlappintegrals, die Koppeffizienz η , stellt somit ein Maß für die Übereinstimmung zweier Wellenfelder in Amplitude und Phase am Ort der Überlagerung dar. Das Schaubild (5.2) zeigt als Ergebnis die Koppeffizienz aus Fernfeld-Approximation und der Gaußschen Wellenfeldbeschreibung (2.3) über der mit dem Rayleigh-Bereich nor-

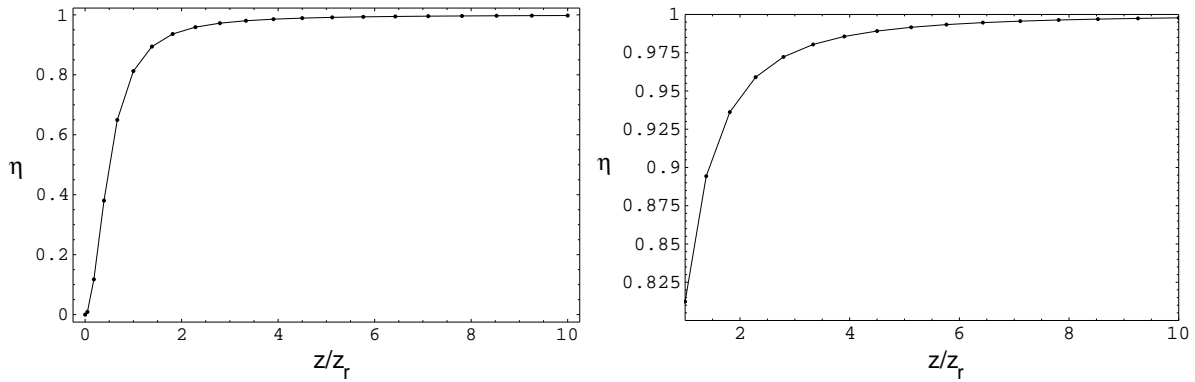


Abbildung 5.2: Vergleich der Fernfeldapproximation mit der Ausbreitungsgleichung des Fundamental-Modes (Gl. 2.3). Im Schaubild rechts ist der Bereich der Koppleffizienz von 80%–100% dargestellt.

mierten Distanz $\frac{z}{z_r}$. Man sieht deutlich, daß die Fernfeldnäherung innerhalb des Rayleigh-Bereiches ein stark verfälschtes Feld berechnet und erst ab einer Distanz von ca. sechs Rayleigh-Längen das „exakte“ Feld wirklich gut approximiert. Dieser Abstand von sechs Rayleigh-Längen ist daher in den folgenden Berechnungen der Grenzabstand, ab dem die Fernfeld-Approximation angewandt wird.

5.1.2 Die Linsenfunktion

Um die Wirkung der Kugellinse auf das einfallende Wellenfeld zu beschreiben wird die Linsenfunktion hergeleitet [Sie98a]. Die Linsenfunktion ist eine wellenoptische Beschreibung der Kugellinse. Bei der folgenden Herleitung wird im wesentlichen die Methode angewandt, wie sie von [Sum84] und [Kar88] verfolgt wurde. Eine wichtige Voraussetzung bei der folgenden Herleitung ist, daß die Linse innerhalb der Fraunhofer Beugungsregion positioniert ist, also im Fernfeld der Laserabstrahlung. Dies ermöglicht die Behandlung der Laserdiode als Punktquelle (s. Abschnitt 5.1.1). Die Linsenfunktion $L(r) = A(r)e^{i\phi_L(r)}$ stellt eine Beziehung zwischen dem einfallenden Wellenfeld $\psi_E(r)$ und dem austretenden Wellenfeld $\psi_R(r)$ auf beiden Seiten der Linsenhauptebene her (siehe Abb. 5.3) und ist durch eine Amplituden- und Phasentransformation bestimmt:

$$\psi_R(r) = L(r) \cdot \psi_E(r) \quad (5.2)$$

Die Linsenfunktion wird für das Fernfeld einer Laser- bzw. Faserabstrahlung bestimmt, das heißt, die Abstrahlcharakteristiken werden durch eine Punktquelle approximiert, die erzeugten Wellenfronten durch Kugelwellen. Eine Kugelwelle läßt sich darstellen durch (z.B. [Hec89]):

$$\psi(r) = \frac{A}{r} e^{i\{kr - \omega t\}} \quad (5.3)$$

Betrachtet man nun die Phasenverteilung ϕ in Richtung r senkrecht zur optischen Achse unmittelbar **vor** der Linsenhauptebenen L (Abb. 5.4), so ergibt sich:

$$e^{i\phi} = e^{-ik\{\sqrt{r^2 + l_E^2} - l_E\}} \quad (5.4)$$

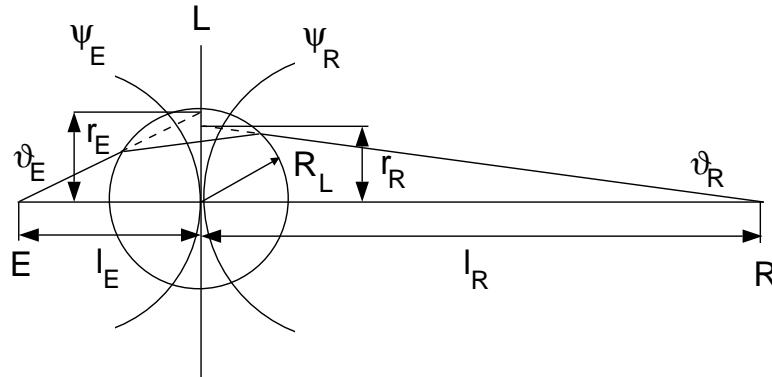


Abbildung 5.3: Strahlengang durch eine Kugellinse. Das Wellenfeld ψ_E wird im Punkt E im Abstand l_E von der Kugellinse des Radius R_L erzeugt. Der Strahl, der unter dem Winkel ϑ_E den Punkt E verläßt, fällt auf der Linsenhauptebene L **nicht** mit dem austretenden Strahl zusammen. Dieser Effekt, der sich durch die Differenz von r_E und r_R ausdrücken läßt, ist von der sphärischen Aberration verursacht. Das austretende Wellenfeld ψ_R trifft in der Distanz l_R unter dem Winkel ϑ_R auf die optische Achse.

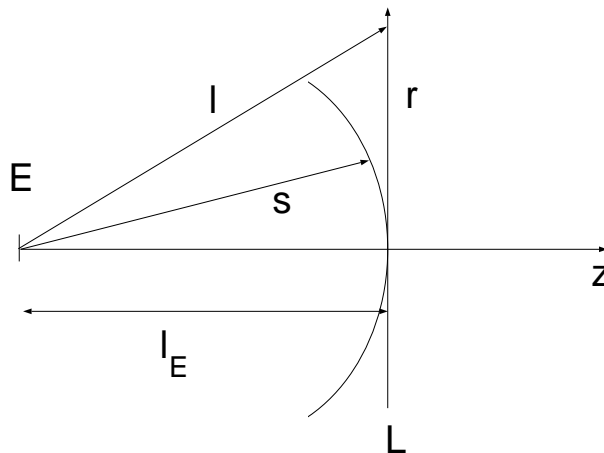


Abbildung 5.4: Darstellung zur Berechnung der Phasenverteilung in der Ebene L senkrecht zur Ausbreitungsrichtung z .

Um die Phasenverteilung des Feldes unmittelbar **hinter** der Linsenhauptebene L beschreiben zu können, benötigt man einen Ausdruck für die Distanz l_R , in der ein Strahl, der im Abstand l_E von der Linsenhauptebene unter dem Winkel ϑ_E von einer Punktquelle emittiert wird, die optische Achse nach Abbildung durch die Kugellinse schneidet (siehe Abb.5.3). Dieser Ausdruck ist gegeben durch [Kar88]:

$$l_R = l_E \cdot \frac{\sin \vartheta_E}{\sin \vartheta_R}, \quad \text{mit} \quad (5.5)$$

$$\vartheta_R = 2 \left[\arcsin \left(\frac{l_E}{R_L} \cdot \sin \vartheta_E \right) - \arcsin \left(\frac{l_E}{n_L R_L} \cdot \sin \vartheta_E \right) \right] - \vartheta_E$$

Mit den Gleichungen (5.5) läßt sich die Phasenverteilung des austretenden Feldes ψ_R direkt **hinter** der Linsenhauptebene beschreiben:

$$\phi_R = k \left\{ \sqrt{r^2 + l_E^2 \frac{\sin^2 \vartheta_E}{\sin^2 \vartheta_R}} - l_E \frac{\sin \vartheta_E}{\sin \vartheta_R} \right\} \quad (5.6)$$

Der Phasenterm $e^{i\phi_L(r)}$ der Linsenfunktion $L(r)$ läßt sich durch den Quotienten der Phasenterme der austretenden und einfallenden Wellenfelder bestimmen:

$$e^{i\phi_L(r)} = \frac{e^{i\phi_R}}{e^{i\phi_E}} = e^{ik \left\{ \sqrt{r^2 + l_R^2} + \sqrt{r^2 + l_E^2} - (l_E + l_R) \right\}} \quad (5.7)$$

Die Herleitung der Amplitudenfunktion wird unter der Annahme durchgeführt, daß die Bestrahlungsstärke des einfallenden Feldes $|\psi_E|^2$ innerhalb des Kreises mit dem Radius r_E gleich sein muß wie die Bestrahlungsstärke des austretenden Feldes im Kreis mit dem Radius r_R (Abb.5.3):

$$\int_0^{r_E} |\psi_E|^2 r dr = \int_0^{r_R} |\psi_R|^2 r dr \quad (5.8)$$

Für die Amplitudenfunktion $A(r)$ ergibt sich :

$$A(r) = K e^{-\frac{r^2}{w_{0,E}^2}(K^2-1)} \quad \text{mit} \quad K = \frac{\cos \vartheta_R}{\cos \vartheta_E} \quad (5.9)$$

Somit ergibt sich für die Linsenfunktion, welche die Wirkung der Kugellinse auf das einfallende Wellenfeld beschreibt, der folgende Ausdruck [Sie98a]:

$$L(r) = A(r) \cdot e^{i\phi_L} \quad \text{mit} \quad A(r) = K \cdot e^{-\frac{r^2}{w_{0,E}^2}(K^2-1)}, \quad K = \frac{\cos \vartheta_R}{\cos \vartheta_E} \quad (5.10)$$

und $\phi_L(r) = k \left(\sqrt{r^2 + l_R^2} + \sqrt{r^2 + l_E^2} - (l_E + l_R) \right)$

Eine laterale Verschiebung der Kugellinse kann berücksichtigt werden, wenn die Verschiebungen δ_{xL} und δ_{yL} von den Koordinaten $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ abgezogen werden. Es ergibt sich dann: $r = \sqrt{(x - \delta_{xL})^2 + (y - \delta_{yL})^2}$.

Die Linsenfunktion $L(r)$ ist abhängig von n , l_E und f . Das bedeutet, daß die Wirkungsweise der Linse durch die drei Parameter Brechungsindex, Abstand zur Strahltaile und Brennweite charakterisiert ist und nicht, wie im idealen (paraxialen) Falle, allein durch die Brennweite.

Mit der Linsenfunktion (5.10) besitzt man ein Werkzeug, welches es ermöglicht, das durch eine Kugellinse tretende Wellenfeld in Abhängigkeit von der Quellposition (Neigung, laterale und axiale Position relativ zur optischen Achse) und der Position der Kugellinse (lateral und axial relativ zur optischen Achse) unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration der Kugellinse zu berechnen.

5.2 Experimentelle Bestätigung der Linsenfunktion

Zur Bestätigung der Linsenfunktion wurden auf der Basis von Experimenten aus der Literatur vergleichende Berechnungen durchgeführt. Im wesentlichen ging es dabei um die Untersuchung zweier Punkte:

- Wie genau wird der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Abbildungseigenschaften von Kugellinsen durch die Linsenfunktion beschrieben?
- Inwieweit werden die Auswirkungen lateraler Fehlpositionierungen einzelner optischer Elemente korrekt berechnet?

Diese beiden Punkte ermöglichen im weiteren Vorgehen die Simulation von Toleranzen und Temperatureffekten, die zu Fehlpositionierungen der optischen Elemente führen unter Berücksichtigung des Abbildungsfehlers *sphärische Aberration*.

Zunächst wird untersucht (gemessen), wie stark der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Koppeffizienz eines Laser–Faser Kopplers ist und wie gut dieses Problem mit der Linsenfunktion berechnet wird. Der Aufbau dieses Experiments ist schematisch in der Abbildung (5.5) dargestellt. Die Einkopplung des Laserfeldes in eine *Single Mode*–Faser wird dabei mit Hilfe eines Zwei–Linsen Systems durchgeführt. Die erste Kugellinse kollimiert den Laserstrahl, die zweite Kugellinse transformiert diesen Strahl so, daß die Strahlparameter mit denen der Faser übereinstimmen. Die Systemparameter sind in der Tabelle (5.1) aufgeführt. Während der Abstand l zwischen Laserdiode (LD) und Kugellinse durch

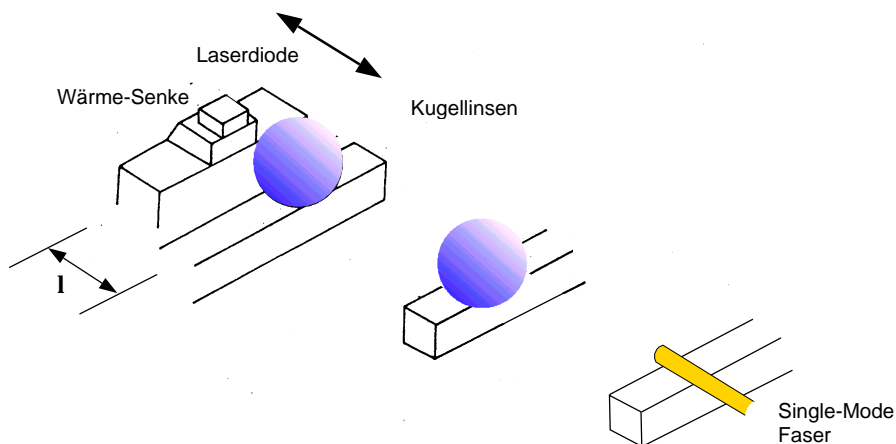


Abbildung 5.5: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Auswirkungen der sphärischen Aberration auf die Koppeffizienz eines Zwei–Linsen Laser–Faser Kopplers in Abhängigkeit axialer Verschiebungen der Laserdiode.

Verschieben der LD variiert wird, wird die Koppeffizienz zwischen Laserdiode und *Single Mode*–Faser gemessen. Die Problemstellung, das Meßergebnis und die Vergleichskurve ohne Berücksichtigung der sphärischen Aberration sind der Literatur entnommen [Kar88]. Die Abbildung (5.6) zeigt das Meßergebnis des Experiments (Kurve 1) im Vergleich zum

Systemparameter			
Operationswellenlänge	Laserstrahl- taille	Brechungsindex 1. Kugellinse	Brennweite 1. Kugellinse
1300nm	$w_{\perp} = 0.8\mu m$ $w_{\parallel} = 1.0\mu m$	1.75	291 μm
Brennweite 2. Kugellinse	Distanz Linse ₁ –Linse ₂	Distanz Linse ₂ –Faser	Faserstrahl- taille
1377 μm	5000 μm	1377 μm	$w_f = 5.0\mu m$

Tabelle 5.1: Systemparameter für die Messungen des Einflusses der sphärischen Aberration eines Laser–Faser Kopplers in Abhängigkeit axialer Verschiebungen der Laserdiode.

idealen Fall ohne Berücksichtigung der sphärischen Aberration (Kurve 3). Kurve 2 gibt den Verlauf der Koppeffizienz über der Distanz $(l - d_1)$ wieder, wie er mit der Linsenfunktion (Gl. 5.10) berechnet wird. Die Übereinstimmung zwischen der Meßkurve und

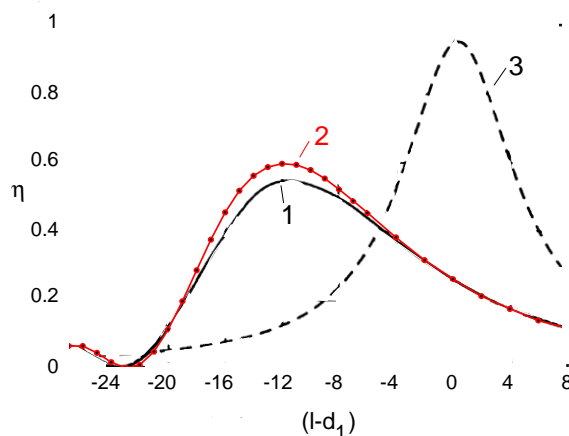


Abbildung 5.6: Darstellung der Koppeffizienz η eines Laser–Faser Kopplers mit zwei Kugellinsen über der axialen Verschiebung $(l - d_1)$ der Laserdiode. Kurve 1 stellt die gemessene Kurve dar [Kar88], Kurve 2 ist mit der in Abschnitt 5.1.2 hergeleiteten Linsenfunktion berechnet und Kurve 3 ist für die ideale Linse berechnet (also ohne Berücksichtigung der sphärischen Aberration) [Kar88].

der mit der Linsenfunktion berechneten ist sehr groß. Die Kurvenmaxima liegen bei derselben Distanz l zwischen Laserdiode und Kugellinse und beide Kurven stimmen in ihrer Form sehr gut überein. Auch das Nebenmaximum von η , das eine direkte Auswirkung der sphärischen Aberration darstellt, wird an derselben Distanz berechnet wie gemessen. Es existiert lediglich eine Abweichung im maximalen Wert der Koppeffizienz zwischen 61% bei der berechneten Kurve und 55% bei der gemessenen. Diese Differenz kann von einer Abweichung des Laserfeldes von einer Gaußverteilung herrühren. Ebenso können beim

Experiment zusätzliche Verluste auftreten, die nicht berücksichtigt wurden. Die Kurven in der Abbildung (5.6) zeigen zwei Dinge sehr deutlich:

- Die Eigenschaften von Kugellinsen bei der Abbildung divergenter Gaußstrahlen (im Beispiel gegeben durch die Laserdiode) sind im wesentlichen durch die sphärische Aberration bestimmt.
- Die Linsenfunktion (Gl. 5.10) ist ein gutes Instrument, um die Auswirkungen der sphärischen Aberration zu bestimmen. Dadurch wird ein Nachjustieren der Distanzen ermöglicht, um den Einfluß der sphärischen Aberration zu minimieren.

Um zu verifizieren, wie gut die Linsenfunktion (Gl. 5.10) laterale Verschiebungen der Kugellinse und der Faser berechnet, wurden diese Berechnungen ebenfalls mit Messungen aus der Literatur verglichen [Sum84]. Der experimentelle Aufbau für die Messungen ist in Abbildung (5.7) dargestellt. Es handelt sich dabei um eine Laser-Faser Kopplung mit einer Kugellinse. Die Faser und die Kugellinse sind dabei fest auf triaxialen Positionierelementen befestigt.

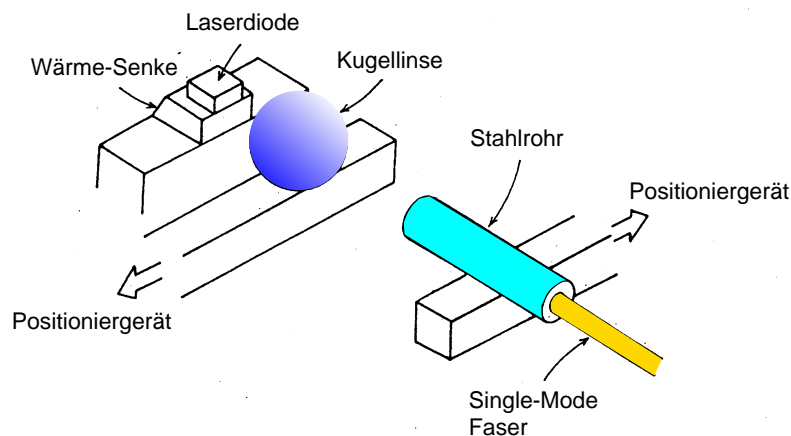


Abbildung 5.7: Experimenteller Aufbau zur Bestimmung der Dämpfung verursacht durch laterale Ausrichtungsfehler von Kugellinse und Single Mode-Faser [Sum84].

Die Systemparameter sind in der Tabelle (5.2) aufgelistet. Die Meßergebnisse sind in den Abbildungen (5.8) als schwarze Punkte dargestellt und aus [Sum84] entnommen. Ebenso auch die gestrichelten Kurven (2), welche die Verluste wiedergeben, wie sie bei lateraler Verschiebung von Faser und Linse in der Approximation durch ideale Linsen auftreten. Die Kurven (1) zeigen die mit der Linsenfunktion berechneten Einkoppeldämpfungen in Abhängigkeit einer laterale Verschiebung von Faser (Abb. 5.8 (a)) bzw. Kugellinse (Abb. 5.8 (b)).

Bei diesen Untersuchungen wird nur der Koppelpverlust berücksichtigt, der zusätzlich durch die Lateralverschiebung auftritt. Die mit der Linsenfunktion berechneten Kurven (1) sind

Systemparameter				
Operationswellenlänge [nm]	Laserstrahl-taille [μm]	Radius Kugellinse [μm]	Brechungsindex Kugellinse	Faserstrahl-taille [μm]
1300	$w_{\perp} = 0.78; w_{\parallel} = 1.26$	500	1.85	$w_f = 5.4$

Tabelle 5.2: Systemparameter für die Messungen der Einkoppeldämpfung eines Laser-Faser Kopplers in Abhängigkeit lateraler Verschiebungen von Linse und Faser

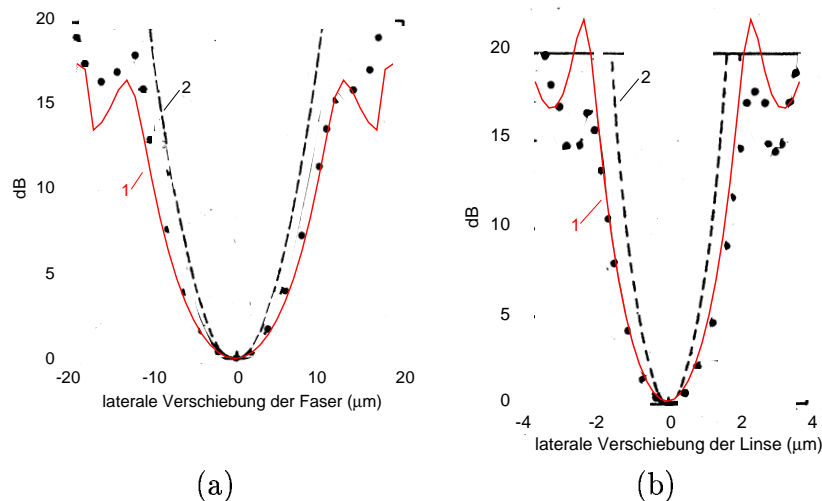


Abbildung 5.8: Koppeldämpfung verursacht durch eine Verschiebung der Faser (a) bzw. der Kugellinse (b) senkrecht zur optischen Achse. Die schwarzen Punkte sind Meßergebnisse [Sum84], die gestrichelte Linie stellt die Abbildung mit einer idealen Linse dar und ist ebenfalls aus der Literatur übernommen ([Sum84]). Die durchgezogene Kurve ist mit der in Abschnitt 5.1.2 hergeleiteten Linsenfunktion berechnet.

dabei in guter Übereinstimmung mit den Meßwerten. Das Abfallen und Wiederansteigen der Kurven an ihren Rändern wird dadurch verursacht, daß das Wellenfeld nach dem Durchgang durch die aberrationsbehaftete Linse nicht mehr streng Gauß-förmig ist. Die ideale (aberrationsfreie) Linse hingegen transformiert einen Gaußstrahl wieder in einen Gaußstrahl, die "Nebenminima" existieren daher nicht. Auffallend in der Abbildung (5.8) ist auch, daß der zusätzliche Koppelverlust bei den Meßwerten (und der berechneten Kurve (1)) für eine gegebene Verschiebung geringer ist als bei der idealen Abbildung.

5.3 Ausbreitung einer Gaußwelle mit der sphärischen Propagation

Im Abschnitt 5.1.2 wurde ein Formalismus hergeleitet, der es erlaubt, das Wellenfeld einer Gaußquelle in Abhängigkeit von der Position und Ausrichtung der Quelle und der Linsenposition unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration der Kugellinse in der

Linsenhauptebene zu berechnen. Häufig ist es notwendig, das Wellenfeld an einer beliebigen Position hinter der Kugellinse zu berechnen. Dies ist mit der Linsenfunktion, wie sie in Abschnitt 5.1.2 beschrieben ist, nicht möglich. Daher muß ein Propagationsformalismus gefunden werden, mit dem es möglich ist, das in der Linsenhauptebene gefundene Wellenfeld an den Beobachtungsort auszubreiten. Da das Wellenfeld in der Linsenhauptebene nicht mehr notwendig Gauß-Form besitzt, muß dieser Formalismus unabhängig von einer bestimmten Form der Intensitätsverteilung sein. In [Kor98] wird die Ausbreitung eines elliptischen Gaußstrahl durch Kugelwellen beschrieben.

Im folgenden wird untersucht, inwieweit die Ausbreitung eines Gaußstrahl mit der Propagationsgleichung für Kugelwellen beschrieben werden kann. Dazu werden die Wellenfelder in Abhängigkeit der Quelledistanz und der Spotgröße mit den Propagationsgleichungen für Gaußstrahlen (Gl.2.3) und Kugelwellen berechnet. Um eine Aussage über die Güte der Beschreibung von Gaußstrahlen mit Kugelwellen treffen zu können, wird mit dem Überlappintegral die Koppeffizienz der Wellenfelder berechnet. Die Koppeffizienz wurde bereits in Abschnitt 5.1.1 als Maß für die Übereinstimmung zweier Wellenfelder eingeführt. Das Ergebnis des Überlappintegrals zwischen den mit den unterschiedlichen Methoden berechneten Wellenfeldern ist in der Abbildung (5.9) in Abhängigkeit von Spotradius und Distanz dargestellt. Aus dieser Abbildung wird die Übereinstimmung zwischen den beiden

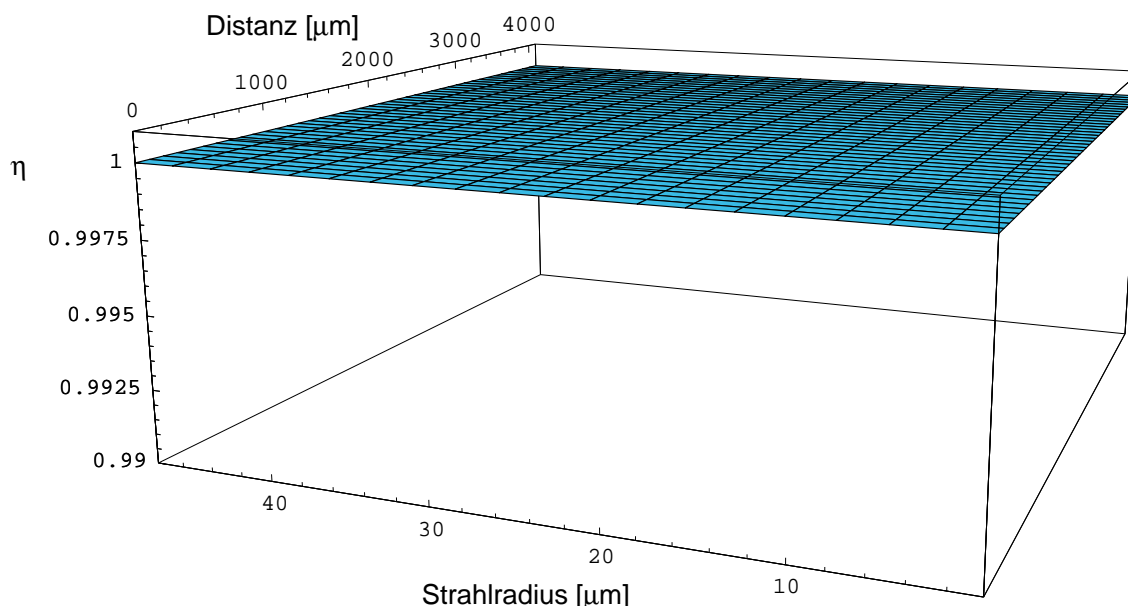


Abbildung 5.9: Vergleich der Wellenfelder berechnet mit der Propagationsgleichung Gaußscher Strahlen und der Ausbreitung von Kugelwellen mit dem Überlappintegral. Dargestellt ist die Koppeffizienz über dem Spotradius und der Ausbreitungsdistanz.

Die Übereinstimmung zwischen den beiden Wellenfeldern wird durch den Wert der Koppeffizienz von 1 deutlich.

Wellenfeldern durch den Wert der Koppeffizienz von 1 deutlich. Damit ist gewährleistet, daß die Ausbreitung eines Gaußschen Wellenfeldes mit Kugelwellen beschrieben werden darf.

Ein anderer wichtiger Punkt betrifft die weitere Ausbreitung des in der Linsenhauptebene berechneten Wellenfeldes. Die Beschreibung dieser Ausbreitung ist mit der sphärischen Propagation in paraxialer Näherung möglich. Das bedeutet im besonderen, daß bei der Herleitung der Linsenfunktion im Falle der weiteren Ausbreitung mit der Beschreibung durch Kugelwellen, der Tangens des Einfallswinkels durch den Einfallswinkel selbst approximiert wird. Der Divergenzwinkel eines Gaußstrahls wurde in Abschnitt 2.2.1 als $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ definiert und gibt den Öffnungswinkel der Abstrahlung im Fernfeld an. Betrachtet man den Divergenzwinkel der *Single Mode*-Faser, die in Kapitel 3 klassifiziert wurde, so ergibt sich zwischen dem Divergenzwinkel θ und seinem Tangens eine Abweichung von 0.3%. Die Auswirkungen dieser “paraxialen” Näherung auf den Strahlverlauf wird am Beispiel der Abbildung einer “aberrationsfreien” Linse untersucht. Als Quelle dient die in Kapitel 3 klassifizierte Faser. Das Wellenfeld wird in der Linsenhauptebene der “aberrationsfreien” Linse mit der Linsenfunktion (Gl.5.10) bestimmt. Die anschließende Ausbreitung dieses Wellenfeldes wird mit der sphärischen Propagation berechnet. Der Strahlradius wird nach [ISO94] aus den für verschiedene Distanzen berechneten Wellenfeldern bestimmt. Der Vergleich des so berechneten Strahlquerschnitts findet mit der in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Gaußschen Näherung statt. Das Ergebnis dieses Vergleichs ist in der Abbildung (5.10) dargestellt und zeigt die Strahlquerschnitte beider Berechnungen.

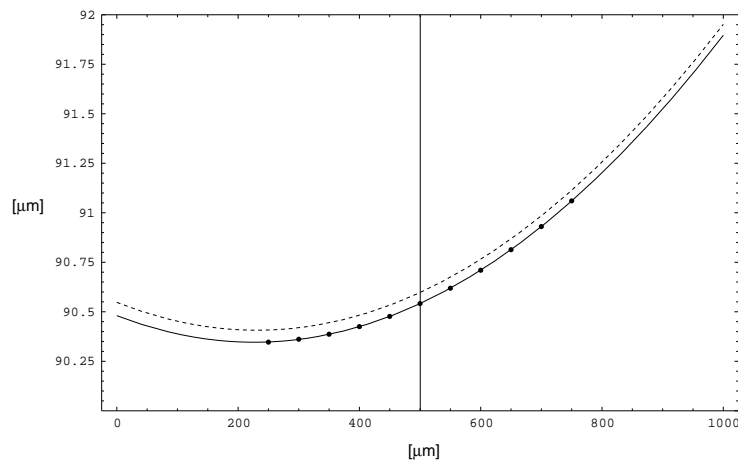


Abbildung 5.10: Vergleich des Strahlquerschnitts, berechnet mit der Gaußschen Näherung (gestrichelte Linie) und der Propagation mit Kugelwellen (schwarze Punkte). Die durchgezogene schwarze Linie ist der hyperbolische Fit an die mit der sphärischen Propagation berechneten Punkte.

Die gestrichelte Linie ist das mit der Gaußschen Näherung berechnete Strahlprofil, die schwarzen Punkte sind die Berechnungen mit der sphärischen Propagation. Die durchgezogene schwarze Linie ist der hyperbolische Fit an die berechneten Punkte.

Die Übereinstimmung der Ergebnisse beider Berechnungsarten ist sehr gut. Die Abweichung der beiden Berechnungen beträgt im dargestellten Bereich weniger als 0.01%. Dies ist der Nachweis, daß die sphärische Propagation auch die Abbildung eines Gaußstrahls durch eine Linse mit sehr guter Übereinstimmung berechnet.

In diesem Kapitel wurde ein Verfahren erarbeitet und vorgestellt, das es ermöglicht, das Wellenfeldes einer Gauß-förmig abstrahlenden Quelle in der Hauptebene einer Kugellinse in Abhängigkeit von der Ausrichtung und der Position der Quelle und der Position der Kugellinse unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration der Kugellinse zu berechnen. Weiterhin wurde ein Verfahren vorgestellt, das es erlaubt, das in der Linsenhauptebene berechnete Wellenfeld weiter in eine beliebige Beobachtungsebene zu propagieren. Der Vergleich mit der Gaußschen Näherung ergab eine sehr gute Übereinstimmung in den Strahlprofilen.

Kapitel 6

Simulation des optischen Systems des LIGA–Heterodynempfängers

In diesem Kapitel wird der vierte Schwerpunkt der Arbeit, die Simulation des optischen Systems in Abhängigkeit von den in Kapitel 4 bestimmten Positionstoleranzen der optischen Komponenten, behandelt (siehe Abb. 6.1). Die Grundlage dieser Simulationsberechnungen ist der in Kapitel 5 hergeleitete Formalismus. Nach einer Untersuchung des Einflusses der sphärischen Aberration, werden die Auswirkungen einer Delokation der einzelnen optischen Komponenten auf die Leistungsmerkmale des Empfängers bestimmt. Den Abschluß bildet die Simulation der *worst case*-Anordnung der passiven und aktiven optischen Komponenten.

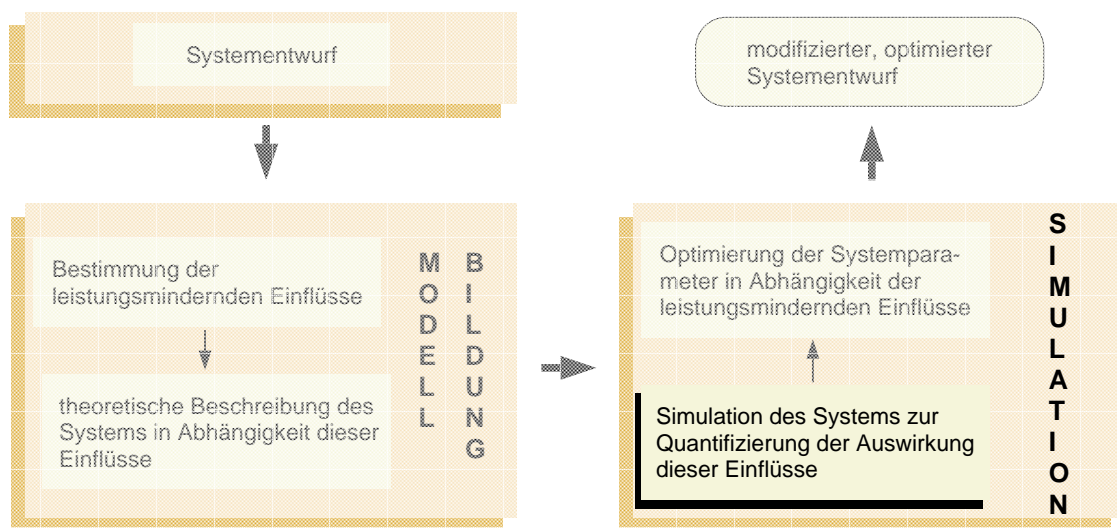


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung. Der hervorgehobene Arbeitsschritt **Simulation des Systems zur Quantifizierung der Auswirkung dieser (der leistungsmindernden) Einflüsse** wird in diesem Kapitel diskutiert.

6.1 Koppelverluste durch Aberrationseffekte

In Kapitel 3 wurde das Linsensystem für den Fall der Abbildung mit idealen Linsen bestimmt. Kugellinsen sind in der Realität weit davon entfernt, ideale Linsen zu sein; die Abbildung wird durch zahlreiche Aberrationen (Abbildungsfehler) beeinträchtigt (siehe z.B. [Hec89]). Untersuchungen der Einflüsse der Aberrationen auf die Abbildungseigenschaften von Kugellinsen in Mikrosystemen ergaben, daß die sphärische Aberration die stärkste Auswirkung hat [Kar88], [Sum84]. Aus diesem Grund wird im folgenden der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Abbildungsqualität der in Kapitel 3.1 beschriebenen Linsensysteme untersucht.

Die Position d_2 und die Größe w_2 einer durch eine ideale Linse abgebildeten Strahltaile kann mit den Gleichungen (2.9) und (2.10) bestimmt werden. Das dazugehörige Wellenfeld ψ_{id1} kann dann mit der Gleichung (2.3) ermittelt werden und ergibt sich zu:

$$\psi_{id1}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_2} \cdot e^{-r^2 \left(\frac{1}{w_2^2} + i \frac{k}{2R} \right)} \cdot e^{-ikz} \cdot e^{i \arctan \frac{z}{z_r}} \quad (6.1)$$

Wird nun das Wellenfeld ψ_{id1} mit der Propagationsgleichung (2.3) zurück in die Linsenhauptebene L ausgebreitet, so erhält man das Wellenfeld ψ_{id2} , das eine aberrationsfreie Linse in der Linsenhauptebene erzeugen würde (siehe Abb. 6.2).

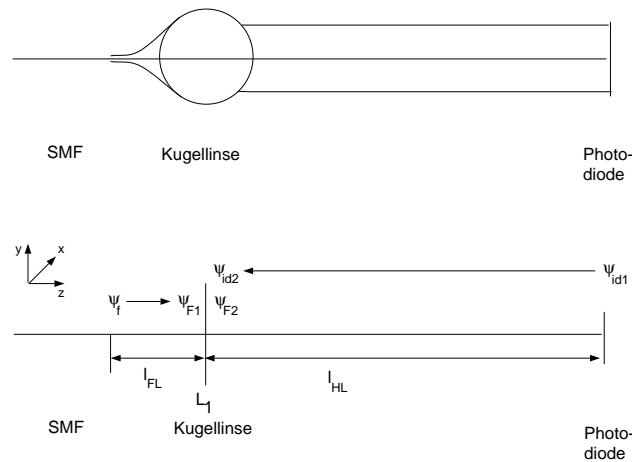


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung der Kollimation mit einer Kugellinse.

Der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Abbildungseigenschaft der Kugellinse kann nun mit dem Überlappintegral (5.1) aus den Wellenfeldern ψ_{id2} und $\psi_{F2} = L(r) \cdot \psi_{F1}$ untersucht werden [Sum84]. Die Koppeffizienz η wurde in Kapitel 5.1.1 als Maß für die Übereinstimmung zweier Wellenfelder eingeführt. In dem hier diskutierten Fall, wo eine Abweichung des Wellenfeldes ψ_{F2} vom idealen Wellenfeld ψ_{id2} nur durch die sphärische Aberration verursacht wird, dient η als Maß für den Einfluß der sphärischen Aberration auf das Wellenfeld. Der Wert $\eta = 1$ für die Koppeffizienz bezeichnet in diesem Fall ein ideales, aberrationsfreies Linsensystem [Sie98a].

6.1.1 Kollimation mit einer Kugellinse

Für die Kollimation der Abstrahlung einer *Single Mode*-Faser wird im hier diskutierten Entwurf des heterodynen Empfängers eine Kugellinse, die im Abstand l_1 von der Faserstirnfläche positioniert ist, eingesetzt (Abb. 6.2; bzw. Kap. 3.1).

Das Wellenfeld unmittelbar **hinter** der Linsenhauptebene wird mit der Linsenfunktion (Gl. 5.10) berechnet. Das ideale, aberrationsfreie Wellenfeld an der Photodiode wird wie oben beschrieben mittels der Propagationsgleichung gaußförmiger Abstrahlungen (Gl. 2.3) ebenfalls in die Linsenhauptebene zurückpropagiert. Dort werden die beiden Wellenfelder überlagert, und mit dem Überlappintegral (Gl. 5.1) wird die Koppeffizienz berechnet, die ein Maß für die Aberrationsverluste des Kollimationssystems darstellt. Berechnet wird also die Koppeffizienz zwischen dem von der Kugellinse "gefilterten" und dem idealen, aberrationsfreien Wellenfeld.

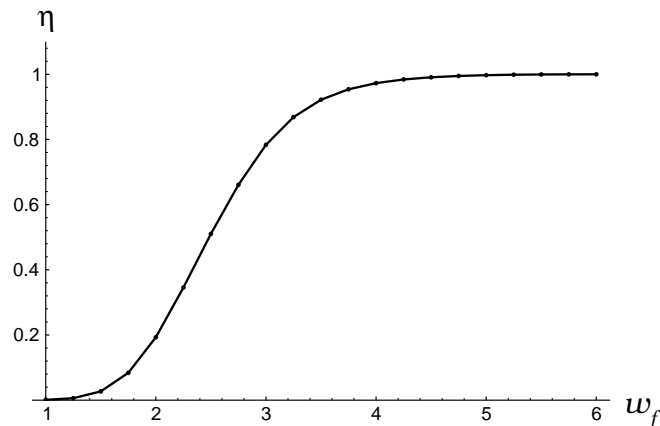


Abbildung 6.3: Der Graph zeigt die Koppeffizienz η über der Spotgröße w_f der Quellabstrahlung für einen Brechungsindex der Kugellinse von $n = 1.5$ bei einem Radius von $450\mu\text{m}$.

Im folgenden werden nun die Abhängigkeiten der Koppeffizienz von der Spotgröße der Quellabstrahlung und vom Brechungsindex der Kugellinse untersucht. Im Schaubild (6.3) ist die Koppeffizienz in Abhängigkeit von der Größe der Strahltaile der Quellabstrahlung für die Kollimation aufgetragen. Der Brechungsindex der Kugellinse beträgt 1.5. Der Graph zeigt einen steilen Anstieg der Koppeffizienz mit der Größe der Strahltaile. Ab einer Strahltaile von ca. $3\mu\text{m}$ flacht die Steigung zusehends ab, bis sie sich dem Wert 1 asymptotisch annähert. Die Faserabstrahlung mit einem Strahlradius von $5.25\mu\text{m}$, wie sie im Falle des betrachteten heterodynen Empfängers zur Verfügung steht (siehe Kap. 3), zieht bei einer Linse mit einem Brechungsindex von $n = 1.5$ einen Koppelverlust von ca. 0.129% nach sich. Aufgrund dieses sehr guten Wertes kann die Kugellinse bei der Kollimation der Faserabstrahlung als ideal betrachtet werden.

Das Schaubild (6.4) zeigt die Abhängigkeit der Koppeffizienz vom Brechungsindex der Kugellinse im Fall der Kollimation für verschiedene Strahltaile. Zu erkennen ist eine Verbesserung der Koppeffizienz mit höheren Brechungsindices. Dies bedeutet, daß der Einsatz von Kugellinsen mit höheren Brechungsindices den Einfluß der sphärischen Ab-

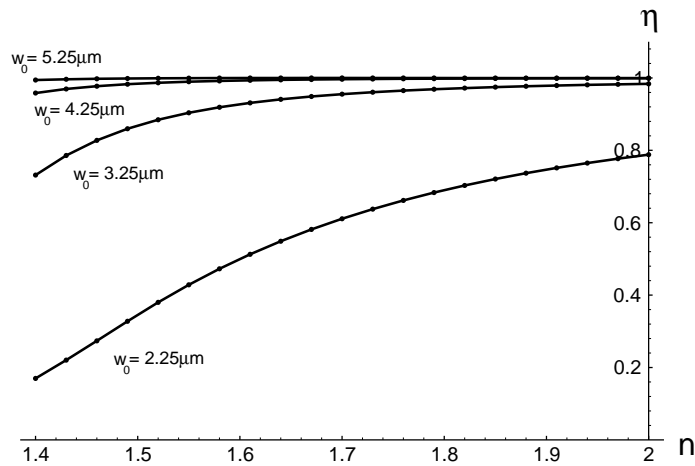


Abbildung 6.4: Aufgetragen ist die Koppeffizienz η über dem Brechungsindex n der Kugellinse ($r = 450 \mu\text{m}$) im Falle der Kollimation für verschiedene Strahltaillen.

erration reduziert. Die Abhängigkeit der Koppeffizienz vom Brechungsindex ist besonders deutlich bei Abstrahlungen mit kleiner Strahltaille und wird bedeutungslos für die hier verwendete Faserabstrahlung von $5.25 \mu\text{m}$. Für Abstrahlungen mit großem Spotradius (ab $5.25 \mu\text{m}$) ist die Koppeffizienz bei der Kollimation mittels einer Kugellinse fast unabhängig vom Brechungsindex der Kugellinse.

6.1.2 Kollimation mit zwei Kugellinsen

Um die stärker divergente Quellabstrahlung so zu kollimieren, daß die charakteristischen Strahlparameter mit denen der kollimierten Faserabstrahlung übereinstimmen, ist ein Kollimationssystem bestehend aus zwei Kugellinsen notwendig (siehe Kapitel 3.1). Die erste Kugellinse dient in diesem System dazu, die Quellabstrahlung so zu fokussieren, daß diese von der zweiten Kugellinse in der gewünschten Weise kollimiert werden kann. Die erste Kugellinse (fokussierende Kugellinse) erzeugt also aus der Quellstrahltaille eine "Zwischenstrahltaille", welche die zweite Kugellinse (kollimierende Kugellinse) dann kollimiert (Abb. 6.5).

Diese Zwischenstrahltaille muß für den Entwurf des Heterodynempfängers der Strahltaille der Faser entsprechen, damit die Strahlparameter beider Wellen am Ort der Überlagerung einander entsprechen. Die kollimierende Linse kann dann als ideale Linse angesehen werden, die nur einen vernachlässigbaren Beitrag zur sphärischen Aberration des Kollimationssystems liefert (s. Abschnitt 6.1.1). Die fokussierende Kugellinse ist im Fernfeld der Quellabstrahlung positioniert; die in Kapitel 5.1.2 hergeleitete Linsenfunktion kann also auf das Quellfeld direkt vor der Linsenhauptebene der ersten Kugellinse angewandt werden. Der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Abbildungseigenschaften des Systems wurde folgendermaßen bestimmt: die Quellabstrahlung ψ_q wird mittels der Propagationsgleichung für Gaußstrahlen in die Linsenhauptebene L_1 der ersten Kugellinse

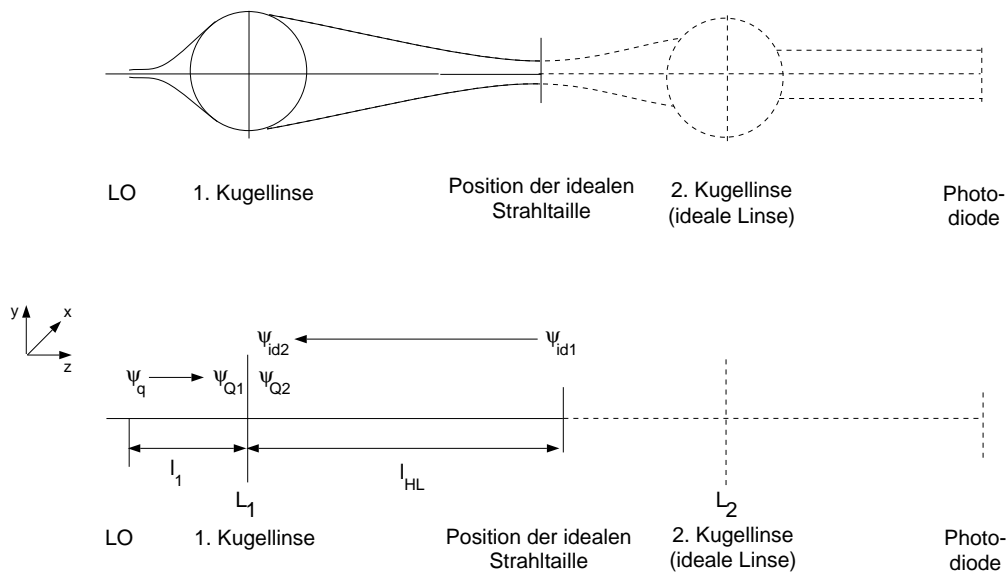


Abbildung 6.5: Schemaskizze des Kollimationssystems aus Halbleiter-Laserdiode (LO) und zwei Kugellinsen.

propagiert (Gl. 2.3; Abb. 6.5). Das Wellenfeld ψ_{Q2} direkt **hinter** der Linsenhauptebene wird durch Multiplikation mit der Linsenfunktion erzeugt (Gl.5.10). Im nächsten Schritt wird die Position und der Radius der Strahlteile mit der Gaußstrahl-Optik für den idealen, aberrationsfreien Fall bestimmt. Aus diesen idealen Strahlparametern wird nun das ideale Feld ψ_{id2} in der Linsenhauptebene mit der Ausbreitungsgleichung gaußförmiger Feldverteilungen (Gl. 2.3) berechnet. Die Überlagerung der Felder ψ_{Q2} und ψ_{id2} in der Linsenhauptebene L_1 mit dem Überlappintegral (Gl. 5.1) liefert die Koppeleffizienz, deren Wert ein Maß für die Aberrationsverluste des Kollimationssystems ist.

Die Abbildung (6.4) zeigt, daß hohe Brechungsindices den Einfluß der sphärischen Aberration auf die Abbildungseigenschaften von Kugellinsen reduzieren. Aus diesem Grunde wurde für die Refokussierung der Laserstrahlteile eine Linse mit hohem Brechungsindex ($n = 2.0$) gewählt. Die simulierte Laserdiode ist dieselbe wie in Kapitel 3 vorgestellt ($w_{\parallel} = 1.8\mu m$, $w_{\perp} = 1.21\mu m$, Operationswellenlänge: $\lambda = 1550nm$). Das Ziel dieser Untersuchungen ist, die Distanzen l_1 und l_{HL} so zu wählen, daß der Einfluß der sphärischen Aberration minimiert wird. Das Verringern des idealen Abstandes d_1 zur Reduzierung der sphärischen Aberration wurde im Abschnitt 5.2 diskutiert. In Abbildung (6.6) ist die Abhängigkeit der Koppeleffizienz von einer Änderung der Distanz l_1 zwischen Quelle und Kugellinse dargestellt. Der beste Wert für die Koppeleffizienz wird bei einer Verringerung der idealen Distanz d_1 um $22\mu m$ erreicht. Durch ein entsprechendes Nachjustieren der Quelle kann die Koppeleffizienz von ca. 30% auf knapp 66% erhöht werden.

Eine weitere, geringfügige, Verbesserung der Koppeleffizienz läßt sich erzielen, wenn auch die Distanz l_{HL} nachjustiert wird. Dies zeigt die Abbildung (6.7); in diesem Graph wird das Maximum der Koppelkurve bei einer Nachjustierung von ca. $15\mu m$ erreicht. Insgesamt läßt

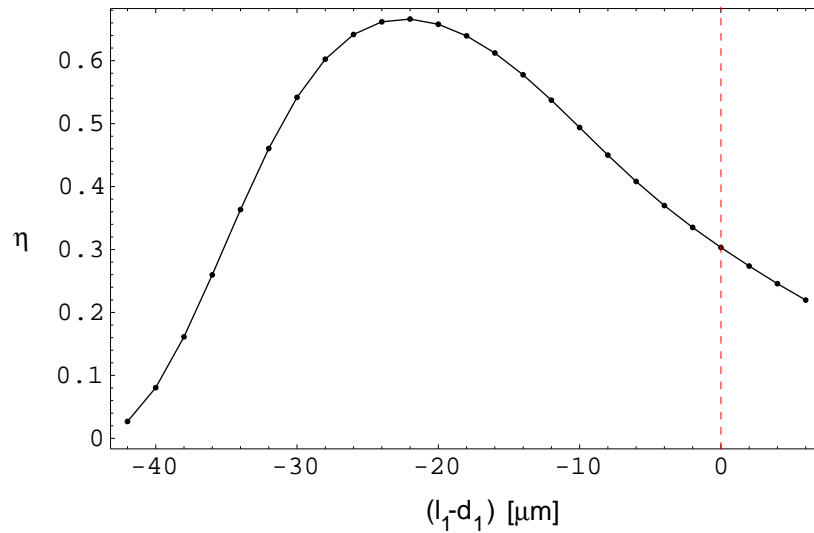


Abbildung 6.6: Koppeffizienz über der Differenz $l_1 - d_1$ zwischen tatsächlichem Abstand l_1 und idealem Abstand d_1 .

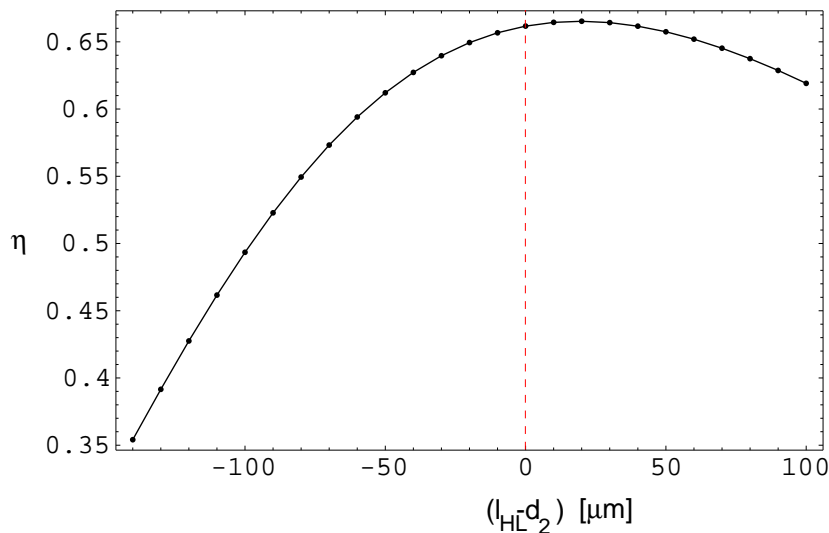


Abbildung 6.7: Koppeffizienz über der Differenz $l_{HL} - d_2$ zwischen tatsächlichem Abstand l_{HL} und idealem Abstand d_2 bei nachjustiertem Wert von d_1 .

sich also durch ein Nachjustieren der beiden Distanzen l_1 und l_{HL} ausgehend vom idealen Wert der Einfluß der sphärischen Aberration drastisch verringern, was im Anstieg der Koppeffizienz von ca. 30% auf über 66% zum Ausdruck kommt. Aus dieser Diskussion wird allerdings auch deutlich, daß die sphärische Aberration bei Verwendung der oben spezifizierten Laserdiode eine Dämpfung von ca. -1.8 dB mit sich bringt.

6.2 Auswirkungen der Positionsfehler beim laserfreien Heterodynempfänger

Im folgenden werden die Auswirkungen der Positionsfehler der aktiven und passiven optischen Komponenten, wie sie in Kapitel 4 bestimmt wurden, auf die Performance des optischen Systems des laserfreien Heterodynempfängers beschrieben. Mit der im Abschnitt 5.1.2 hergeleiteten Linsenformel hat man ein Werkzeug zur Hand, das es erlaubt, das Wellenfeld einer Gaußquelle in der Linsenhauptebene in Abhängigkeit von Position und Neigung von Quelle und Kugellinse und unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration zu berechnen. In Kapitel 5.3 wurde gezeigt, daß das in der Linsenhauptebene berechnete Wellenfeld der *Single Mode*-Faser mit der sphärischen Propagation weiter bis zu einem beliebigen Beobachtungsort ausgebreitet werden kann.

Die Linsenfunktion, kombiniert mit der sphärischen Propagation, liefert für den Fall des laserfreien Heterodynempfängers den Kern für den Ausbreitungsalgorithmus. Die Schemaskizze für die Wellenfeldberechnung ist in Abbildung (6.8) dargestellt. Der Aufbau von

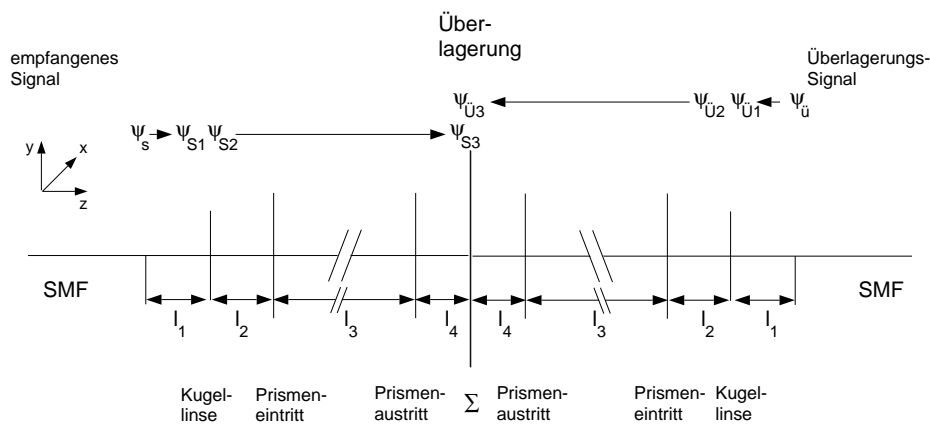


Abbildung 6.8: Schematische Darstellung des Ausbreitungsalgorithmus.

Signalstrahlengang und Überlagerungsstrahlengang ist im Falle des laserfreien Entwurfs symmetrisch (s. Abb.3.3). Das Nahfeld von Signal- bzw. Überlagerungsfaser ist gegeben durch [Kar88]:

$$\psi_{\ddot{u}}(r) \equiv \psi_s(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{w_0} \cdot \exp\left\{-\frac{r^2}{w_0^2}\right\} \quad (6.2)$$

Die Fernfelder ψ_{S1} und $\psi_{\ddot{u}1}$ werden mit Hilfe der Propagationsgleichung (2.3) unmittelbar **vor** der Linsenhauptebene der jeweiligen Kugellinse berechnet. Die Modifizierung der Wellenfelder durch die Kugellinsen wird mittels der Linsenfunktion durchgeführt und resultiert in den Wellenfeldern ψ_{S2} und $\psi_{\ddot{u}2}$ unmittelbar **hinter** den Linsenhauptebenen. Die weitere Ausbreitung der Wellenfelder in die Überlagerungsebene Σ wird, wie in Kapitel 5.3 beschrieben, mit der sphärischen Propagationsgleichung durchgeführt.

Verkippungen der Prismenstirnflächen resultieren in einer Ablenkung der Ausbreitungsrichtung und einem dadurch verlängerten Laufweg im Material. Diese beiden Effekte werden mit einem exakten Raytracing-Algorithmus (unter Einbeziehung der sphärischen Ab-

erration) berechnet und bei der Berechnung des Wellenfeldes am Beobachtungsort berücksichtigt. Die Koppeleffizienz wird in der Ebene Σ zwischen den Wellenfeldern ψ_{S3} und $\psi_{\ddot{U}3}$ mit dem Überlappintegral (Gl.5.1) berechnet.

Die Positionstoleranzen der optischen Komponenten lassen sich je nach ihren Auswirkungen in zwei verschiedene Gruppen unterteilen:

- axiale Positionsfehler: Positionsverschiebungen entlang der optischen Achse führen zu einer Änderung der charakteristischen Parameter des Strahls, wenn die Distanz l_1 betroffen ist und zu einer Veränderung des Strahlprofils am Ort der Photodiode, wenn die Distanzen l_2 , l_3 und l_4 betroffen sind (siehe Abb. 6.9). Die Folge dieser Positionsungenauigkeiten ist eine Abweichung in der Übereinstimmung der an der Photodiode zu überlagernden Wellenfelder und kann somit durch die Koppeleffizienz “gemessen” werden.
- laterale Positionsfehler: Positionsfehler lateral zur optischen Achse oder Verkippungen der optischen Komponenten führen zu einer Verschiebung der Bestrahlungsstärke-Verteilung. Diese Auslenkung der Bestrahlungsstärke-Verteilung führt zu einem direkten Verlust beim Heterodynsignal, da sich der Überlapp zwischen empfangenem und lokalem Signal verringert.

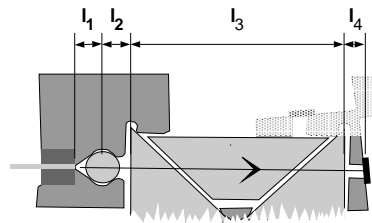


Abbildung 6.9: Darstellung der Distanzen l_1, l_2, l_3 und l_4 an einem beispielhaft ausgewählten Strahlengang.

Eine Darstellung der Positionsungenauigkeiten der einzelnen optischen Komponenten, wie sie sich durch die störenden Mechanismen ergeben, ist in Abbildung (6.10) gegeben.

6.2.1 Auswirkungen der axialen Positionsfehler

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen axialer Fehlpositionierungen der einzelnen optischen Komponenten auf die Koppeleffizienz bestimmt. Das Überlappintegral (5.1) wird dabei zwischen dem durch die Fehlpositionierung gestörten und dem ungestörten Signal gebildet.

Eine gegenseitige axiale Fehlpositionierung von Faser und Kugellinse resultiert in einer Änderung der Distanz l_1 . Oben ist beschrieben, daß eine Änderung der Distanz zwischen Quelle und abbildendem Element eine Änderung der charakteristischen Strahlparameter hervorruft. Die Auswirkungen dieses Effektes auf das Wellenfeld ist in Abbildung (6.11) durch die Änderung der Koppeleffizienz in Abhängigkeit von der Änderung der Distanz l_1 vom Wert $730\mu\text{m}$ dargestellt. Der Toleranzbereich der Distanz l_1 ist in Abbildung (6.11) grau unterlegt. In diesem Bereich findet nahezu keine Minderung der Koppeleffizienz statt. Es läßt sich feststellen, daß die Auswirkung einer axialen Fehlpositionierung innerhalb der

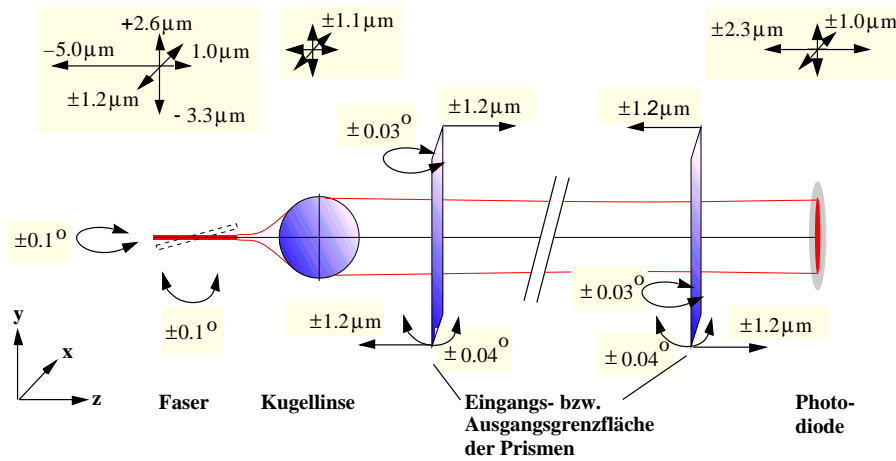


Abbildung 6.10: Darstellung der Positionsungenauigkeiten und Verkippungen der einzelnen optischen Komponenten, gezeigt an einem beliebigen Strahlengang.

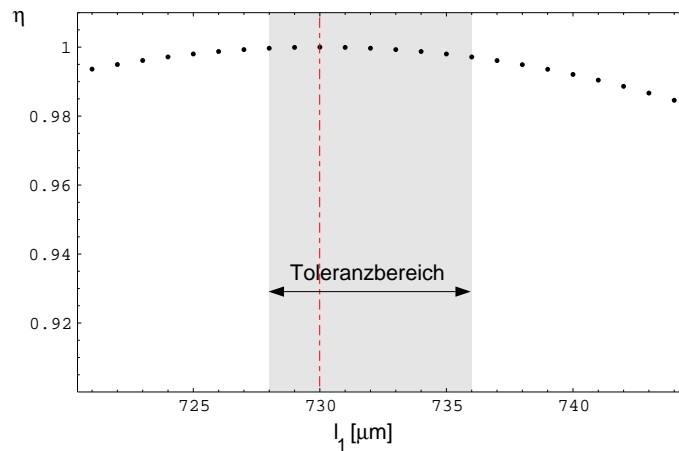


Abbildung 6.11: Auswirkungen einer (kleinen) Änderung der Distanz l_1 zwischen Faser und Kugellinse. Unterlegt ist der Toleranzbereich des Heterodynempfänger.

Toleranzgrenzen der Faser relativ zur Kugellinse auf die Koppeffizienz vernachlässigbar ist.

In Abbildung (6.12) ist die Koppeffizienz in Abhängigkeit von Änderungen der Distanzen l_2 (Abb. 6.12(a)), l_3 (Abb. 6.12(b)) und l_4 (Abb. 6.12(c)) dargestellt. Es sind über den gesamten Variationsbereich keine Auswirkungen auf die Koppeffizienz zwischen gestörtem und ungestörtem Wellenfeld zu beobachten. Der Grund hierfür liegt in der Kollimation der Faserabstrahlung. Dadurch ändert sich das Wellenfeld innerhalb der relativ kleinen Variationsbereiche der Distanzen nur sehr geringfügig. Eine axiale Fehlpositionierung der optischen Komponenten hat also keine Beeinträchtigung der Funktionsweise des laserfreien Heterodynempfänger zur Folge.

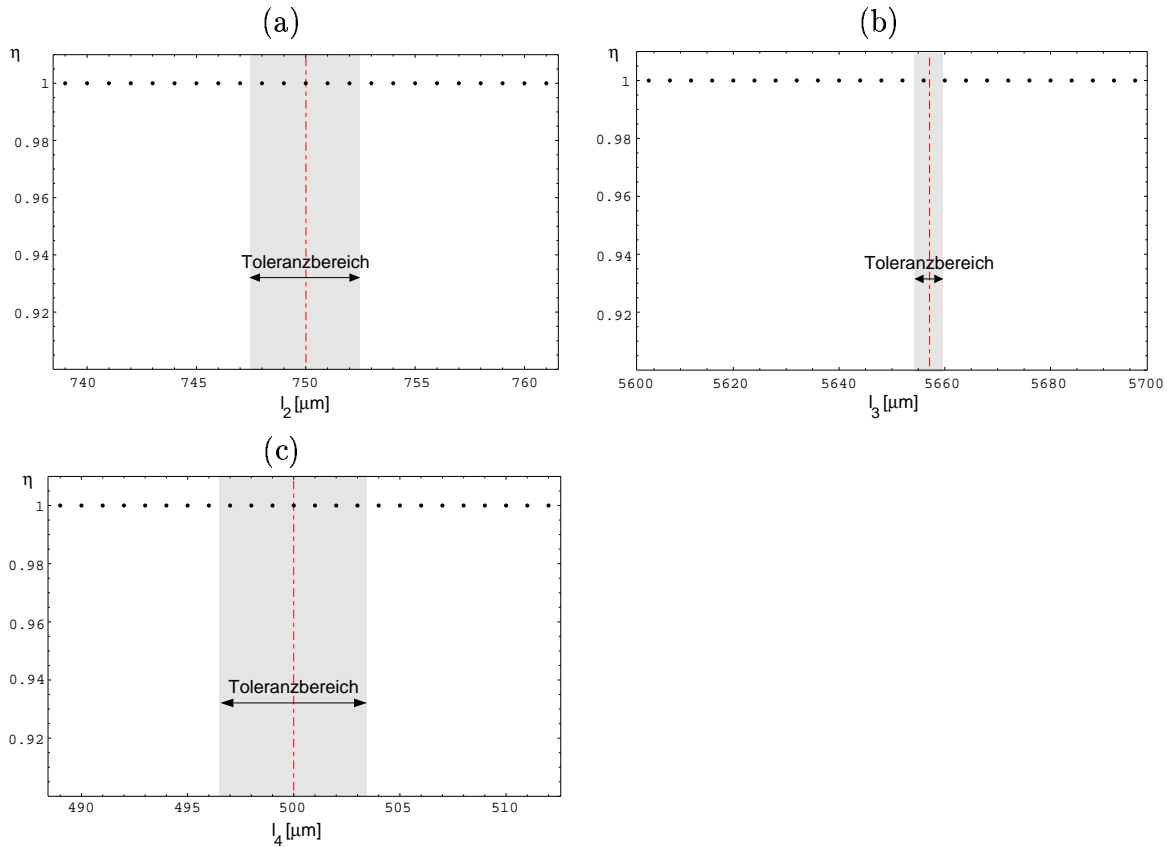


Abbildung 6.12: Dargestellt ist die Koppeffizienz über der Änderung der Distanz zwischen Kugellinse und Prismeneintrittsfläche (a), zwischen Prismeneintritts- und Austrittsfläche (b) und zwischen Prismenaustrittsfläche und der Photodiode (c).

6.2.2 Auswirkungen der lateralen Positionsfehler

Die in Kapitel 4 diskutierten leistungsmindernden Mechanismen verursachen außer der oben beschriebenen axialen Fehlpositionierung der optischen Elemente auch eine laterale Verschiebung und bei einigen Elementen (Faser und Prismengrenzflächen) auch eine Verkippung. Eine laterale Fehlpositionierung verursacht eine Verschiebung des Schwerpunktzentrum der Bestrahlungsstärke-Verteilung des gestörten Strahlengangs. Damit verringert sich der Überlapp zwischen lokalem und empfangenem Signal.

Im folgenden wird die Abhängigkeit der Lage des Schwerpunktzentrum der Bestrahlungsstärke-Verteilung von der lateralen Fehlpositionierung der einzelnen optischen Komponenten untersucht. Die Vorgehensweise ist dabei die folgende: das Wellenfeld wird durch das gestörte optische System propagiert, und die an der Photodiode resultierende Bestrahlungsstärke-Verteilung wird berechnet. Aus dieser Verteilung werden nach einer ISO-Vorschrift [ISO94] die Koordinaten des Schwerpunktzentrum bestimmt. Die Verschiebung des Schwerpunktes in Abhängigkeit von der Fehlpositionierung der optischen Komponente wird dann graphisch dargestellt.

Auswirkungen einer Fehlpositionierung der Faser

Die Abbildung (6.13) zeigt die Auswirkungen einer Fehlpositionierung der Faser. In der

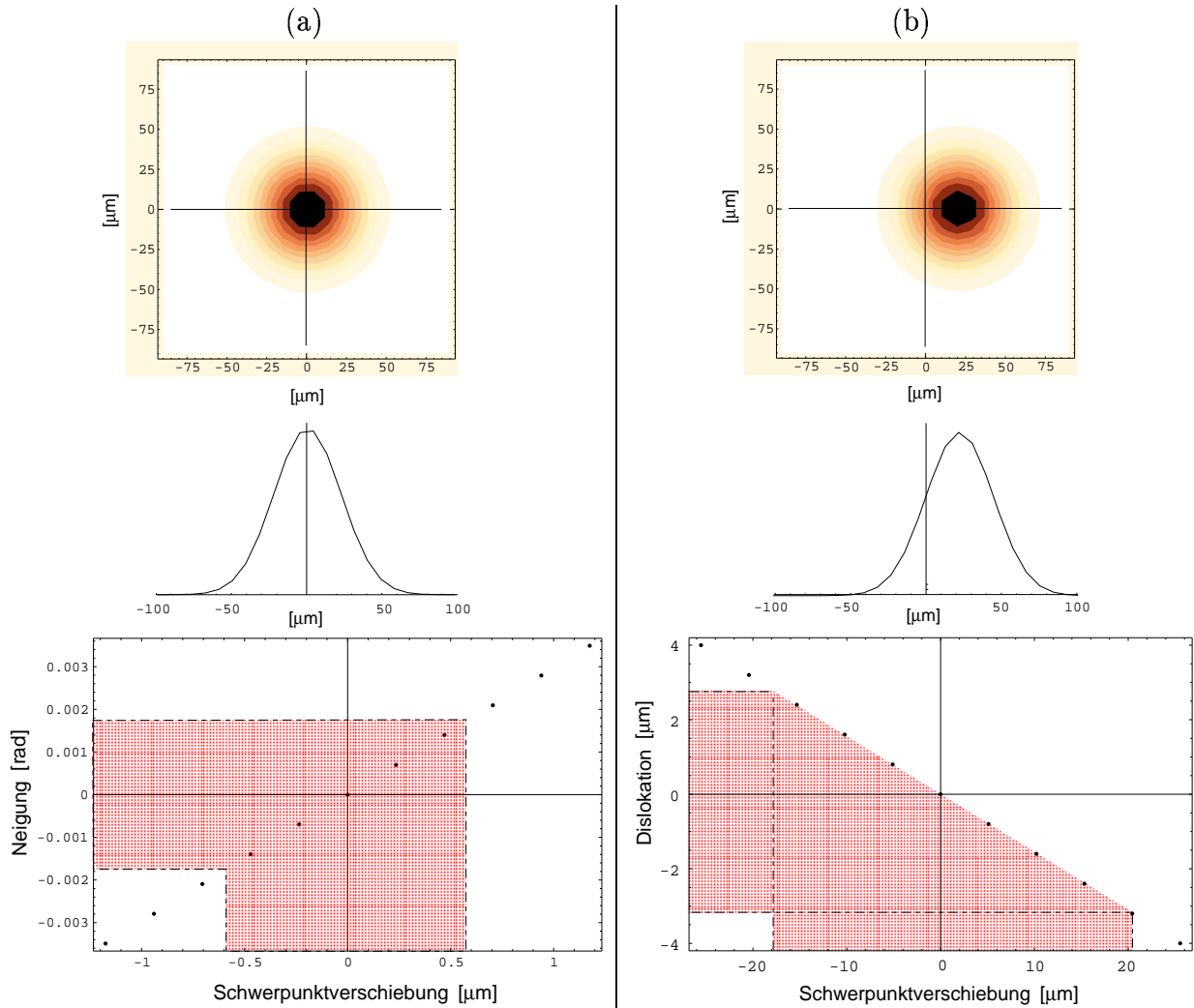


Abbildung 6.13: Die Spalte (a) zeigt die Auswirkung der Faserneigung. Oben ist die Bestrahlungsstärke-Verteilung für den maximalen Neigungswinkel 1° dargestellt. Die Graustufen sind in dieser Abbildung reduziert, um die Übergänge besser zu verdeutlichen. Darunter zeigt ein Schnitt die Gauß-Form der Verteilung. Die letzte Zeile gibt die Verschiebung des Schwerpunktzentrum in Abhängigkeit von einer Faserneigung wieder. In Spalte (b) ist derselbe Sachverhalt für eine Faserverschiebung senkrecht zur optischen Achse dargestellt. Die Toleranzbereiche sind jeweils grau unterlegt.

Spalte (a) ist das Ergebnis einer Faserneigung abgebildet: der obere Graph gibt die Bestrahlungsstärke-Verteilung am Ort der Photodiode für den maximalen Neigungswinkel des Toleranzbereiches von 1° wieder. Aus dem darunter abgebildeten Querschnitt durch die Verteilung wird deutlich, daß die Gauß-Form der Verteilung trotz der Neigung der Faser erhalten bleibt. Der Graph in der letzten Zeile der Spalte (a) gibt die Verschiebung des Schwerpunktzentrum in Abhängigkeit von einer Neigung der Faser wieder. Der Toleranz-

bereich, der in Kapitel 4 bestimmt wurde, ist grau unterlegt. Eine maximale Verkippung der Faser in den Toleranzgrenzen resultiert in einer Verschiebung des Schwerpunktes von $\pm 0.6\mu\text{m}$. Aus einer Verschiebung dieser Größenordnung ist kein ernsthafter Einfluß auf die Leistungsmerkmale des Empfängers zu erwarten. Die Spalte (b) zeigt die Auswirkungen einer Faserverschiebung senkrecht zur optischen Achse. Der obere Graph gibt die Bestrahlungsstärke-Verteilung für eine maximale Verschiebung von $\Delta_y = -3.3\mu\text{m}$ an. Deutlich sichtbar ist die resultierende Verschiebung der Bestrahlungsstärke-Verteilung, die auch im nachfolgenden Schnitt durch die Verteilung zu beobachten ist. Auch im Falle der Faserauslenkung bleibt die Gauß-Form weitgehend erhalten. Die Darstellung der letzten Zeile zeigt die Abhängigkeit der Schwerpunktverschiebung von einer Faserauslenkung. Der Toleranzbereich ist wiederum grau unterlegt. Eine maximale laterale Verschiebung der Faser um $\Delta_y = -3.3\mu\text{m}$ resultiert demnach in einer Schwerpunktverschiebung von $21\mu\text{m}$. Diese Verschiebung beträgt nahezu ein Viertel des Strahldurchmessers an dieser Stelle. Die Auswirkungen dieser Delokation auf die Koppeffizienz des optischen Systems wird im Laufe dieses Kapitels untersucht.

Auswirkungen einer lateralen Verschiebung der Kugellinse

Die Abhängigkeit der Schwerpunktlage von einer lateralen Verschiebung der Kugellinse ist in Abbildung (6.14) dargestellt. In der Spalte (a) sind die Bestrahlungsstärke-

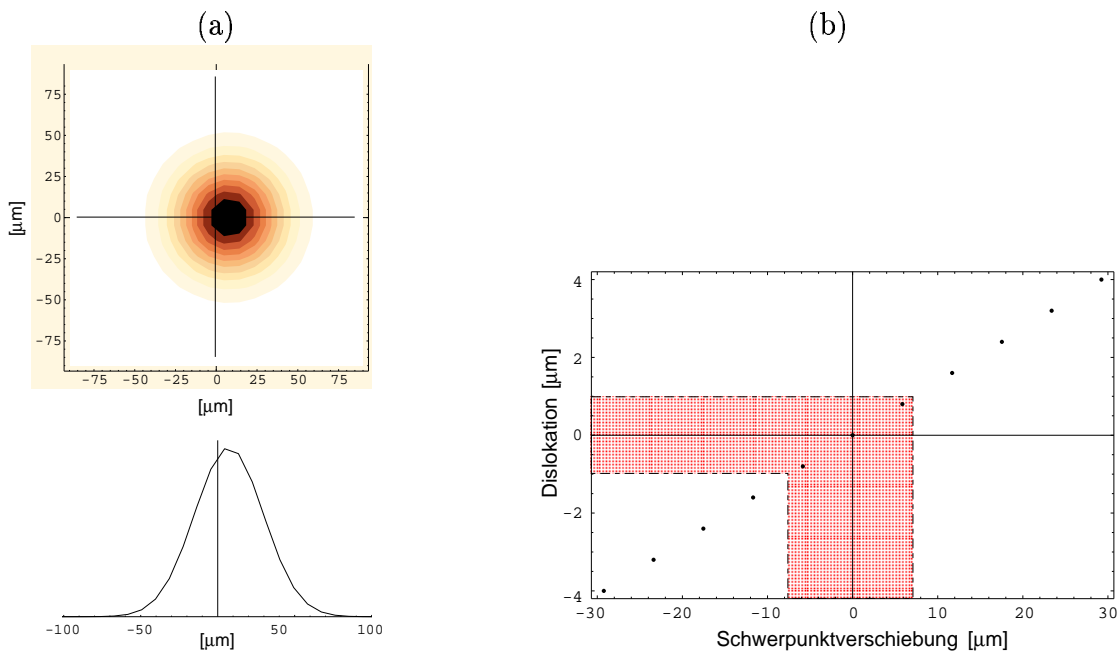


Abbildung 6.14: In der Spalte (a) sind die Auswirkungen einer Verschiebung der Linse auf die Bestrahlungsstärke-Verteilung dargestellt. Die rechte Spalte (b) zeigt die Schwerpunktverschiebung der Bestrahlungsstärke-Verteilung in Abhängigkeit von einer lateralen Dislokation der Linse. Der Toleranzbereich ist dabei unterlegt.

Verteilung und der Schnitt durch dieselbe für eine maximale Verschiebung der Kugellinse um $\Delta_x = 1.1\mu\text{m}$ abgebildet. Die Spalte (b) zeigt die Schwerpunktwanderung in Abhängig-

keit von einer Verschiebung der Kugellinse. Der grau unterlegte Bereich gibt auch hier den Toleranzbereich an. Eine maximale Delokation der Kugellinse in den Toleranzgrenzen führt somit zu einer Schwerpunktverschiebung von über $7\mu m$. Auch aus dieser Verschiebung ist ein Einfluß auf die Koppeleffizienz des Systems zu erwarten. Eine Untersuchung dieses Sachverhalts wird weiter unten durchgeführt.

Auswirkungen einer Verkippung der Prismengrenzflächen

Die Auswirkungen einer Verkippung der Prismengrenzflächen sind in Abbildung (6.15) dargestellt. Die Spalte (a) gibt die Auswirkung einer Verkippung der Prismeneintritts-

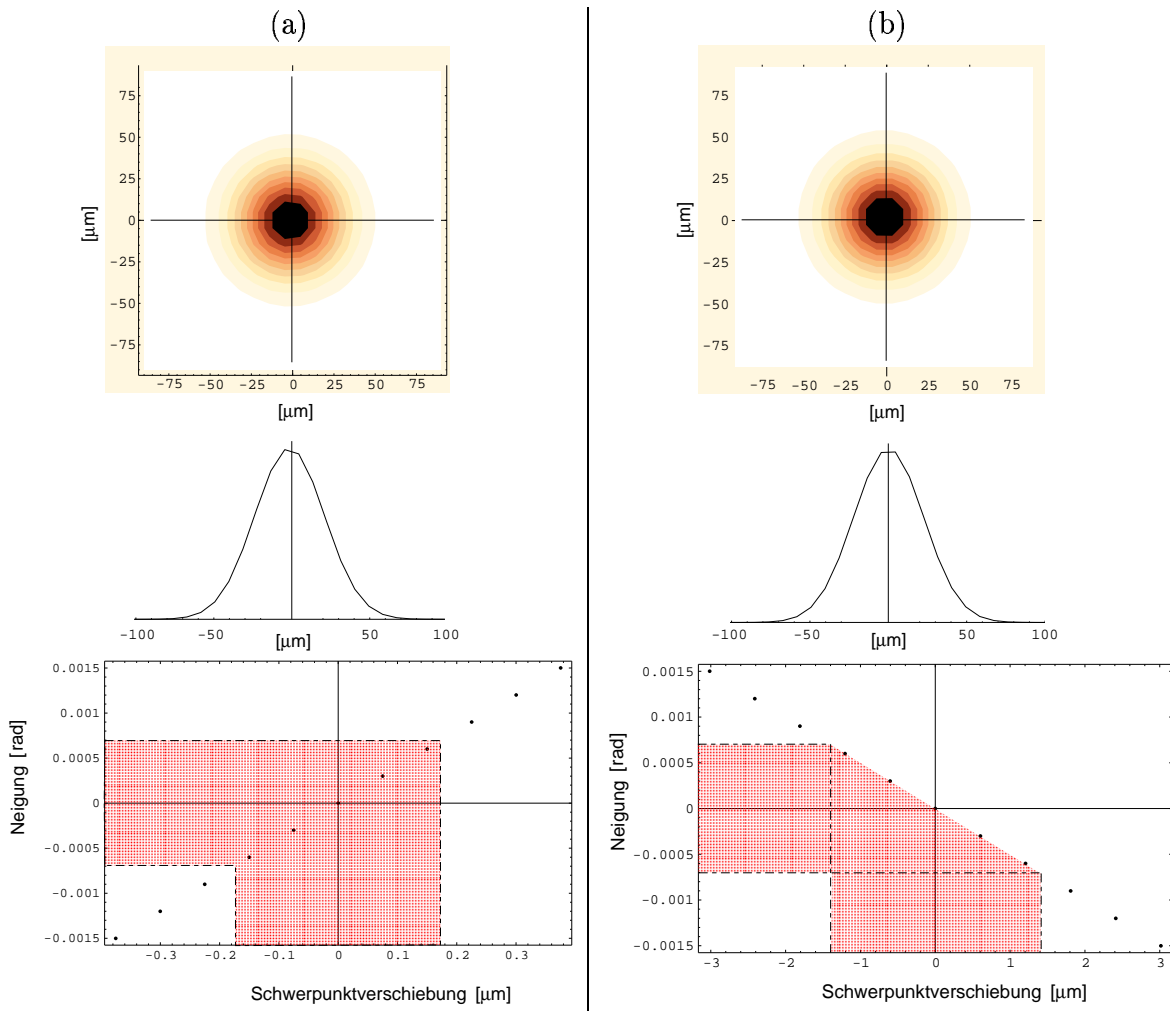


Abbildung 6.15: Die Spalte (a) gibt die Auswirkungen einer Verkippung der Prismeneintrittsfläche wieder, in der Spalte (b) ist derselbe Sachverhalt für die Prismenaustrittsfläche dargestellt.

fläche wieder, in der Spalte (b) ist die Abhängigkeit der Schwerpunktlage von einer Verkippung der Prismenaustrittsfläche dargestellt. Eine maximale Verkippung der Prismeneintrittsfläche in den Toleranzgrenzen resultiert in einer Verschiebung des Schwerpunktes von $\pm 1.4\mu m$. Bei der Austrittsfläche ist der Effekt noch geringer und beträgt lediglich $\pm 0.17\mu m$. Der Einfluß der Verkippungen der Prismengrenzflächen innerhalb der Tole-

ranzgrenzen ist im Vergleich zu den Fehlpositionierungen von Faser und Kugellinse vernachlässigbar.

In Tabelle (6.1) sind die **Schwerpunktverschiebungen für die maximalen lateralen Fehlpositionierungen der einzelnen optischen Komponenten** aufgelistet.

Fehl-Position	Verschiebung der Faser	Neigung der Faser	Verschiebung der Linse	Neigung Prismeneingang	Neigung Prismenausgang
Schwerpunktverschiebung	$[-17.95 \dots +20.57] \mu\text{m}$	$\pm 0.55 \mu\text{m}$	$\pm 7.44 \mu\text{m}$	$\pm 1.51 \mu\text{m}$	$\pm 0.18 \mu\text{m}$

Tabelle 6.1: Dargestellt sind die aus der maximalen lateralen Fehlpositionierung der einzelnen optischen Komponenten resultierenden Verschiebungen des Schwerpunktzentrum der Bestrahlungsstärke-Verteilung.

Die **Auswirkungen einer lateralen Fehlpositionierung von Faser bzw. Kugellinse** auf die Koppel-effizienz des optischen Systems sind in Abbildung (6.16) dargestellt. Grau

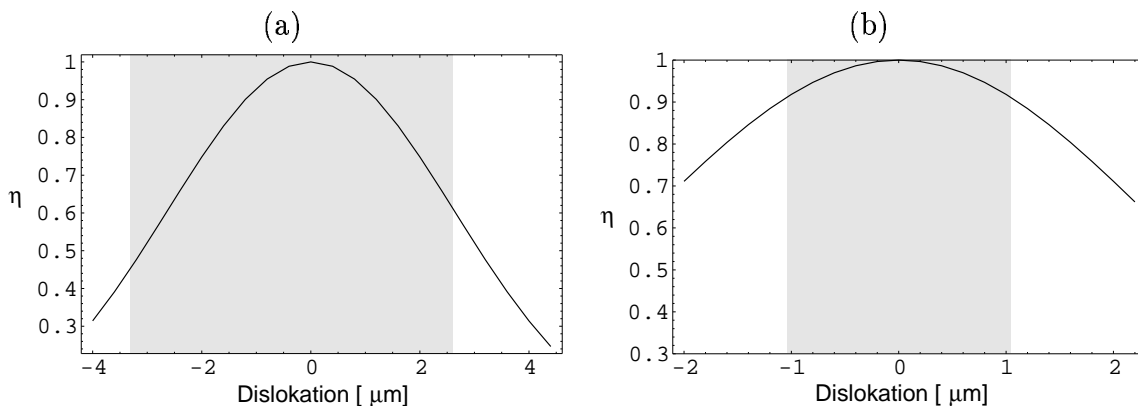


Abbildung 6.16: Darstellung der Koppel-effizienz über den lateralen Fehlpositionierungen der Faser (a) und der Kugellinse (b). Die Verschiebung findet in diagonaler Richtung statt, der angegebene Verschiebungswert gilt in x - und y -Richtung.

unterlegt sind die Toleranzbereiche. Die Verschiebung der optischen Komponenten findet in x - und y -Richtung statt, dies entspricht einer diagonalen Verschiebung der Faser bzw. Kugellinse.

Abbildung (6.16(a)) zeigt die Abhängigkeit der Koppel-effizienz des optischen Systems von einer Verschiebung der Faser. Deutlich ist dabei der große Einfluß dieser Fehlpositionierung auf die Koppel-effizienz zwischen gestörtem und ungestörtem Wellenfeld zu erkennen. Die Koppel-effizienz wird durch die maximale Verschiebung der Faser in den Toleranzgrenzen um 55% auf 0.45 verringert.

Nicht ganz so gravierend ist der Einfluß einer lateralen Fehlpositionierung der Kugellinse (s. Abb.6.16(b)). Hier beträgt die Minderung der Koppel-effizienz bei maximaler Verschiebung der Kugellinse in den Toleranzgrenzen 9%.

6.2.3 Auswirkungen der Summierung aller Positionsfehler

In diesem Abschnitt wird untersucht, wie sich die Summierung der lateralen und axialen Fehlpositionierungen zu einer *worst case*-Anordnung auf die Überlagerung von empfangenem Signal und lokalem Signal auswirkt. Die *worst case*-Anordnung beschreibt die Kombination axialer und lateraler Toleranzen, welche die größte Minderung der Koppeffizienz verursacht.

Für die folgenden Untersuchungen wurden die Bestrahlungsstärken von empfangenem und lokalem Signal als identisch angenommen. Die Wellenfelder sind normiert, so daß gilt [Kar88]:

$$\int \int^A |\psi|^2 dA = 1 \quad (6.3)$$

Die Abbildung (6.17) zeigt die Bestrahlungsstärke-Verteilung des überlagerten Signals in flächenhafter Darstellung. Dabei ist deutlich die Diagonalachse zu sehen, entlang welcher

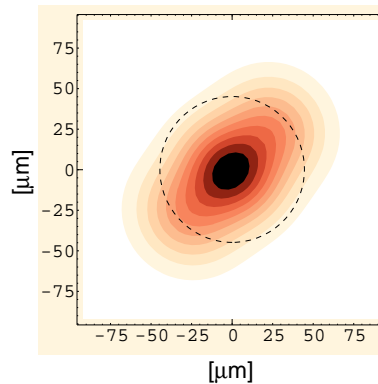


Abbildung 6.17: Flächen-Darstellung der Bestrahlungsstärke-Verteilung des überlagerten Signals. Der gestrichelte Kreis gibt die Grenze der aktiven Zone der Photodiode an.

die Maxima der Einzelverteilungen liegen. Der Bereich der aktiven Zone der Photodiode ist als gestrichelter Kreis eingezeichnet.

Ein Vergleich der Bestrahlungsstärke-Verteilung des effektiven Heterodynsignals zwischen der *worst case*-Konfiguration und der idealen Anordnung der optischen Komponenten wird in Abbildung (6.18) gegeben. In der Spalte (a) sind die 2D- und 3D-Darstellungen der Bestrahlungsstärke-Verteilung am Ort der Photodiode für die *worst case*-Anordnung der optischen Komponenten abgebildet. Die Spalte (b) stellt die Bestrahlungsstärke-Verteilung für den idealen Fall dar. In den 2D-Darstellungen ist jeweils die aktive Zone der Photodiode durch einen gestrichelten Kreis umrissen, in den 3D-Darstellungen ist nur der Anteil wiedergegeben, der auf die aktive Zone der Photodiode trifft.

Ein Vergleich der beiden Spalten zeigt die Verringerung der Größe der Bestrahlungsstärke, verursacht durch die *worst case*-Konfiguration. Insbesondere aus den 3D-Darstellungen der Bestrahlungsstärke-Verteilungen wird die Schwächung des Heterodynsignals durch die *worst case*-Anordnung der optischen Komponenten deutlich.

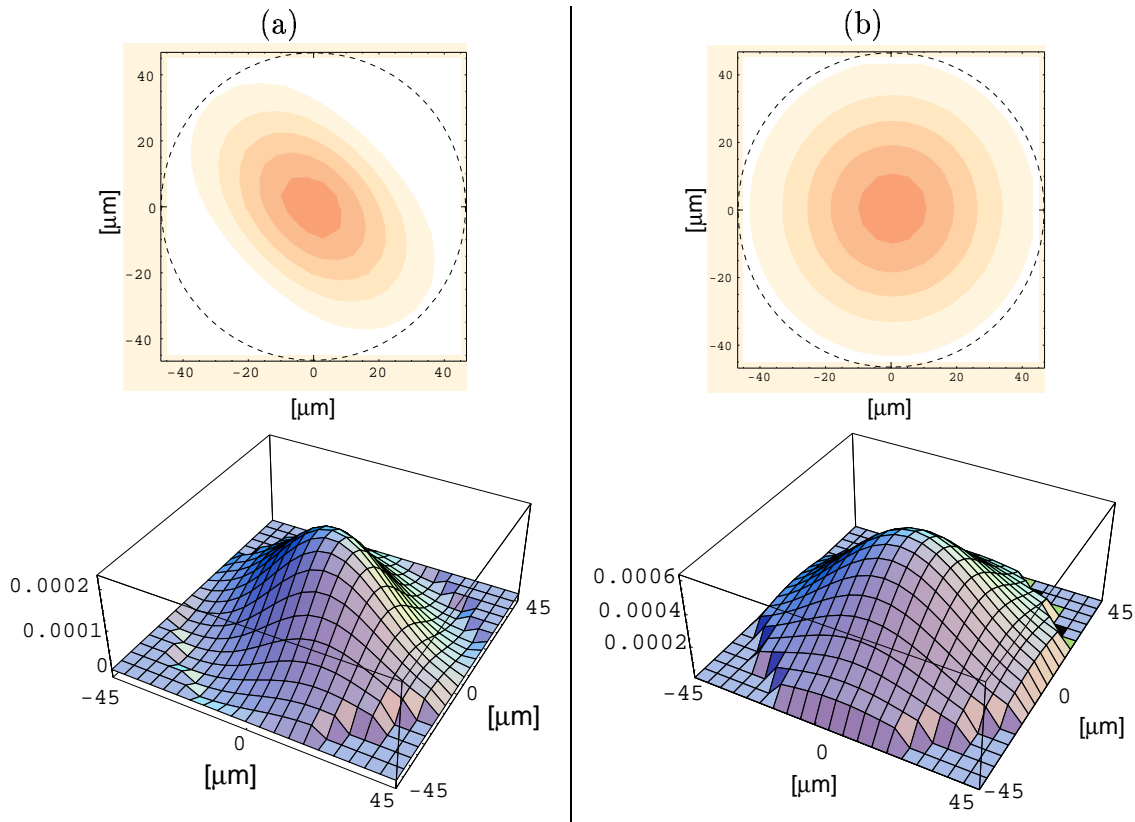


Abbildung 6.18: Vergleich der Bestrahlungsstärke-Verteilung des effektiven Heterodynsignals zwischen der worst case-Anordnung (Spalte (a)) und der idealen Anordnung ohne Fehlpositionierungen (Spalte (b)). (Die Intensitäten der 2D-Darstellungen sind jeweils normiert.)

Die Quantifizierung dieses Effektes wird durch zwei Größen erlaubt:

- der Koppelfeffizienz zwischen den zu überlagernden Signalen
- dem Photonenfluß, der auf die Fläche der Photodiode einfällt

Die Koppelfeffizienz wurde bereits in Kapitel 2.2 eingeführt und dazu verwendet, die Übereinstimmung zwischen zwei Wellenfeldern zu analysieren.

In optisch kohärenten Systemen kommen nur PIN¹-Dioden ohne inneren Verstärkungsmechanismus zum Einsatz [Hoo94]. Diese Geräte können als lineare Leistungsdetektoren betrachtet werden, welche die optische Leistung linear in elektrischen Strom umwandeln (s. a. Anhang A.1) und können ihrem Prinzip nach als Photonenzähler betrachtet werden. Jedes Quant des elektromagnetischen Feldes, das eine Frequenz ν besitzt, repräsentiert die Energie $h\nu$, wobei h die Plancksche Konstante ist. Unter der Voraussetzung eines monochromatischen Strahls wird die mittlere Photonenzahl, die pro Zeiteinheit auf einen Detektor der Fläche A auftritt, durch den Photonenfluß $AI/h\nu$ beschrieben. I ist hierbei die Bestrahlungsstärke. Weiter oben in diesem Kapitel wurde die Normierung der Bestrahlungsstärke eingeführt (Gl. 6.3). Diese Normierung ermöglicht nun den Vergleich

¹positiv-intrinsisch-negativ; Schichtfolge der Photodioden

des Photonenflusses für verschiedene Positionskonfigurationen. Diese beiden Größen sind in Tabelle (6.2) für die *worst case*-Anordnung im Vergleich mit der ideale Anordnung aufgelistet.

	Koppeffizienz η [%]	Photonenfluß [%]
ideale Anordnung	100	100
<i>worst case</i> -Anordnung	4.1	23.5

Tabelle 6.2: Vergleich der *worst case*-Anordnung mit der idealen Anordnung anhand der Leistungsmerkmale Koppeffizienz und Photonenfluß.

Deutlich ist dabei zu erkennen, wie die *worst case*-Anordnung die Leistung des Empfängers vermindert. Sowohl die Koppeffizienz η als auch der mittlere Photonenfluß werden stark reduziert. Dies stellt den Ausgangspunkt für die in Kapitel 7 durchgeführte Optimierung des optischen Systems des laserfreien Heterodynempfängers dar.

6.3 Auswirkungen der Positionsfehler beim Laser-Heterodynempfänger

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der Positionstoleranzen auf die Performance des Laser-Heterodynempfängers beschrieben. Auch bei diesem Entwurf findet die Linsenformel Anwendung um die Wellenfeldmodifizierung durch die Kugellinse zu beschreiben. Der Algorithmus zur Berechnung der Ausbreitung der Wellenfelder muß allerdings anders als im Falle des laserfreien Heterodynempfängers aufgebaut werden. Die schematische Darstellung der Wellenfeldausbreitung wird in Abbildung (6.19) gezeigt.

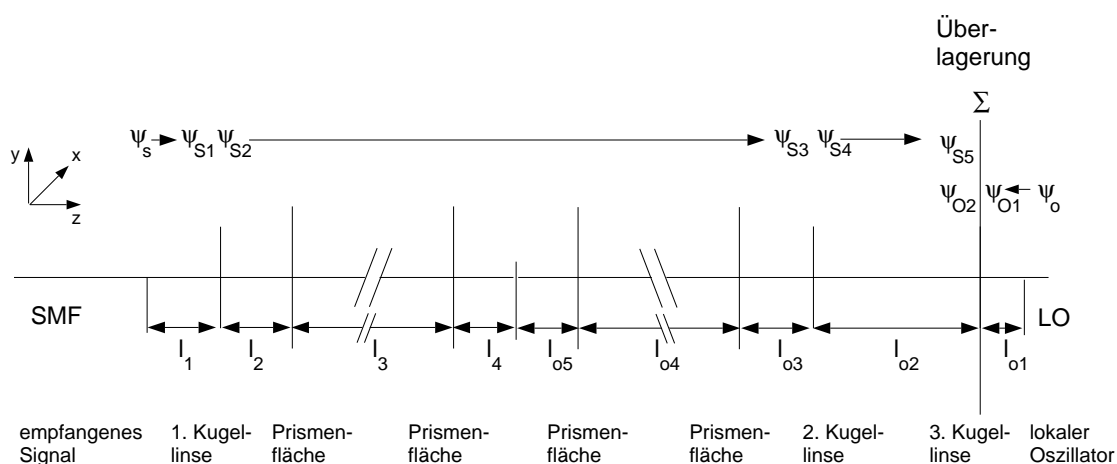


Abbildung 6.19: Schemaskizze der Wellenfeldberechnung im Fall des Laser-Heterodynempfängers.

Das empfangene Signal wird auch bei diesem Entwurf durch eine *Single Mode*-Faser in das System eingespeist. Die Berechnung der Wellenfelder ψ_{S1} und ψ_{S2} wird äquivalent wie in Abschnitt 6.2 für den laserfreien Empfänger beschrieben getätigt. Die Ausbreitung des Wellenfeldes ψ_{S2} bis unmittelbar **vor** die Hauptebene der zweiten Kugellinse wird mittels der sphärischen Propagation durchgeführt (siehe Abb. 6.19). Die Aktion der zweiten Kugellinse auf das Wellenfeld ψ_{S3} wird mit der Linsenformel berechnet und resultiert im Wellenfeld ψ_{S4} . Die Näherung, die zur Ausbreitung des Wellenfeld ψ_{S4} mit der sphärischen Propagation eingegangen werden muß, ist auch in diesem Falle gerechtfertigt, da das Wellenfeld ψ_{S3} kollimiert ist, der Divergenzwinkel also minimal ist. Diese Ausbreitung resultiert im Wellenfeld ψ_{S5} unmittelbar **vor** der Linsenhauptebene der dritten Kugellinse.

Die Abstrahlung des Lasers unterscheidet sich von der Faserabstrahlung in zwei Hinsichten:

- die Abstrahlung des Lasers ist divergenter
- die Abstrahlung der Laserdiode ist elliptisch (siehe Kap.3.1)

Das elliptische Nahfeld der Laserdiode berechnet sich zu [Kar88]:

$$\psi_o(x, y) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{w_{\perp} w_{\parallel}}} \cdot \exp \left[- \left\{ \frac{x^2}{w_{\perp}^2} + \frac{y^2}{w_{\parallel}^2} \right\} \right] \quad (6.4)$$

Das Fernfeld ψ_{O1} der Laserdiode unmittelbar **vor**² der dritten Kugellinse wird, wie auch im Fall der Faser, mit der Propagationsgleichung für Gaußsche Wellenfelder berechnet. Mit Hilfe der Linsenfunktion kann dann das Wellenfeld ψ_{O2} unmittelbar **hinter** der dritten Kugellinse gefunden werden.

Beim hochdivergenten Laserstrahl führt die zur Anwendung der sphärischen Propagation nötige “paraxiale” Näherung zu nicht vernachlässigbaren Fehlern. Aus diesem Grund wird die Ausbreitung des Wellenfeldes ψ_{O3} nicht mit der sphärischen Propagationsgleichung durchgeführt. Die Überlagerung des Signalwellenfeldes ψ_{S5} und des lokalen Oszillatorfeldes ψ_{O3} wird rechnerisch in der Hauptebene der dritten Kugellinse durchgeführt (siehe Abb. 6.19). Die Auswirkung der sphärischen Aberration auf die Kollimation eines hochdivergenten Laserstrahls wurde in Kapitel 6.1.2 untersucht. Dabei wurde gezeigt, daß eine Verringerung der Distanz l_1 vom idealen Wert den Auswirkungen der sphärischen Aberration entgegenwirkt. Dieser Ansatz der Verringerung der Distanz zwischen Quelle und der fokussierenden Kugellinse wird auch auf das Zwei-Linsensystem des Laser-Heterodynempfängers angewandt. In Abbildung (6.20) ist als Ergebnis dieser Untersuchung der Verlauf der Koppeffizienz über der Distanz l_{o1} zwischen der Laserdiode und der fokussierenden Kugellinse³ für das Wellenfeldberechnungsschema aus der Abbildung (6.19) dargestellt. Die in Kapitel 3 berechnete ideale Position l_1 der fokussierenden Kugellinse relativ zu der Halbleiterlaserdiode beträgt $580\mu m$. Diese Distanz resultiert in einer Koppeffizienz der Wellenfelder ψ_{S5} und ψ_{O2} von 31%. Ein Defokus von $17\mu m$ verbessert das Ergebnis der Koppeffizienz auf 72%. Die geometrischen Parameter aus der Tabelle 3.4 müssen daher bezüglich der Distanz l_1 korrigiert werden (siehe Tabelle 6.3).

Die Positionsungenauigkeiten der einzelnen optischen Elemente im lokalen Oszillatorzweig sind in Abbildung (6.21) dargestellt.

² *vor* bezieht sich, wie auch im gesamten Abschnitt, auf die Ausbreitungsrichtung.

³ Die fokussierende Kugellinse entspricht der 3. Kugellinse in der Schemaskizze (6.19).

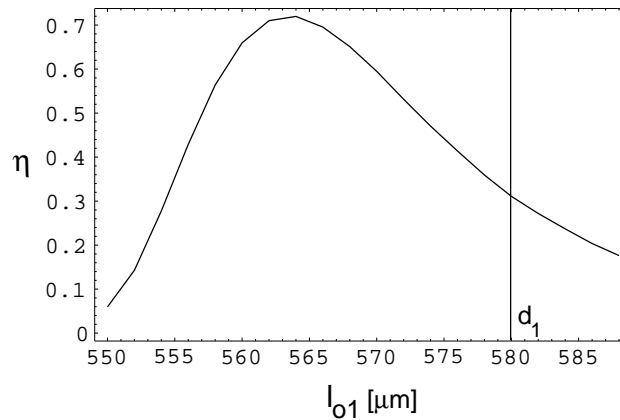


Abbildung 6.20: Darstellung der Koppeffizienz über der Distanz l_{o1} zwischen Laserdiode und fokussierender Kugellinse. Die Distanz d_1 markiert den idealen Abstand (im aberrationsfreien Fall).

geometrische Parameter					
	$l_{o1} [\mu\text{m}]$	$l_{o2} [\mu\text{m}]$	$l_{o3} [\mu\text{m}]$	$l_{o4} [\mu\text{m}]$	$l_{o5} [\mu\text{m}]$
SG_1	563	2780	750	5300	618
SG_2	563	2780	750	5657	500

Tabelle 6.3: Auflistung der modifizierten geometrischen Parameter des Systementwurfs für die Strahlengänge des lokalen Oszillators (SG_1 , SG_2).

6.3.1 Auswirkungen axialer Fehlpositionierungen

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der axialen Fehlpositionierungen der einzelnen optischen Komponenten auf die Güte der Überlagerung von Signalstrahl und lokalem Oszillatorstrahl untersucht. Zur Bestimmung der Güte der Überlagerung wird wiederum das Überlappintegral (Gl. 5.1) eingesetzt.

Die Untersuchungen der axialen Toleranzen beim laserfreien Empfänger in Kapitel 6.2.1 ergaben, daß eine Änderung der Distanzen **nach** der Strahlkollimation (l_2 , l_3 , l_4) keinen nennenswerten Einfluß auf die Güte der Wellenfeldüberlagerung besitzt. Die folgenden Betrachtungen sind daher auf Änderungen der Distanzen beschränkt, die direkten Einfluß auf die Strahlkollimation besitzen. Dies ist der Abstand l_1 des Signalstrahlengangs und die Distanzen l_{o1} und l_{o2} des Oszillatorstrahlengangs (siehe auch Abb. 6.19).

Auswirkungen einer Änderung der Distanz l_1

Die Auswirkungen einer Änderung der Distanz l_1 zwischen Faser und Kugellinse auf die Koppeffizienz sind in Abbildung (6.22) dargestellt. Aus der Abbildung wird zum einen deutlich, daß sich die Aberrationseffekte des lokalen Oszillatorzweigs auch auf die Distanz l_1 auswirken. Dies ist erkennbar an der kleinen Delokation des Maximums der Koppeffizienz, das nicht, wie erwartet, bei einer Distanz von $730\mu\text{m}$ erscheint, sondern bereits bei $l_1 = 727\mu\text{m}$.

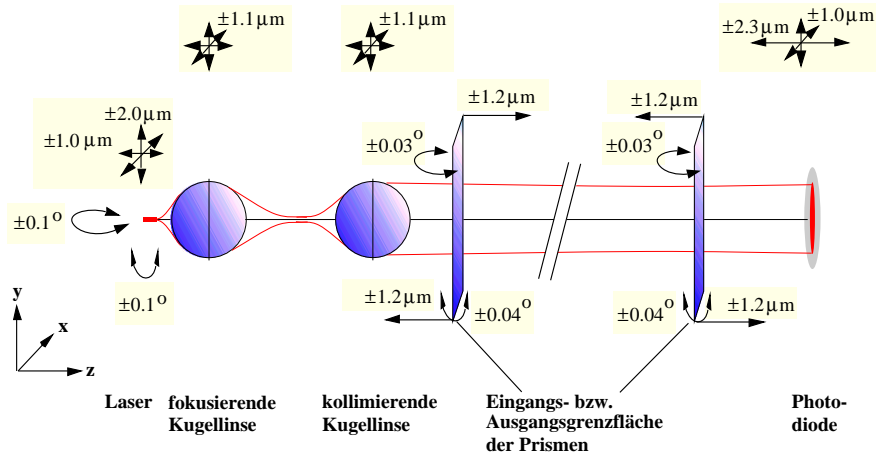


Abbildung 6.21: Abbildung der Positionsungenauigkeiten, sowie der Verkippungen der einzelnen optischen Komponenten für einen beliebigen Strahlengang des LO-Zweigs.

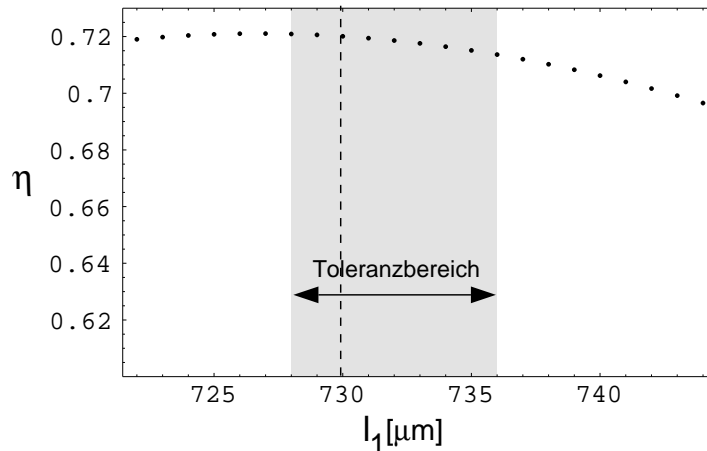


Abbildung 6.22: Darstellung der Koppeffizienz η über der Distanz l_1 zwischen Signalfaser und der kollimierenden Kugellinse. Unterlegt ist der Toleranzbereich der Distanz l_1 .

Zum anderen ist zu beobachten, daß sich die Koppeffizienz im gesamten abgebildeten Bereich und insbesondere im grau unterlegten Toleranzbereich nur geringfügig ändert. Nachjustieren der Distanz l_1 auf den Wert $727\mu\text{m}$ stabilisiert das Verhalten der Koppeffizienz in Abhängigkeit von einer gegenseitigen Fehlpositionierung von Faser und Kugellinse, da die Steigung der Kurve unmittelbar am Scheitel kleiner ist als an den Flanken.

Auswirkungen einer Änderung der Distanz l_{o1}

Das Verhalten der Koppeffizienz in Abhängigkeit von einer Variation des Abstands l_{o1} zwischen Laserdiode und fokussierender Kugellinse wurde bereits oben im Zusammenhang mit der Kompensation des Einflusses der sphärischen Aberration besprochen. In Abbildung (6.23) ist der Bereich dargestellt, welcher der nachjustierten Distanz l_{o1} entspricht.

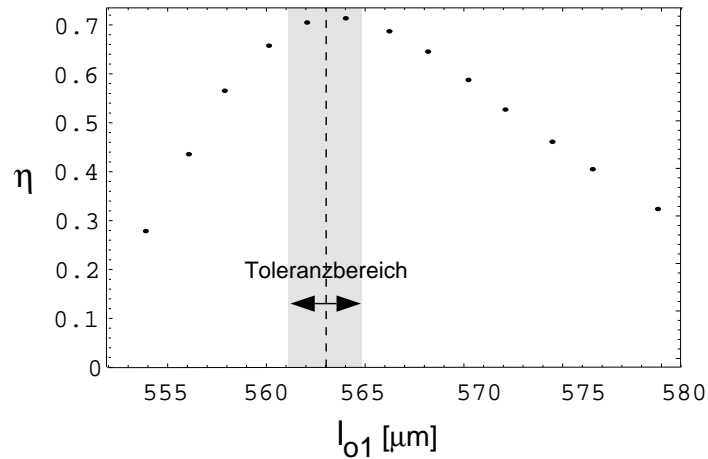


Abbildung 6.23: Darstellung der Koppeffizienz η über der Distanz l_{o1} zwischen Laserdiode und der fokussierenden Kugellinse. Unterlegt ist der Toleranzbereich der Distanz l_{o1} .

Außerdem ist der Toleranzbereich unterlegt, so daß die Auswirkungen einer Fehlpositionierung innerhalb der Toleranzgrenzen deutlich werden.

Die Verringerung der Koppeffizienz, verursacht durch die gegenseitige Fehlpositionierung von Laserdiode und fokussierender Kugellinse, ist größer als bei der Distanz l_1 . Sie verursacht eine Minderung der Koppeffizienz um ca. 4%.

Auswirkungen einer Änderung der Distanz l_{o2}

Die Auswirkungen der Toleranzen der Distanz l_{o2} sind in Abbildung (6.24) dargestellt.

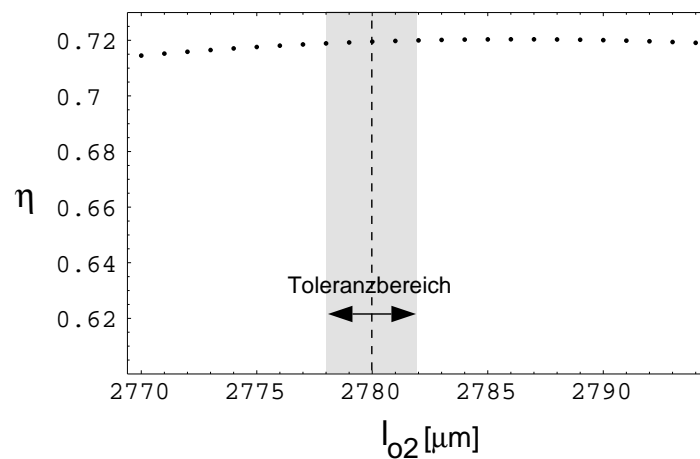


Abbildung 6.24: Darstellung der Koppeffizienz η über der Distanz l_{o2} zwischen fokussierender und kollimierender Kugellinse. Unterlegt ist der Toleranzbereich der Distanz l_{o2} .

Qualitativ lassen sich hier dieselben Feststellungen wie bei der Abhängigkeit der Koppeffizienz von der Distanz l_1 zwischen der Faser und der kollimierenden Kugellinse machen:

- Die Auswirkungen der Fehlpositionierung der beiden Kugellinsen des Oszillatorzweiges auf die Koppeleffizienz sind sehr gering.
- Eine kleine Nachjustierung der Distanz l_{o2} bringt aufgrund der sphärischen Aberration der fokussierenden Kugellinse eine kleine Verbesserung der Koppeleffizienz.

Im Unterschied zu der Distanz l_1 resultiert das Nachjustieren der Distanz l_{o2} in einer Vergrößerung des Abstands zwischen den beiden Kugellinsen um $6\mu\text{m}$ auf nunmehr $l_{o2} = 2786\mu\text{m}$. Dies korrespondiert gut mit den Ergebnissen, die in Kapitel 6.1.2 gefunden wurden. Dort konnte der Einfluß der sphärischen Aberration auf die Kollimation einer divergenten Abstrahlung durch ein Verringern der Distanz l_1 und ein Vergrößern der Distanz l_2 erheblich verkleinert werden.

Abschließend kann gesagt werden, daß die axialen Positionsungenauigkeiten nur im Falle der Distanz l_{o1} einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die Leistung des Laser-Heterodynempfängers besitzen.

6.3.2 Auswirkungen der lateralen Positionsfehler

Um einschätzen zu können, wie stark sich die lateralen Fehlpositionierungen auf die Bestrahlungsstärke-Verteilung auswirken, wird in diesem Abschnitt äquivalent zu der Vorgehensweise beim laserfreien Heterodynempfänger im Abschnitt 6.2.2 die Abhängigkeit der Lage der Schwerpunktverteilung von der lateralen Fehlpositionierung der einzelnen optischen Komponenten des lokalen Oszillatorzweigs untersucht. Für diese Untersuchungen wurde ein exakter Raytracing-Algorithmus implementiert, der die Abweichungen des Zentralstrahls durch die zwei Kugellinsen und die beiden Prismengrenzflächen in der Ebene der Photodiode berechnet. Dazu wurde ein Modell des Zwei-Linsensystems erstellt, das in Abbildung (6.25) gezeigt wird. Die Lage des Schwerpunktzentrums der Bestrahlungsstärke-Verteilung wird in der Ebene Σ berechnet.

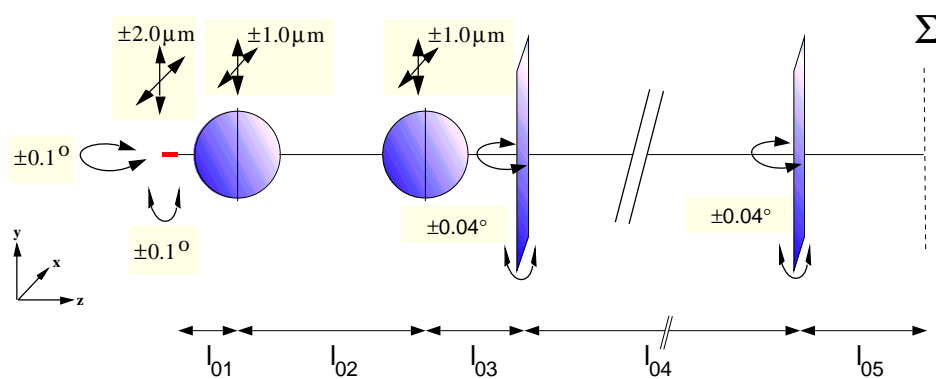


Abbildung 6.25: Modell des Zwei-Linsensystems des Laser-Heterodynempfängers, das zur Berechnung der Abweichung der Lage des Schwerpunktzentrums der Bestrahlungsstärke-Verteilung in Abhängigkeit von den lateralen Positionsungenauigkeiten dient.

Auswirkungen lateraler Fehlpositionierungen der Laserdiode

Die Abbildung (6.26) zeigt die Schwerpunktwanderung der Verteilung für die lateralen

Fehlpositionierungen *Verkippung* (a) und *Verschiebung* (b) der Laserdiode.

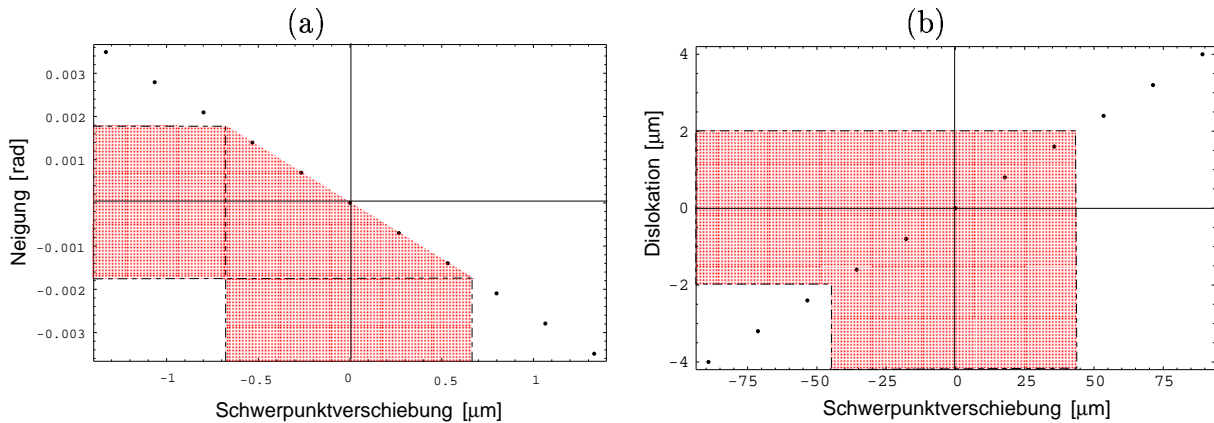


Abbildung 6.26: Darstellung der Lage des Schwerpunktzentrums in Abhängigkeit von einer Verkippung (a) und einer lateralen Verschiebung (b) der Laserdiode.

Die Verkippung der Laserdiode hat auf die Lage des Schwerpunkts aufgrund des kleinen Toleranzbereiches nur einen geringen Einfluß im Submikrometer-Bereich. Im Gegensatz dazu wirkt sich eine nur geringe laterale Verschiebung der Laserdiode sehr stark auf die Lage des Schwerpunkts der Bestrahlungsstärke-Verteilung aus. Hier kommt es zu Schwerpunktverschiebungen von bis zu $\pm 45 \mu\text{m}$. Dies entspricht in der Ebene Σ der Photodiode der Hälfte der Strahlweite. Der Einfluß, den diese Positionsungenauigkeit auf die Koppeffizienz besitzt, wird weiter unten untersucht.

Auswirkungen lateraler Fehlpositionierungen der fokussierenden Kugellinse

Wie im Falle der Laserdiode hat auch eine laterale Verschiebung der fokussierenden Kugellinse einen großen Einfluß auf die Lage der Bestrahlungsstärke-Verteilung. Dieser Sachverhalt wird in Abbildung (6.27) dargestellt.

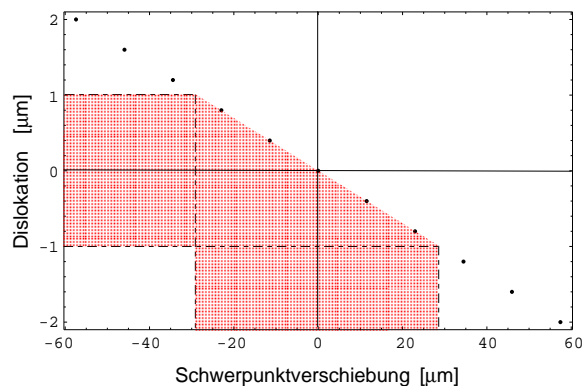


Abbildung 6.27: Darstellung der Lage des Schwerpunktzentrums in Abhängigkeit von einer lateralen Verschiebung der fokussierenden Kugellinse.

Die Positionsverschiebung der Verteilung erreicht hier einen Wert von ca. $\pm 30\mu m$ an den Toleranzgrenzen. Dies stellt immerhin ein Drittel des Strahldurchmessers am Ort der Photodiode dar. Der Einfluß auf die Koppeleffizienz wird weiter unten in diesem Abschnitt überprüft.

Auswirkungen lateraler Fehlpositionierungen der kollimierenden Kugellinse

Nicht so ernst stellt sich die Situation der zweiten Kugellinse dar, die kollimierend wirkt. Die Abbildung (6.28) veranschaulicht die Auswirkungen der lateralen Fehlpositionierung auf die Schwerpunktlage.

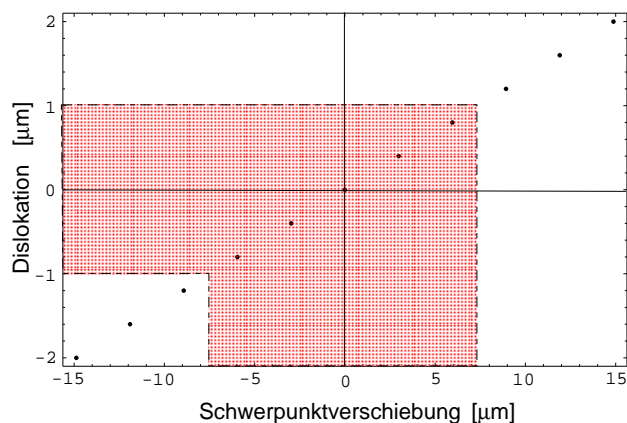


Abbildung 6.28: Darstellung der Lage des Schwerpunktzentrum in Abhängigkeit von einer lateralen Verschiebung der kollimierenden Kugellinse.

Eine maximale Verschiebung dieser Kugellinse in den Toleranzgrenzen resultiert in einer Verschiebung der Bestrahlungsstärke-Verteilung von ca. $7\mu m$. Dies entspricht dem Wert, der für eine Verschiebung der Kugellinse im laserfreien Empfänger berechnet wurde (siehe Abb.(6.14)). Der Grund für diese Übereinstimmung ist, daß die erste (fokussierende) Kugellinse eine “Zwischenstrahltaile” erzeugt, welche der Strahltaile der *Single Mode*-Faser im laserfreien Entwurf entspricht. Die Systementwürfe von laserfreiem und Laser-Empfänger sind ab der Position dieser Strahltaile identisch. Daher haben auch die Positionsungenauigkeiten der optischen Komponenten, die im Strahlengang hinter dieser Strahltaile liegen, dieselben Auswirkungen auf die Lage des Schwerpunktzentrum.

Auswirkungen einer Prismenneigung

Die Auswirkungen einer Neigung der Prismeneingangs- und -ausgangsgrenzfläche auf die Lage des Schwerpunkts ist in Abbildung (6.29) dargestellt. Die Neigung der ersten Grenzfläche zieht eine Verschiebung der Bestrahlungsstärke-Verteilung von ca. $1.5\mu m$ nach sich, die Neigung der zweiten Grenzfläche bewirkt lediglich eine Verschiebung im Submikrometer-Bereich und kann vernachlässigt werden.

Die Auswirkungen auf die Lage des Schwerpunktes stimmen in beiden Fällen mit den bereits für den laserfreien Fall für diese Grenzflächen berechneten überein (siehe Abb. 6.15).

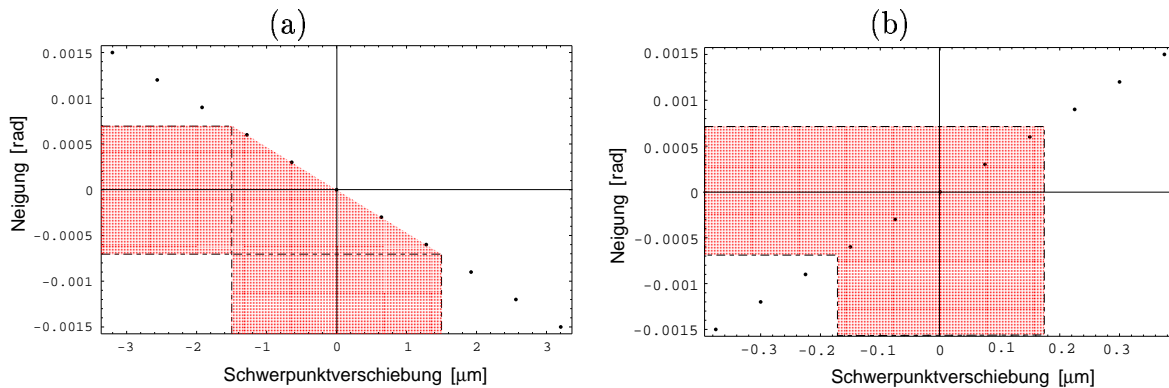


Abbildung 6.29: Darstellung der Lage des Schwerpunktzentrums in Abhängigkeit von einer Neigung der Prismeneingangs- (a) und -ausgangsfläche (b).

In Tabelle (6.4) sind die **Schwerpunktverschiebungen für die maximalen lateralen Fehlpositionierungen des Zwei-Linsen-Systems** zusammenfassend dargestellt.

Fehl- Position	Verschiebung des Lasers	Neigung des Lasers	Verschiebung der 1. Linse
Schwerpunkt- verschiebung	$\pm 44.55 \mu\text{m}$	$\pm 0.67 \mu\text{m}$	$\pm 28.71 \mu\text{m}$
Fehl- Position	Verschiebung der 2. Linse	Neigung der Eingangsfläche	Neigung der Ausgangsfläche
Schwerpunkt- verschiebung	$\pm 7.44 \mu\text{m}$	$1.50 \mu\text{m}$	$\pm 0.18 \mu\text{m}$

Tabelle 6.4: Dargestellt sind die aus der maximalen lateralen Fehlpositionierung der einzelnen optischen Komponenten resultierenden Verschiebungen des Schwerpunktzentrums der Bestrahlungsstärke-Verteilung.

Die Auswirkungen der Schwerpunktverschiebung auf die Koppeffizienz des optischen Systems wird im folgenden für die laterale Verschiebung der Laserdiode und der beiden Kugellinsen aufgezeigt. Für diese Untersuchungen wurde die Koppeffizienz zwischen dem Wellenfeld des Ein-Linsensystems und dem des Zwei-Linsensystems in Abhängigkeit von den oben genannten lateralen Positionstoleranzen berechnet. Das Berechnungsschema ist dasselbe wie zur Berechnung der Auswirkungen der axialen Toleranzen (siehe Abb. 6.19). Die Auswirkungen der Laserverkippung und Neigung der Prismeneintritts- und -austrittsflächen auf die Lage des Schwerpunktzentrums der Bestrahlungsstärke-Verteilung sind so gering, daß ihre Einflüsse auf die Koppeffizienz im Vergleich zu den oben genannten Positionsfehlern vernachlässigbar sind. Die Ergebnisse sind in Abbildung (6.30) dargestellt. Der unterlegte Bereich gibt den Toleranzbereich an. Der Graph (a) stellt die Koppeffizienz über einer Dislokation der Laserdiode in x- und y-Richtung dar. Es ist deutlich zu erkennen, daß eine maximale Dislokation der Laserdiode auch innerhalb

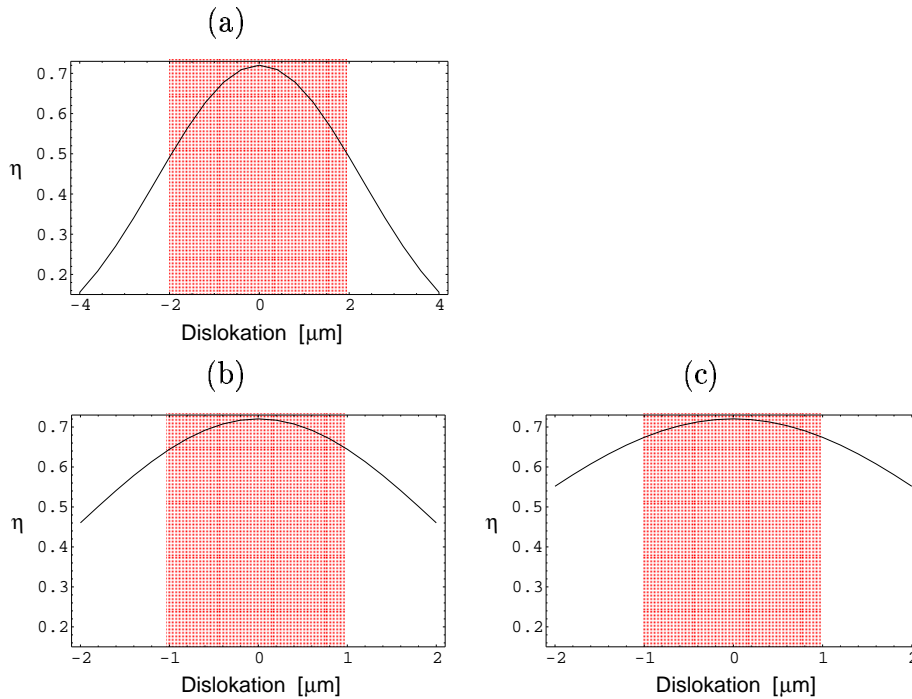


Abbildung 6.30: Darstellung der Koppeffizienz über den lateralen Fehlpositionierungen der Laserdiode (a), der fokussierenden Kugellinse (b) und der kollimierenden Kugellinse. Die Dislokation bezeichnet den Verschiebungswert in x - und y -Richtung (diagonale Verschiebung). Der Toleranzbereich ist wiederum unterlegt.

der Toleranzgrenzen einen ernsten Einfluß auf die Koppeffizienz zwischen empfangenem Signal und Überlagerungssignal besitzt. Die Koppeffizienz wird für eine maximale Verschiebung der Laserdiode auf 50% reduziert. Nicht so stark sind die Auswirkungen bei einer Fehlpositionierung der beiden Kugellinsen. Eine in den Toleranzgrenzen maximale laterale Verschiebung der fokussierenden Kugellinse schlägt sich in einer Verminderung der Koppeffizienz auf 64% nieder, die Dislokation der kollimierenden Kugellinse verringert im selben Falle die Koppeffizienz auf 67%.

6.3.3 Auswirkungen der Summierung aller Positionsfehler

In diesem Abschnitt werden die Auswirkungen der Summation aller lateraler und axialer Positionsfehler der optischen Komponenten zur *worst case*-Konfiguration auf die Koppeffizienz des Heterodynempfängers dargestellt. Den Hauptbeitrag der Leistungsminde- rung erbringen die lateralen Positionsfehler (siehe Kap. 6.3.1 und Kap. 6.3.2). Die Fehlpositionierungen der Quellen (*Single Mode*-Faser auf der einen Seite und Laserdiode auf der anderen) und der drei Kugellinsen tragen den größten Anteil bei.

Die *worst case*-Anordnung der optischen Komponenten innerhalb der Toleranzgrenzen resultiert beim Laser-Heterodynempfänger in einer Koppeffizienz von

$$\eta = 0.105\%$$

Dieser Entwurf eignet sich daher nicht für eine Realisierung mit der LIGA-Technik.

Kapitel 7

Entwurfsoptimierung des Heterodynempfängers

Dieses Kapitel behandelt den fünften Schwerpunkt, die Systemoptimierung mit dem Ziel eines hinsichtlich der Massenfertigung robusten Entwurfs. Der zugrundeliegende Gedanke ist, eine Anordnung der optischen Komponenten zu finden, so daß die Performance der *worst case*-Konfiguration bei den gegebenen Fertigungstoleranzen und Temperaturänderungen maximiert wird (siehe Abb. 7.1). Die Systemoptimierung führt weiterhin zur Kenntnis der minimalen Leistungsdaten und ermöglicht somit eine Entscheidung über die Realisierbarkeit des Funktionsmoduls.

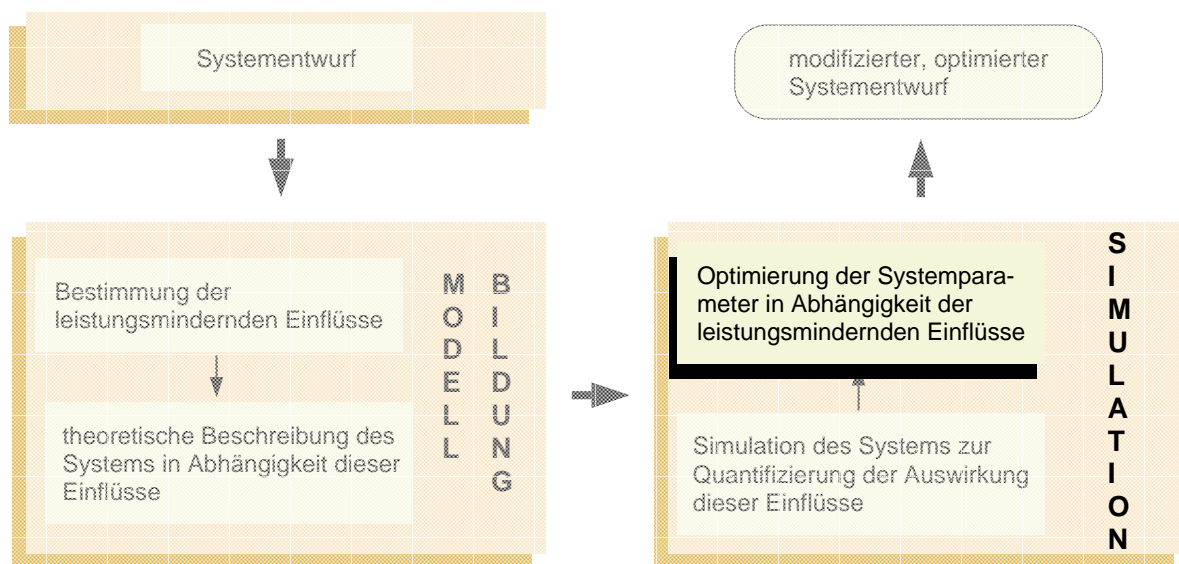


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung. Der hervorgehobene Arbeitsschritt **Optimierung der Systemparameter in Abhängigkeit der leistungsmindernden Einflüsse** wird in diesem Kapitel diskutiert.

Die Mechanismen, welche die Leistung eines Heterodynempfängers reduzieren, der mit dem LIGA-Verfahren in der Massenfertigung hergestellt wird, sind im einzelnen:

- Fertigungstoleranzen, die bei der Herstellung der verwendeten kommerziellen Produkte auftreten
- Fertigungstoleranzen, die durch das LIGA-Verfahren verursacht werden
- Temperatur-induzierte Verzüge, welche zu einer Positions- oder Neigungsänderung der optischen Komponenten führen

Diese Mechanismen bewirken eine Dämpfung der Leistungsmerkmale des Empfangsmoduls. Die Auswirkungen der Fertigungstoleranzen auf die Performance wurden simuliert und sind in Kapitel 6 aufgeführt. In der *worst case*-Anordnung führen die Fehlpositionierungen der einzelnen optischen Komponenten zu einer Koppeleffizienz von nur 4.1% beim laserfreien Heterodynempfänger (Kapitel 6.2.3) und zu 0.105% beim Laser-Empfänger. Um eine Optimierung durchführen zu können, muß das betrachtete System parametrisierbar sein. Mit dem in Kapitel 2.2 vorgestellten Algorithmus zur Beschreibung des optischen Systems des Heterodynempfängers ist ein Instrument zur Hand, welches die Berechnung einzelner Leistungsmerkmale in Abhängigkeit von der Position und Ausrichtung der aktiven und passiven optischen Elemente zuläßt. Da die direkten Einwirkungen der oben aufgezählten leistungsmindernden Mechanismen gerade eine Positions- oder Neigungsänderung der optischen Komponenten zur Folge haben, ermöglicht der gewählte Ansatz die Optimierung des Systementwurfs mit dem Ziel, ein robustes Empfangsmodul zu erstellen.

7.1 Entwurfsoptimierung des laserfreien Heterodynempfängers

Derzeit wird im Forschungszentrum am Institut für Mikrostrukturtechnik der laserfreie Heterodynempfänger prototypisch gefertigt. Dies ist der Grund, weswegen die Optimierungsberechnungen dieses Entwurfs detaillierter als beim Laser-Heterodynempfänger durchgeführt wurden.

Der erste Schritt bei einer Entwurfsoptimierung ist die Definition der Optimierungskriterien (Gütekriterien). Damit wird festgelegt, welche Merkmale des Systementwurfs optimiert werden sollen. Zusätzlich hat der Anwender die Möglichkeit, die Kriterien mittels einer unterschiedlichen Gewichtung, mit der sie in das Ergebnis eingehen, zu differenzieren.

Die folgende Aufstellung zeigt die Gütekriterien der Optimierung des laserfreien Heterodynempfängers, aufgelistet nach der Stärke der jeweiligen Gewichtung:

- Das Kriterium mit der stärksten Gewichtung ist der Photonenfluß des Heterodynsignals durch die Fläche der aktiven Zone der Photodiode. Dieses Kriterium geht mit dem Gewicht 10 in die Note ein.

- Das zweite Kriterium für die Optimierung des optischen Aufbaus des Heterodynempfängers ist die Koppeffizienz zwischen dem lokalen und dem empfangenen Signal. Die Höhe der Koppeffizienz gibt Auskunft über die Übereinstimmung beider sich überlagernden Wellenfelder. Das Gewicht der Koppeffizienz ist 2.
- Als Minoritätskriterium wird die Stabilität definiert als der Quotient aus minimaler Koppeffizienz und maximaler Koppeffizienz für jede Parameter-Konfiguration in Abhängigkeit von den axialen Toleranzbedingungen:

$$\frac{\text{min. Koppeffizienz}}{\text{max. Koppeffizienz}} \quad (7.1)$$

Die Stabilität erlaubt eine Aussage über die Änderung der Koppeffizienz, verursacht durch die axialen Fehlpositionierungen und wird mit 0.1 gewichtet.

Die Bewertungskurven (Gütefunktionen), auf deren Grundlage die Evaluation der Gütekriterien stattfindet, sind in der Abbildung (7.2) für alle drei Kriterien dargestellt. Die

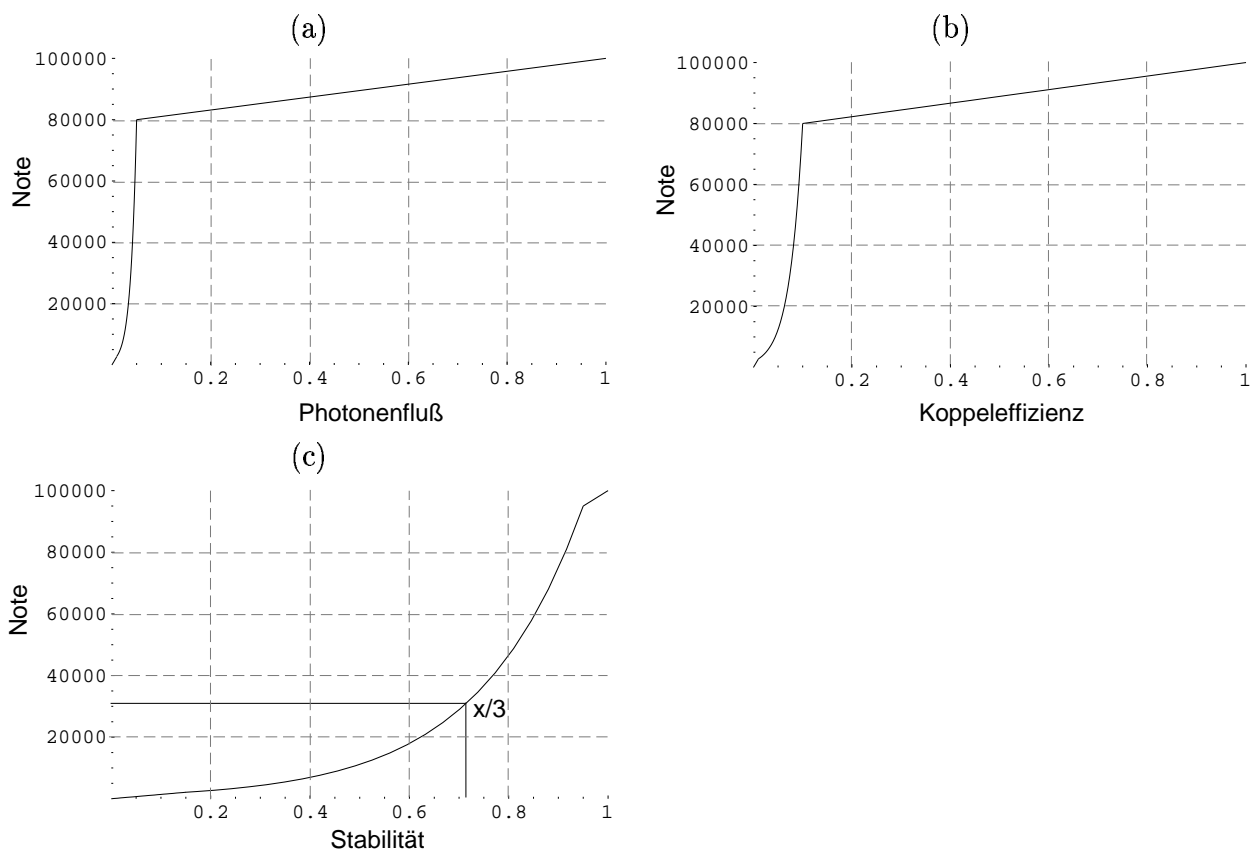


Abbildung 7.2: Bewertungskurven der Gütekriterien.

Bewertungskurven sind jeweils aus drei Funktionen zusammengesetzt: der Anfang der Kurve wird durch eine lineare Funktion beschrieben, die zur Aufgabe hat, Konfigurationen, die in einem Ergebnis resultieren, das weit weg vom Optimum liegt, in die richtige

Richtung zu leiten. An diese lineare Funktion schließt sich eine Exponentialfunktion an. Deren steiler Anstieg "belohnt" schon kleine Verbesserungen bei den Gütekriterien mit einem großen Zuwachs bei der Benotung. Der Schwellwert ($x/3$ -Wert) ist so definiert, daß beim Erreichen dieses Wertes die Konfiguration $1/3$ der höchsten möglichen Notenzahl erhält. Die Berechnungen befinden sich dann im erwünschten Bereich. Der $x/3$ -Wert legt gewissermaßen die Minimalanforderung an das System fest. Abgeschlossen werden die Bewertungskurven durch eine weitere Gerade, die leicht ansteigend die Aufgabe hat, Ergebnisse zum Kurvenmaximum zu führen.

Der Graph (a) der Abbildung (7.2) zeigt die Bewertung des Gütekriteriums **Photonenfluß**. Der maximal zu erreichende Wert beträgt 1. Voruntersuchungen an diesem Optimierungsmodell zeigen, daß die realistischen Werte im Bereich zwischen 0.02 und 0.05 liegen. Aus diesem Grund wird die Exponentialfunktion so berechnet, daß die Steigung in diesem Bereich maximal ist, so daß schon kleine Verbesserungen eine deutlich höhere Benotung ergeben. Der Erwartungswert liegt sehr dicht am Minimum. Es ist daher wichtig, daß der untere Wertebereich des Kriteriums mit hohen Noten beurteilt wird. Durch den steilen Kurvenverlauf der Exponentialfunktion ist die Lage des $x/3$ -Wertes nur von geringer Wichtigkeit. Den größten Kurvenanteil besitzt die Abschlußgerade, die hier keinen Einfluß auf die Optimierung besitzt.

Ähnlich ist auch der Verlauf der Bewertungskurve des Kriteriums **Koppeleffizienz** (s. Abb. 7.2 (b)). Auch hier ist die lineare Funktion zu Beginn der Kurve sehr kurz und der Schwellwert ist im Vergleich zum Maximalwert sehr gering. Die erwünschten Werte nach der Optimierung liegen im Bereich zwischen 0.04 und 0.1, daher ist die Exponentialfunktion so definiert, daß hier die maximale Steigung liegt. Die abschließende Gerade nimmt wiederum einen großen Anteil der Kurve ein.

Die Kurve (c) der Abbildung (7.2) bestimmt die Bewertung des Kriteriums **Stabilität**. Bei diesem Gütekriterium liegt der Schwellwert relativ dicht am Maximalwert. Die lineare Funktion am Kurvenanfang ist deutlich zu erkennen, ihre Funktion bei diesem Kriterium ist offensichtlich. Der $x/3$ -Wert ist bei ca. 0.73 eingezeichnet. Der Verlauf der Exponentialfunktion ist sehr viel flacher als bei den beiden vorherigen Kriterien, da Ergebnisse in unmittelbarer Nähe des Maximalwertes erwartet werden. Den Abschluß bildet auch hier eine lineare Funktion, die weiterhin ansteigend die Optimierung zum Kurvenmaximum leitet.

In einem nächsten Schritt müssen die Systemparameter aufgestellt werden, die bei der Optimierung verändert werden sollen. Die gewählten Systemparameter beschreiben dann die Entwurfsvariante.

Durch die Wahl und die Anzahl der Systemparameter wird die Komplexität des Optimierungsmodells und damit auch des Suchraumes festgelegt. Eine Diversifizierung des Systementwurfs ist also durch eine differenzierte Auswahl der Parameter (Kennwerte) möglich. Die Optimierung des Systementwurfs des laserfreien Heterodynempfängers wird an drei Optimierungsmodellen gezeigt, die sich in der Komplexität des Suchraumes (Anzahl der Systemparameter) unterscheiden.

Im folgenden Abschnitt werden kurz die verwendeten Optimierungsalgorithmen vorgestellt, bevor die drei verschiedenen Modelle beschrieben und die Optimierungsergebnisse präsentiert werden.

7.1.1 Die Optimierungsalgorithmen

Zur Optimierung des in Kapitel 3 vorgestellten Systementwurfs eines Heterodynempfängers stehen zwei verschiedenartige Optimierungsalgorithmen zur Verfügung. Dies ist zum einen ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes deterministisches Suchverfahren [Sie99], das auf dem Gauß–Seidel–Verfahren mit der Erweiterung der zufälligen Suche basiert und das am Institut für Angewandte Informatik (IAI) entwickelte evolutionäre Verfahren **GADO**¹ [Gor98], [Jak98]. Das evolutionäre Verfahren GADO ist in die Simulations- und Optimierungsumgebung **SIMOT**² eingebettet und wurde am IAI bereits zur Entwurfsoptimierung einer Mikropumpe eingesetzt [Mei98], [Qui98].

Eine Beschreibung der beiden Optimierungsalgorithmen findet sich in Anhang A.8.

7.1.2 Optimierung der Distanzen zwischen den optischen Komponenten

Das erste Optimierungsmodell wird beschrieben durch die Distanzen zwischen den optischen Komponenten (siehe Abb. 7.3). Die Parameterbereiche der einzelnen Abstände sind in der Tabelle (7.1) aufgelistet.

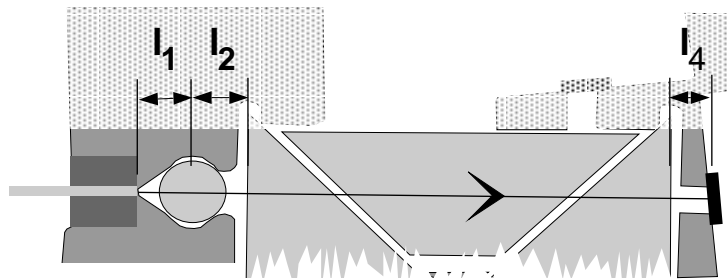


Abbildung 7.3: Schemaskizze eines beispielhaften Strahlengangs. Eingezeichnet sind die Systemparameter, die für die Optimierung des ersten Modells verwendet werden: Distanz l_1 zwischen Faser und Linsenhauptebene, Distanz l_2 zwischen Linsenhauptebene und Prismeneintrittsfläche und Distanz l_4 zwischen Prismenaustrittsfläche und Photodiode.

$l_1 [\mu m]$	[630 ... 710]
$l_2 [\mu m]$	[500 ... 600]
$l_4 [\mu m]$	[50 ... 150]

Tabelle 7.1: Bereiche der Optimierungsparameter.

Die Wahl der Parameterbereiche wurde bei Voruntersuchungen mit dem Ziel ermittelt, diese Bereiche so klein wie möglich zu halten, um Rechenzeit bei der Optimierung zu

¹Genetischer Algorithmus zur Design Optimierung

²SIMulation and Opimization Tool Environment

sparen. Die unteren Grenzen bei den Parametern l_2 und l_4 sind durch den Einfügeprozeß der optischen Komponenten bedingt.

Die optischen Komponenten selbst bleiben in diesem Modell sowohl in ihren Abmessungen als auch in ihren optischen Eigenschaften unverändert. Daher können sie im optimierten Systementwurf weiterhin eingesetzt werden.

Als Optimierungswerkzeug wurde das deterministische Suchverfahren auf Basis des Gauß–Seidel–Verfahrens (**GS**) eingesetzt. Zur Beurteilung des Suchraumes wurden sieben Optimierungsdurchläufe gestartet, die sich nur in der zufälligen Auswahl der Startparameter unterscheiden. Die Ergebnisse dieser sieben Berechnungen sind in der Tabelle (7.2) wiedergegeben. Alle sieben Optimierungsberechnungen resultieren, unabhängig von den im

Experiment	$l_1 [\mu m]$	$l_2 [\mu m]$	$l_4 [\mu m]$	Güte [a.u.]
GS _{1...7}	670.5	500	50	138324

Tabelle 7.2: *Ergebnis der Optimierung des Systementwurfs des laserfreien Heterodynempfängers hinsichtlich der Abstände zwischen den optischen Komponenten. In der Tabelle sind Ergebnisparameter und Gütewert der einzelnen Optimierungsexperimente (GS_{1...7}) aufgelistet.*

Suchraum zufällig verteilten Startparametern, im selben Ergebnis. Der Suchraum verhält sich unimodal, die Anwendung des deterministischen Gauß–Seidel–Verfahrens auf dieses Problem resultiert im globalen Optimum. Auffällig ist, daß die optimierten Werte der Distanzen l_2 und l_4 mit den unteren Grenzwerten der Parameterbereiche übereinstimmen. Dies hat seine Ursache darin, daß diese Abstände aus fertigungsbedingten Gründen im ursprünglichen Entwurf etwas größer gewählt wurden als ursprünglich berechnet.

Wichtig für die Gegenüberstellung dieser optimierten *worst case*–Anordnung mit der in Abschnitt 6.2.3 beschriebenen, ist der Vergleich der Performance–Merkmale **Photonenfluß**, **Koppeffizienz** und **Stabilität**. Aus Tabelle (7.3) wird deutlich, welche Verbes-

relative Änderung	Photonenfluß	Koppeffizienz	Stabilität
optimierte Anordnung	25.6%	22.0 %	1.0 %

Tabelle 7.3: *Darstellung der relativen Änderung der Performance–Merkmale des optimierten Designs bezüglich der worst case–Anordnung des ursprünglichen Systementwurfs. Es ergibt sich dabei nur eine unwesentliche Änderung des Merkmals Stabilität, das allerdings schon in der ursprünglichen Anordnung einen Wert von 96% erzielt.*

serung die Optimierung der Abstände zwischen den optischen Elementen bringt. Es ist möglich, allein durch eine leicht unterschiedliche Wahl der Distanzen sowohl den Photonenfluß am Ort der Photodiode als auch die Koppeffizienz um über 20% zu steigern. Die Stabilität bleibt nahezu unverändert gut. Das bedeutet, der Einfluß der axialen Toleranzen auf die Performance bleibt sehr gering. Die Betrachtung der Absolutwerte von Koppeffizienz und Photonenfluß zeigt, daß die Verbesserung nicht fundamental ist. Dies konnte allerdings auch nicht erwartet werden, da die Einflüsse der Toleranzen, wie in Ka-

pitel 6 gezeigt wurde, sehr stark sind und als Systemparameter nur die Distanzen zwischen den optischen Komponenten Verwendung fanden.

7.1.3 Optimierung der Distanzen zwischen den optischen Komponenten und der Brechungsindices

Beim zweiten Optimierungsmodell werden zusätzlich zu den Abständen zwischen den optischen Komponenten auch die Brechungsindices der Kugellinsen und der Strahlteilerprismen als Systemparameter zugelassen (siehe Abb. 7.4). Da die Strahlengänge des Si-

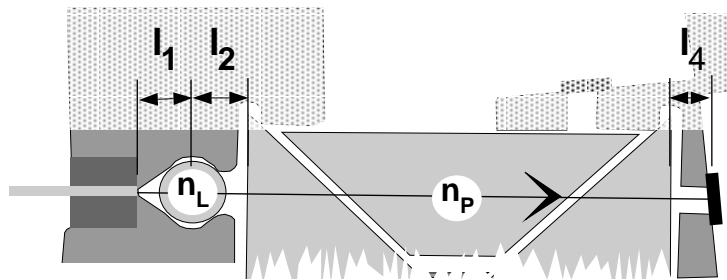
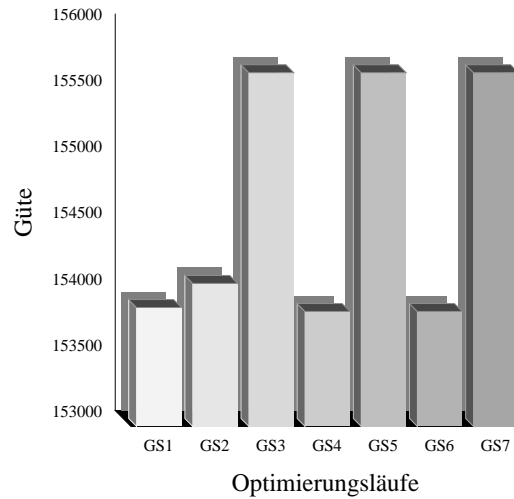


Abbildung 7.4: Schemaskizze eines beispielhaften Strahlengangs. Eingezeichnet sind die Systemparameter, die für die Optimierung des zweiten Modells verwendet werden: Distanz l_1 zwischen Faser und Linsenhauptebene, Distanz l_2 zwischen Linsenhauptebene und Prismeneintrittsfläche, Distanz l_4 zwischen Prismenaustrittsfläche und Photodiode und die Brechungsindices n_L der Kugellinsen und n_P der Strahlteilerprismen.

gnalstrahls und des Überlagerungsstrahls austauschbar sind, das System also symmetrisch ist, wird bei der Optimierung vorausgesetzt, daß die Brechungsindices beider Kugellinsen identisch sind. Für die Brechungsindices der Kugellinsen wird der Bereich $[1.45 \dots 1.55]$ vorgegeben, innerhalb dessen die Parameter variiert werden. Brechungsindices außerhalb dieses Bereichs unterscheiden sich in der Abbildung der Strahlteile zu stark von den geforderten Merkmalen und sind somit für die Optimierung nicht relevant.

Der Prismenblock kann bei dieser Optimierung als Einheit begriffen werden, da sich die Brechungsindices der einzelnen Prismen nicht unterscheiden dürfen, wenn die Strahlteilung korrekt durchgeführt werden soll. Der Parameterbereich des Brechungsindex des Prismenblocks erstreckt sich über den gesamten realisierbaren Bereich: $n_P : [1.4 \dots 2.0]$. Es ist allerdings zu erwarten, daß die Optimierung einen Brechungsindex an der unteren Grenze dieses Bereichs wählen wird, da ein hoher Brechungsindex die Ablenkung des Strahlzentrums, verursacht durch die Verkippungen der Prismengrenzflächen, verstärkt. Die Abmessungen der Kugellinsen und Prismen bleiben in diesem Modell konstant; das bedeutet, es können dieselben LIGA-Strukturen wie beim ursprünglichen Systementwurf verwendet werden, lediglich die Materialien der passiven optischen Komponenten ändern sich. Auch bei diesem Optimierungsproblem wurde der Gauß-Seidel-Algorithmus angewandt.

Das Ergebnis von sieben Optimierungsläufen mit zufällig gewählten Startparametern ist in der Abbildung (7.5) als Graph und in tabellarischer Form dargestellt. Aus der Diagramm-



Experiment	n_L	$l_1 [\mu m]$	$l_2 [\mu m]$	n_P	$l_4 [\mu m]$	Güte [a.u.]
GS ₁	1.51	661.5	500	1.4	50	153899
GS ₂	1.52	652.5	500	1.4	50	154081
GS ₃	1.47	706.5	500	1.4	50	155674
GS ₄	1.53	643.5	500	1.4	50	153869
GS ₅	1.47	706.5	500	1.4	50	155674
GS ₆	1.53	643.5	500	1.4	50	153869
GS ₇	1.47	706.5	500	1.4	50	155674

Abbildung 7.5: Ergebnis der Optimierung des Systementwurfs des laserfreien Heterodynempfängers hinsichtlich der Abstände zwischen den optischen Komponenten und der Brechungsindices der Kugellinsen und Strahlteilerprismen. Das Diagramm zeigt den erreichten Gütewert der individuellen Durchläufe, in der Tabelle sind Ergebnisparameter und Gütewert der einzelnen Optimierungsexperimente (GS₁ ... GS₇) aufgelistet.

darstellung der Optimierungsergebnisse wird die multimodale Natur des Suchraumes für dieses Optimierungsproblem deutlich. Die Multimodalität liegt in der Freigabe des Parameters **Brechungsindex der Kugellinsen** begründet. In Kapitel 2.2 wird beschrieben, daß bei idealer, aberrationsfreier Abbildung eine unendliche Anzahl an Kombinationen von Brechungsindices und Abbildungsgeometrien existiert, welche die gewünschte Abbildung durchführt. Der Suchraum erhält dadurch eine fraktale Natur [Gor98].

Da sich die Variation der Abbildungsgeometrie durch die Konstanz der Abmessung des Prismenblocks in engen Grenzen bewegt, ändern sich die optimierten Werte des Brechungsindex der Kugellinse nur sehr schwach (s. Abb. 7.5 unten) und bleiben vollständig innerhalb des oben definierten Parameterbereiches. Die optimierten Werte der Distanzen l_2 und l_4 und des Brechungsindex des Prismenblocks sind die unteren Grenzwerte der Parameterbereiche. Eine Begründung hierfür wurde bereits in Abschnitt 7.1.2 gegeben. Der Grund für die Wahl eines schwach brechenden Materials für den Prismenblock wurde in diesem Abschnitt weiter oben gegeben und findet in den Ergebnissen der Abbildung (7.5) seine Bestätigung. Der Vergleich zwischen diesem Optimierungsergebnis mit dem in Abschnitt 7.1.2 gefundenen und der *worst case*-Anordnung wird wiederum an den Lei-

stungsmerkmalen des Heterodynepfängers durchgeführt. Die Tabelle (7.4) zeigt diese Gegenüberstellung. Daraus wird ersichtlich, daß das Vergrößern des Suchraumes durch

relative Änderung	Photonenfluß	Koppeleffizienz	Stabilität
Ergebnis Modell 1	25.6%	22.0%	1.0%
bestes Ergebnis Modell 2	26.6%	26.8%	2.1%

Tabelle 7.4: Darstellung der relativen Änderung der Performance-Merkmale der beiden vorgestellten Optimierungsmodelle bezüglich der worst case-Anordnung des ursprünglichen Systementwurfs.

die Hinzunahme der Brechungsindices der Kugellinsen und des Prismenblocks als Parameter eine weitere Verbesserung der Leistungsmerkmale mit sich bringt. Diese Steigerung ist allerdings sehr moderat und erwirkt keine wesentliche Verbesserung der Performance.

7.1.4 Optimierung der Distanzen, der Abmessungen und der Brechungsindices

In diesem Abschnitt wird die Optimierung des dritten Modells des laserfreien Heterodynepfängers vorgestellt. Die Systemparameter beinhalten zusätzlich zu den Abständen zwischen den optischen Komponenten und den Brechungsindices der Kugellinsen und des Prismenblocks auch deren Abmessungen. Das bedeutet, daß bei den Optimierungsberechnungen auch der Radius der Kugellinsen und die Abmessung des Prismenblocks variiert werden. Das Modell mit seinen Parametern ist in der Abbildung (7.6) dargestellt. Die Bereiche in denen die Parameter variiert werden, sind in der Tabelle (7.5) aufgelistet.

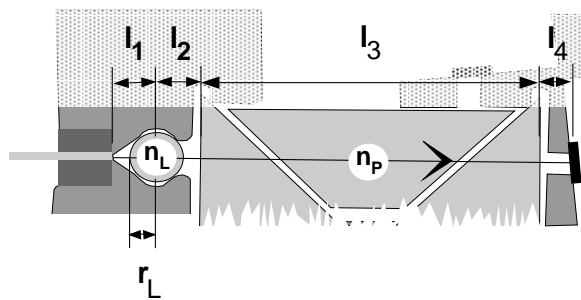


Abbildung 7.6: Schemaskizze eines beispielhaften Strahlengangs. Eingezeichnet sind die Systemparameter, die für die Optimierung des dritten Modells verwendet werden: Distanz l_1 zwischen Faser und Linsenhauptebene, Distanz l_2 zwischen Linsenhauptebene und Prismeneintrittsfläche, Distanz l_4 zwischen Prismenaustrittsfläche und Photodiode, der Radius r_L der Kugellinsen, die Abmessung des Prismenblocks l_3 und die Brechungsindices n_L der Kugellinsen und n_P der Strahlteilerprismen.

Die Wertebereiche der Abstände l_1 , l_2 , l_3 und l_4 sind dabei so gewählt, daß die Gesamtausdehnung des Empfängers gering gehalten wird. Die Untersuchungen in Abschnitt 7.1.3

Systemparameter	l_1 [μm]	r_L [μm]	n_L	l_2 [μm]
Parameterbereiche	[500 ... 1000]	[400 ... 500]	[1.40 ... 2.00]	[500 ... 600]
Systemparameter	l_3 [μm]	n_P	l_4 [μm]	
Parameterbereiche	[2000 ... 3000]	[1.40 ... 1.50]	[50 ... 150]	

Tabelle 7.5: Wertebereiche der einzelnen Systemparameter.

zeigen, daß beim Prismenblock schwach brechendes Material bevorzugt wird, da so der Einfluß von Neigungen der Prismengrenzflächen verringert werden kann. Es ist auch bei diesen Untersuchungen davon auszugehen, daß der Brechungsindex des Prismenblocks wiederum den unteren Grenzwert des Parameterbereiches einnimmt. Um diesen Trend sichtbar zu machen, wurde der Parameterbereich endlich gewählt.

In der Abbildung (7.7) sind die Ergebnisse von 15 Optimierungsläufen mit dem Gauß–Seidel–Verfahren in graphischer Form dargestellt. Die graphische Darstellung zeigt, daß

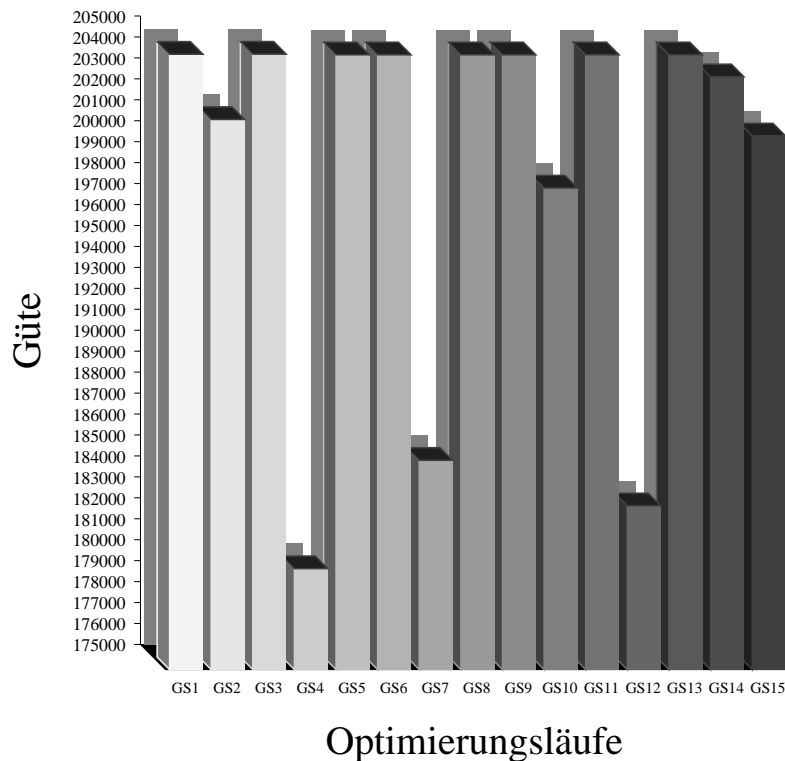


Abbildung 7.7: Graphische Darstellung der Ergebnisse von 15 Optimierungsläufen mit dem Gauß–Seidel–Verfahren.

dieses Optimierungsproblem multimodaler Natur ist. Das beste Ergebnis wurde im Experiment GS_3 gefunden, der Gütewert beträgt 204380 (siehe Tab. 7.6). Allerdings wurden bei der Optimierung noch sieben andere Konfigurationen gefunden, deren Bewertung in unmittelbarer Nähe von diesem Wert liegen. Die Ergebniskonfigurationen der Optimie-

rungsergebnisse zeigt die Tabelle (7.6) im Vergleich. Aus dieser Tabelle wird deutlich,

Experiment	$l_1 [\mu m]$	$r_L [\mu m]$	n_L	$l_2 [\mu m]$	$l_3 [\mu m]$	n_P	$l_4 [\mu m]$
GS_1	500	427	1.625	500	2000	1.4	50
GS_2	530	422.5	1.575	500	2000	1.4	50
GS_3	500	467.5	1.725	500	2000	1.4	50
GS_4	710	445	1.45	500	2000	1.4	50
$GS_{5,6,8,9,11,13}$	500	494.5	1.8	500	2000	1.4	50
GS_7	670	454	1.5	500	2000	1.4	50
GS_{10}	560	427	1.55	500	2000	1.4	50
GS_{12}	680	449.5	1.475	500	2000	1.4	50
GS_{14}	510	445	1.65	500	2000	1.4	50
GS_{15}	540	404.5	1.525	500	2000	1.4	50

Tabelle 7.6: Vergleich der Ergebniskonfigurationen der fünfzehn Optimierungsexperimente.

daß die Optimierungsläufe die Abmessung des Prismenblocks zu minimieren versuchen. Allen fünfzehn Ergebnissen ist gemein, daß das Ergebnis der Abmessung des Prismenblocks l_3 mit der unteren Grenze des Parameterbereiches übereinstimmt. Ebenso ist der Sachverhalt bei der Distanz zwischen der Kugellinse und dem Prismenblock, dem Brechungsindex des Prismenblocks und des Abstandes zwischen der Prismenaustrittsfläche und der Photodiode. Auch hier nehmen die Parameter l_2 , n_P und l_4 bei allen fünfzehn Optimierungsexperimenten die minimalen Werte der Parameterbereiche an. Unterschiede zwischen den einzelnen Ergebnissen gibt es hingegen bei den anderen Parametern. Die Distanz l_1 variiert im Bereich $[500 \dots 710 \mu m]$, der Radius der Kugellinse im Bereich $[400 \dots 500 \mu m]$ und der Brechungsindex der Kugellinse trägt im Bereich $[1.45 \dots 1.8]$ zu den Ergebnissen bei. Auffallend ist, daß die Konfigurationen, welche die maximalen Bewertungen zum Ergebnis haben, Kugellinsen mit höherem Brechungsindex verwenden. Dies ist bei verringertem Gesamtlaufweg darauf zurückzuführen, daß die Wellenfelder stärker fokussiert sind und somit auf kleinerem Radius höhere Leistung vereinen.

Die Variation in den Performance-Merkmalen **Photonenfluß**, **Koppeffizienz** und **Stabilität** ist in der Tabelle (7.7) aufgelistet. Acht Ergebniskonfigurationen dieser fünfzehn Experimente unterscheiden sich in ihren Leistungsmerkmalen nur unwesentlich. Diese Konfigurationen wurden von den Experimenten GS_1 , $GS_{5,6,8,9,11,13}$ und GS_3 berechnet. Selbst die Differenz zwischen den Leistungsmerkmalen des besten und schlechtesten Ergebnisses sind relativ gering. Berücksichtigt man die Gewichtung der einzelnen Kriterien, so geht das Ergebnis des Photonenfluß verglichen mit der Koppeffizienz fünffach ein und hier beträgt die Differenz lediglich 4%.

Trotz der Multimodalität des Suchraumes gelangen die besten acht der fünfzehn Optimierungsberechnungen mit dem Gauß-Seidel-Verfahren zu Ergebnissen, die sich in den Kriterien nur unwesentlich unterscheiden. Man kann davon ausgehen, daß das globale Optimum dieses Optimierungsproblems in unmittelbarer Nähe zu diesen Ergebnissen liegt. Um diese Behauptung zu verifizieren und eine Aussage über die Lage des globalen Optimums machen zu können, wird dieses Optimierungsproblem zusätzlich von der evolu-

Experiment	Photonenfluß [%]	Koppeleffizienz [%]	Stabilität [%]	Güte [a. u.]
GS₁	58.6	73.2	1.0	204376
GS ₂	58.1	65.9	1.0	201262
GS₃	58.6	73.2	1.0	204380
GS ₄	52.2	36.6	2.1	179821
GS_{5,6,8,9,11,13}	58.6	73.2	1.0	204348
GS ₇	53.7	39.0	2.1	184993
GS ₁₀	57.6	61.0	1.0	197992
GS ₁₂	52.7	41.5	2.1	182820
GS ₁₄	58.1	73.2	1.0	203299
GS ₁₅	57.6	65.9	1.0	200476

Tabelle 7.7: Vergleich der relativen Performance-Merkmale der Ergebnisse der Optimierungsreihe.

tionären Suchmaschine GADO bearbeitet. Die aus dem evolutionären Verfahren resultierende Ergebniskonfiguration (*EA*) ist in der Tabelle (7.8) im Vergleich zu den besten Ergebnissen des Gauß-Seidel-Verfahrens dargestellt.

Experiment	l_1 [μm]	r_L [μm]	n_L	l_2 [μm]	l_3 [μm]	n_P	l_4 [μm]
<i>EA</i>	501	460	1.704	500	2000	1.4	50
GS ₁	500	427	1.625	500	2000	1.4	50
GS ₃	500	467.5	1.725	500	2000	1.4	50
GS _{5,6,8,9,11,13}	500	494.5	1.8	500	2000	1.4	50

Experiment	Photonenfluß [%]	Koppeleffizienz [%]	Stabilität [%]	Güte [a. u.]
<i>EA</i>	58.6	73.2	1.0	204429
GS ₁	58.6	73.2	1.0	204376
GS ₃	58.6	73.2	1.0	204380
GS _{5,6,8,9,11,13}	58.6	73.2	1.0	204348

Tabelle 7.8: Vergleich der Ergebnisse von GADO (*EA*) mit dem Gauß-Seidel-Verfahren (*GS*).

Ebenso sind in dieser Tabelle auch die Leistungsmerkmale und die resultierenden Gütewerte aufgeführt. Vergleicht man die Ergebnisdaten von GADO mit den besten Ergebnissen des Gauß-Seidel-Verfahrens, so ist auffällig, daß die Ergebniskonfigurationen für die Leistungsmerkmale dieselben Werte erreichen. Dies wird auch durch die nur geringfügige Differenz der Gütewerte verdeutlicht. Die Konfigurationen selbst unterscheiden sich in den Parametern Abstand Faser-Kugellinse (l_1), Brechungsindex der Kugellinse (n_L) und Radius der Kugellinse (r_L). Ein weiterer Hinweis auf die Multimodalität des Suchraumes dieses Optimierungsproblems ist, daß mehrere verschiedene Konfigurationen von Optimierungsparametern zum selben Ergebnis führen.

Mit der Hinzunahme der Systemparameter **Brechungsindex der Kugellinse, Radi-**

us der Kugellinse, Brechungsindex des Prismenblocks und Ausdehnung des Prismenblocks zu den Optimierungsberechnungen ist es möglich, eine Parameterkonfiguration zu finden, welche die Leistungsmerkmale gegenüber der Ursprungsconfiguration wesentlich steigert. Dieser Sachverhalt geht aus der Tabelle (7.9) hervor, die eine Gegenüberstellung der Ergebnisse der drei Optimierungsmodelle mit den Leistungsmerkmalen der Ursprungsconfiguration im *worst case* zeigt.

relative Änderung	Photonenfluß	Koppeleffizienz	Stabilität
Ergebnis Modell 1	25.6%	22.0%	1.0%
bestes Ergebnis Modell 2	26.6%	26.8%	2.1%
bestes Ergebnis Modell 3	58.6%	73.2%	1.0%

Tabelle 7.9: Darstellung der relativen Änderung der Performance-Merkmale der drei vorgestellten Optimierungsmodelle bezüglich der *worst case*-Anordnung des ursprünglichen Systementwurfs.

Die Steigerung des Leistungsmerkmals **Photonenfluß** beträgt für den *worst case* der besten Konfiguration des dritten Optimierungsmodells 59% gegenüber der ursprünglichen Konfiguration. Das Leistungsmerkmal **Koppeleffizienz** erfährt dabei eine Verbesserung um 73%. Die Stabilität bleibt auch bei dieser besten Konfiguration mit 97% unkritisch. Der gewählte Ansatz der Entwurfsoptimierung führt hier zu einer modifizierten, optimierten Designvariante (s. Abb. 7.8), die verglichen mit dem Ausgangsentwurf in den Leistungsmerkmalen zu deutlichen Steigerungen führt.

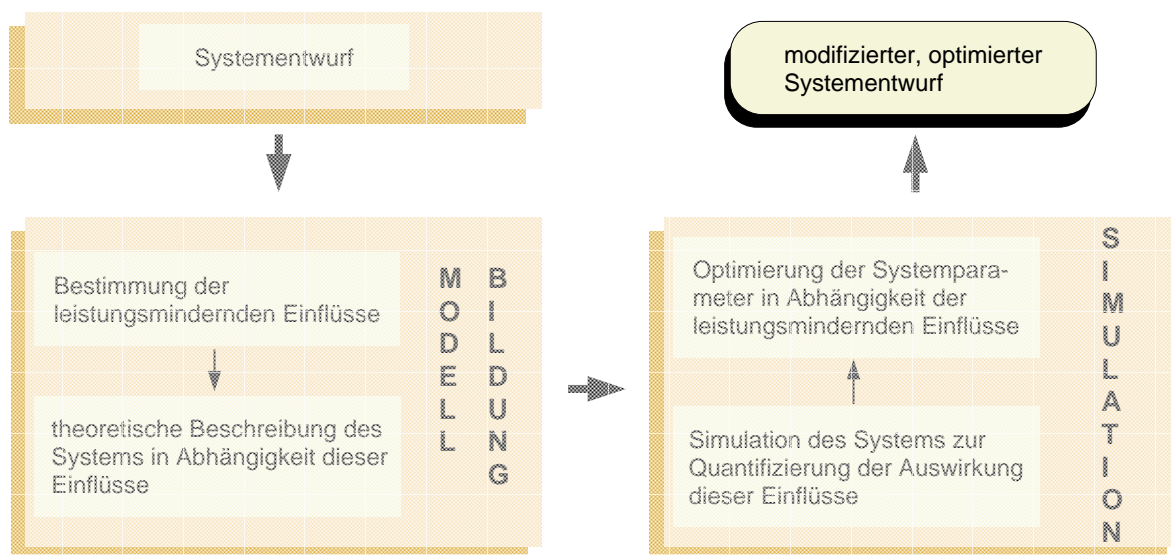


Abbildung 7.8: Schematische Darstellung der Strategie zum Entwurf robuster Systeme für die Massenfertigung, die zu einem **modifizierten, optimierten Systementwurf** führt.

7.2 Vorbereitende Untersuchung zur Optimierung des Laser–Heterodynempfängers

Die Simulation des Laser–Heterodynempfängers in Kapitel 6.3 zeigt, daß dieser Entwurf sehr viel anfälliger gegenüber Fehlpositionierungen ist als das laserfreie Design. Dies ist vor allem auf die Notwendigkeit einer weiteren optischen Komponenten, der zweiten Kugellinse, zurückzuführen. Die Realisierung des Heterodynempfängers beschränkt sich daher auf das laserfreie Konzept.

Die Optimierungsberechnungen des Laser–Heterodynempfängers, die in diesem Abschnitt vorgestellt werden, wurden in einem sehr frühen Planungsstadium durchgeführt. Zu diesem Zeitpunkt war die Durchführung der Strahlteilung und der Polarisationsstrahlteilung noch nicht endgültig geklärt. Aus diesem Grund sind die Strahlteiler Elemente im Optimierungsmodell des Laser–Heterodynempfängers nicht berücksichtigt. Die Systemparameter, die das Optimierungsmodell beschreiben, sind der Abstand zwischen der Laserdiode und der ersten Kugellinse l_1 , der Abstand zwischen den beiden Kugellinsen l_2 und die Brechungsindices der ersten (n_1) und der zweiten (n_2) Kugellinse (siehe Abb. 7.9). Auf

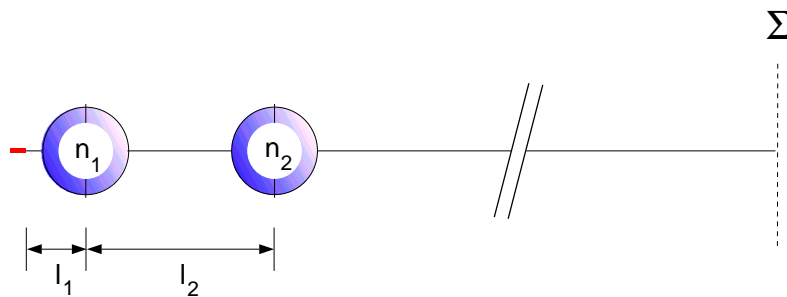


Abbildung 7.9: Schemaskizze des Optimierungsmodells des Laser–Heterodynempfängers. Die Systemparameter sind: l_1 , n_1 , l_2 und n_2 .

Grundlage dieses Modells wird eine vergleichende Untersuchung zwischen dem Gauß–Seidel–Verfahren und dem evolutionären Ansatz durchgeführt [Sie98a], [Sie98b], [Sie99], [Gor98], [Jak98], [Jak99]. Die Gütekriterien der Optimierung werden in der folgenden Auflistung kurz beschrieben:

- **Koppeleffizienz:** Bei dem hier vorgestellten Modell des Laser–Heterodynempfängers wird die Koppeleffizienz zwischen dem durch die Einfügetoleranzen gestörten Laserstrahlengang und dem sich ideal ausbreitenden Wellenfeld des empfangenen Signals gebildet. Die Toleranzen werden also nur beim Laserstrahlengang berücksichtigt. Das Gewicht, mit dem das Ergebnis dieses Kriteriums in das Gesamtergebnis eingeht, ist mit 7 angesetzt.
- **Stabilität:** Die Stabilität ist, wie auch bei der Optimierung des laserfreien Heterodynempfängers, als Quotient aus minimaler und maximaler Koppeleffizienz für jede Parameter–Konfiguration in Abhängigkeit von den Toleranzen definiert. Die Gewichtung dieses Kriteriums ist auf den Wert 2 festgelegt.

- **Linsenabstand l_2 :** Der Abstand l_2 zwischen den Kugellinsen muß begrenzt werden, damit das Linsensystem so kompakt wie möglich bleibt. Dieses Gütekriterium besitzt die geringste Gewichtung, das Resultat geht nur einfach in das Endergebnis ein.

Die Bewertungskurven der drei Optimierungskriterien sind in der Abbildung (7.10) dargestellt. Die Bewertungskurven der Gütekriterien **Koppeffizienz** und **Stabilität** sind,

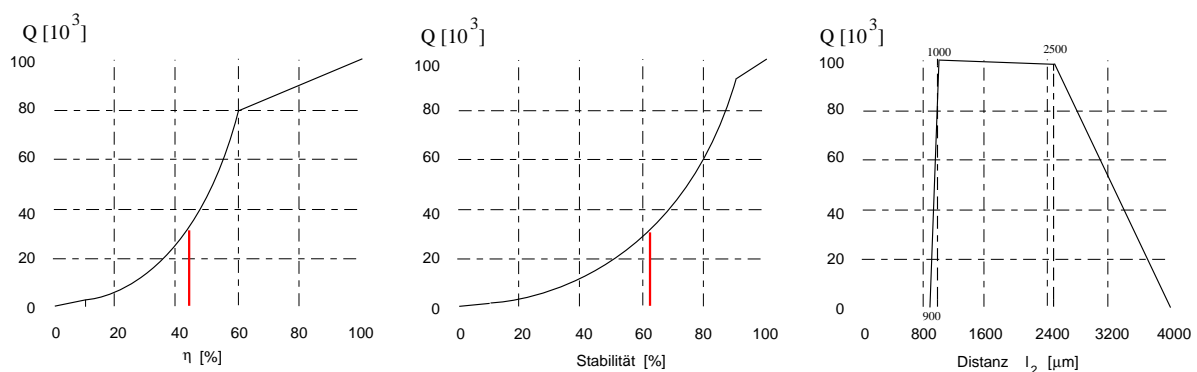


Abbildung 7.10: Darstellung der Bewertungskurven der Gütekriterien.

wie in Kapitel 7.1 beschrieben, aus zwei linearen und einer exponentiellen Funktion zusammengesetzt. Die Schwellwerte ($x/3$ -Werte) sind ebenfalls eingezeichnet. Sie liegen bei 44% bei der Koppeffizienz und bei 62% bei der Stabilität. Etwas anders ist der Sachverhalt beim Gütekriterium **Linsenabstand**. Diese Gütefunktion ist aus drei linearen Teilen zusammengesetzt. Distanzwerte unterhalb $900\mu\text{m}$ sind nicht zugelassen, da die Distanzmessung zwischen den Linsenhauptebenen stattfindet, die Minimaldistanz also $900\mu\text{m}$ beträgt. Die Kurve verzeichnet einen starken Anstieg, bis beim Distanzwert $1000\mu\text{m}$ die maximale Benotung erreicht wird. Die Bewertung fällt innerhalb des Intervalls $[1000\mu\text{m} \dots 2500\mu\text{m}]$ nur sehr leicht ab, so daß alle Distanzen in diesem Intervall nahezu gleich bewertet werden. Zwischen $2500\mu\text{m}$ und $4000\mu\text{m}$ fällt die Kurve dann linear bis zum Gütewert 0 ab. Distanzen jenseits $4000\mu\text{m}$ sind bei den Berechnungen nicht zugelassen.

7.2.1 Untersuchung des Parameterraumes

Für die Durchführung von Optimierungsberechnungen ist es hilfreich, wenn eine Charakterisierung des Suchraumes vorliegt. Eine einfache Möglichkeit, Aussagen über die Natur des Suchraumes machen zu können, ist die Durchführung von *Monte Carlo* Simulationen [Gor98]. Bei der Monte Carlo Simulation werden zufällige Zahlen zur Lösung eines stochastischen oder deterministischen Problems verwendet [Law91].

Um eine Aussage über die Natur des Parameterraumes des oben beschriebenen Optimierungsproblems treffen zu können, wurde die Monte Carlo Simulation mit 10000 Einzelexperimenten durchgeführt. Die Abbildungen (7.11) zeigen die Ergebnisse des Monte Carlo Ansatzes jeweils in Abhängigkeit eines einzelnen Kriteriums als *Scatter*-Diagramm. Die Darstellung der Simulationsergebnis-

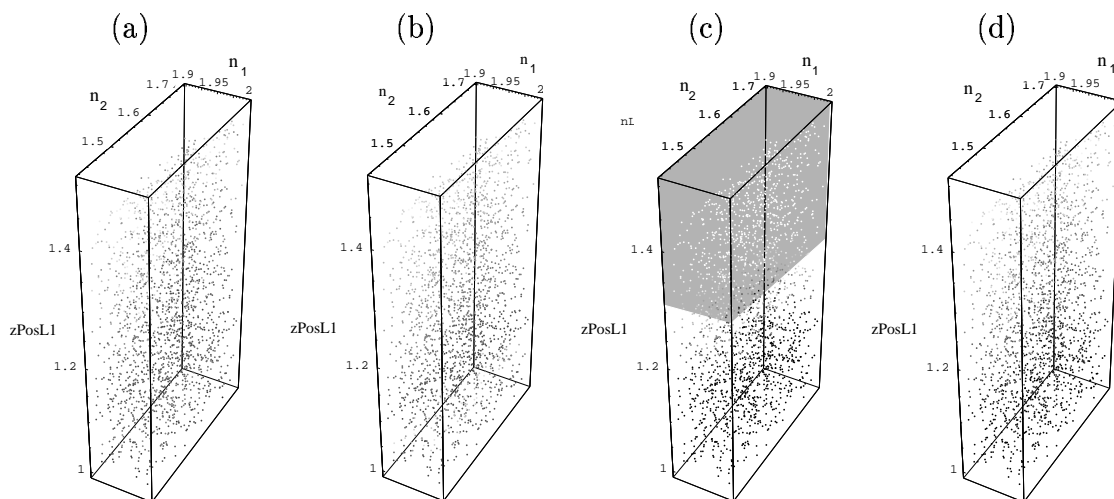


Abbildung 7.11: Darstellung der Ergebnisse der Monte Carlo Simulation in Abhängigkeit der einzelnen Kriterien: Koppelleffizienz (a), Stabilität (b), Abstand zwischen den Linsen (c) und der Ergebnisverteilung (d) durch Scatter-Diagramme.

se in Scatterdiagrammen ermöglicht die Visualisierung der Abhängigkeit der Systemparameter. Sind die Parameter unabhängig voneinander, so sind die Punkte, die die Ergebnisse repräsentieren, zufällig über den Parameterraum verteilt. Liegen Korrelationen vor, so ordnen sich die Ergebnisse zu Mustern [Law91].

Die Scatterdiagramme in der Abbildung (7.11) zeigen die Ergebnisse der Monte Carlo Simulation für die einzelnen Optimierungskriterien Koppelleffizienz (a), Stabilität (b) und Linsenabstand (c). Außerdem ist in der Abbildung (d) die Verteilung der Ergebnisbewertung im Parameterraum dargestellt. Der Parameterraum dieser Diagramme wird dabei von den Systemparametern **Brechungsindex der ersten Kugellinse n_1** , **Brechungsindex der zweiten Kugellinse n_2** und einer parametrisierten Beschreibung der **Distanz zwischen Laser und der ersten Kugellinse l_1** aufgespannt. Die Güte der einzelnen Ergebnisse ist in einer Grauskala wiedergegeben. Dunkle Werte zeigen "schlechte" Ergebnisse an, helle Werte "gute". Aus den Diagrammen in der Abbildung (7.11) geht deutlich hervor, daß die Verteilung der "guten" Ergebnisse unkorreliert im Parameterraum ist. Als Trend ist allerdings zu bemerken, daß die "guten" Ergebnisse die obere Hälfte des Parameterraumes einnehmen.

Abschließend läßt sich festhalten, daß die Untersuchungen des Parameterraumes mit der Monte Carlo Methode ein stark multimodales Bild zeichnen. Damit sind die Voraussetzungen für eine vergleichende Studie zwischen heuristischen und deterministischen Verfahren sehr günstig.

7.2.2 Vergleich zwischen deterministischem und heuristischem Suchverfahren

In diesem Abschnitt werden nun die Optimierungsergebnisse des Gauß-Seidel-Verfahrens und des evolutionären Algorithmus GADO gegenübergestellt (siehe Abb. 7.12). Aus der

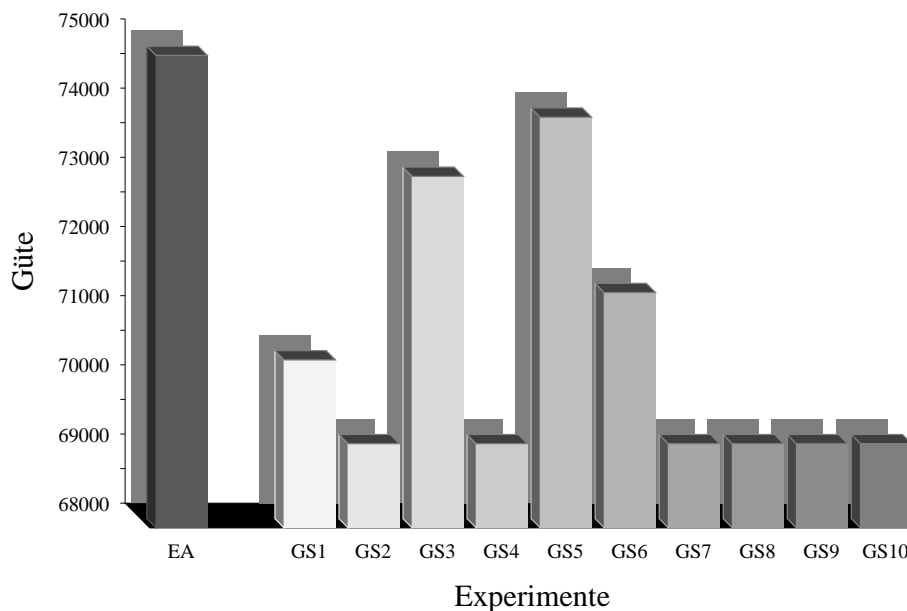


Abbildung 7.12: Vergleich der Ergebnisse zwischen dem evolutionären Algorithmus (EA) und dem Gauß-Seidel-Verfahren ($GS_1 \dots GS_{10}$).

Diagramm-Darstellung der Abbildung (7.12) werden zwei Dinge offensichtlich:

- Die Ergebniskonfiguration mit der besten Bewertung wurde vom evolutionären Verfahren GADO ermittelt. Mit hoher Wahrscheinlichkeit liegt dieses Ergebnis in unmittelbarer Nähe des globalen Optimums [Jak99].
- Das Gauß-Seidel-Verfahren resultiert in verschiedenen Ergebniskonfigurationen in Abhängigkeit von den zufällig gewählten Startparametern.

Diese beiden Aussagen machen deutlich, daß das Gauß-Seidel-Verfahren in der Anwendung auf multimodale Suchräume kein eindeutiges Ergebnis liefert und es bei einer angemessenen Anzahl an Experimenten keine Sicherheit gibt, das globale Optimum zu finden. Betrachtet man die resultierenden Parameterkonfigurationen (siehe Tabelle (7.10)), so wird allerdings deutlich, daß das beste Ergebnis des Gauß-Seidel-Verfahrens sowohl in der Ergebnisbewertung als auch in den Systemparametern sehr ähnlich wie das des evolutionären Algorithmus ist. Dies bedeutet, daß mit einer Reihe von zehn Experimenten das Gauß-Seidel-Verfahren ebenfalls ein Ergebnis gefunden hat, das mit hoher Wahrscheinlichkeit sehr nahe am globalen Optimum liegt. Der Parameterraum dieses Optimierungsproblems ist zwar unzweifelhaft multimodaler Natur, aber die Bewertungsdifferenz

Experiment	$l_1 [\mu m]$	n_1	$l_2 [\mu m]$	n_2	Güte [a.u.]
EA	653	1.98	2046	1.65	74830
GS_1	671	1.99	1917	1.72	70429
$GS_{2,4,7\dots 10}$	611	1.99	2270	1.46	69217
GS_3	634	1.99	2108	1.56	73082
GS_5	652	1.98	2029	1.64	73937
GS_6	674	1.94	2020	1.66	71402

Tabelle 7.10: Darstellung der resultierenden Parameterkonfigurationen.

zwischen lokalem und globalem Optimum ist sehr gering, sie beträgt zwischen der geringsten Bewertung ($GS_{2,4,7\dots 10}$) und der höchsten (EA) lediglich 7.5%. Anschaulich ausgedrückt besitzen die lokalen Optima ungefähr dieselbe Höhe wie das globale Optimum; die Parameterraumstruktur ähnelt der einer Bürste: es existieren eine Vielzahl von Borsten (Suboptima), die alle ungefähr dieselbe Länge (Bewertung) besitzen.

Kapitel 8

Ergebnisse und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Strategie zur umfassenden, begleitenden Entwurfs-optimierung eines mikrooptischen Systems hinsichtlich einer robusten Massenfertigung erarbeitet und am Beispiel eines mikrooptischen Empfangsmoduls erfolgreich angewandt. Diese Strategie setzt sich aus den drei Bausteinen **Bestimmung des Systementwurfs**, **Modellbildung** und **Simulation & Optimierung** zusammen, die sich wiederum in **fünf Schwerpunkte** untergliedern. Dem Systementwickler wird somit eine geschlossene Vorgehensweise zur Verfügung gestellt, die ausgehend von der Entwicklung eines Systementwurfs eine Modellbildung in Abhängigkeit leistungsmindernder Einflüsse ermöglicht. Das erstellte Modell dient als Grundlage für eine Einzelkomponentensimulation und die Simulation des Gesamtsystems. Mit den hieraus gewonnenen Ergebnissen läßt sich eine Systemoptimierung anschließen, die in einem modifizierten und optimierten Systementwurf resultiert. Das Konzept entstand parallel zur Fertigung des Empfängers im Institut für Mikrostrukturtechnik (IMT) im Forschungszentrum Karlsruhe.

Der **erste Schwerpunkt** war die Berechnung des Designs des Empfangsmoduls nach herkömmlichen optischen Gesichtspunkten. Es wurden zwei Designvarianten für die Realisierung des Heterodynempfängers gefunden: eine laserfreie Variante, die mittlerweile im IMT prototypisch umgesetzt wurde und ein Entwurf, der eine Halbleiter-Laserdiode lokal am Empfänger einsetzt. Ausgehend von diesen Entwurfsvarianten wurden im **zweiten Schwerpunkt** die Einflüsse analysiert, die sich leistungsmindernd auswirken. Diese Analyse resultierte in den folgenden Einflüssen:

- Herstellungstoleranzen der verwendeten optischen Komponenten
- durch den LIGA-Prozeß bedingte Toleranzen
- temperaturinduzierte Toleranzen
 - Materialverzüge
 - Änderung des Brechungsindex

Die Auswirkungen aller oben aufgeführten Einflüsse lassen sich auf eine Delokation (axiale und laterale Verschiebung, bzw. Verkipfung) der optischen Komponenten zurückführen. Im **dritten Schwerpunkt** wurde eine theoretische Beschreibung entwickelt, welche es ermöglicht, die Ausbreitung des optischen Wellenfeldes durch die verwendeten Komponenten in Abhängigkeit von der Position und Lage derselben zu berechnen. Mit Hilfe des Überlappintegrals ist es dann möglich, die Übereinstimmung der beiden Wellenfelder ortsabhängig zu bestimmen. Somit wurde ein Werkzeug entwickelt, das es ermöglicht, die

Leistungsmerkmale des Empfängers in Abhängigkeit von den relevanten Störeinflüssen zu ermitteln. Die Implementierung dieser theoretischen Beschreibung wurde erfolgreich an Messungen aus der Literatur evaluiert.

Der entwickelte Algorithmus diente im **vierten Schwerpunkt** der Berechnung der Auswirkungen der Positionstoleranzen der einzelnen optischen Komponenten und der *worst case*-Konfiguration auf die Performance der beiden Entwurfsvarianten eines Heterodynempfängers. Diese Simulationen der *worst case*-Konfigurationen führten zu dem Ergebnis, daß der Laser-Heterodynempfänger extrem positionssensitiv bezüglich der optischen Komponenten ist und sich daher zum jetzigen Zeitpunkt nicht für die Umsetzung mit der LIGA-Technik eignet. Die Simulationsergebnisse des laserfreien Empfängers motivierten eine anschließende Optimierung zur Steigerung der Leistungsmerkmale.

Der **fünfte Schwerpunkt** beinhaltete die Durchführung der Optimierungsberechnungen. Dazu wurde ein deterministisches Suchverfahren implementiert, das nach dem Schema des Gauß-Seidel Verfahrens Extrema des Optimierungsproblems findet. Dieses Optimierungsverfahren wurde auf drei verschiedene Optimierungsmodelle des laserfreien Heterodynempfängers angewandt, die sich in der Auswahl und Anzahl der Optimierungsparameter unterscheiden. Die Ergebnisse zeigen, daß mit steigender Anzahl der Parameter, welche die Komplexität des Suchraumes festlegen, die Ergebniskonfigurationen zu besseren Leistungsmerkmalen führen. Außerdem ändert sich mit der Hinzunahme des optischen Materialparameters *Brechungsindex der Kugellinsen* die Struktur des Suchraumes von unimodal zu multimodal. Die beste Konfiguration, die auf der Grundlage des dritten Optimierungsmodells gefunden wurde, resultierte in einer Verbesserung des Leistungsmerkmals **Photonenfluß** um 59% und des Leistungsmerkmals **Koppeleffizienz** um 73% relativ zur ursprünglichen *worst case*-Konfiguration.

Anhand von Optimierungsberechnungen am Laser-Heterodynempfänger wurden vergleichende Untersuchungen mit dem am IAI entwickelten und schon erfolgreich eingesetzten evolutionären Algorithmus GADO und dem im Rahmen dieser Arbeit implementierten deterministischen Suchverfahrens durchgeführt. Untersuchungen des Parameterraumes zeigten eine multimodale, fraktale Natur. Die berechneten Optimierungsergebnisse bestätigten die Multimodalität des Suchraumes und zeigten, daß das heuristische Verfahren in der Lage ist, ein Ergebnis zu liefern, welches besser ist als das einer Reihe von deterministischen Experimenten und mit hoher Wahrscheinlichkeit in unmittelbarer Nähe zum globalen Optimum liegt. Allerdings wurde mit dem Gauß-Seidel Verfahren ein Ergebnis gefunden, das sowohl in der Güte als auch in den Werten der Ergebnisparameter nahezu mit dem Ergebnis des evolutionären Verfahrens übereinstimmt.

Die in dieser Arbeit entwickelte Strategie läßt sich ohne weiteres auf andere Simulations- und Optimierungsprobleme anwenden. Die theoretische Beschreibung des optischen Systems, wie sie in Kapitel 5 gegeben wurde, ist direkt auf den Heterodynempfänger zugeschnitten. Das "Herzstück" dieser Beschreibung läßt sich jedoch problemlos zur Simulation anderer optischer Anwendungen einsetzen, die Kugellinsen verwenden. Mit einem ähnlichen Ansatz lassen sich grundsätzlich auch Beschreibungen für Linsen anderer Form wie z.B. Stablinsen entwickeln [Sum84].

Ein Resultat dieser Arbeit ist die Modifizierung der Entwurfparameter eines laserfreien Heterodynempfängers. Die Umsetzung dieser Systemdaten in einem realen Prototyp ist in naher Zukunft zu erwarten.

Literaturverzeichnis

- [Agr92] AGRAWAL G. P.: *Fiber Optic Communication Systems*. Wiley, 1992.
- [And90] ANDERER B., EHRFELD W., MOHR J.: *Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter*. In: *KfK-Bericht*, Band 4702. Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1990.
- [Bac95] BACH H., NEUROTH N. (Herausgeber): *The Properties of Optical Glass*. Springer, Heidelberg, 1995.
- [Bec84] BECKER E. W., EHRFELD W., MÜNCHMEYER D.: *Untersuchungen zur Abbildungsgenauigkeit der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung bei der Herstellung technischer Trenndüsenelemente*. In: *KfK-Bericht*, Band 3732. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1984.
- [Bec86] BECKER E.W., EHRFELD W., HAGMANN P., MANER A., MÜNCHMEYER D.: *Fabrication of Microstructures with high aspect ratios and great structural heights by synchrotron radiation lithography, galvanofforming, and plastic moulding (LIGA process)*. *Microelectronic Engineering*, 4:35–56, 1986.
- [Ben87] BENEDETTO S., BIGLIERI E., CASTELLANI V.: *Digital Transmission Theory*. Prentice-Hall, New York, 1987.
- [Bur91] BURBAUM C., MOHR J., BLEY P., MENZ W. *Sensors and Materials*, 3,2:75, 1991.
- [Car86] CARLSON A. B.: *Communication Systems*. McGraw-Hill, New York, 1986.
- [Chr86] CHRAPLYVY A.R, TKACH R.W. *Electron. Lett.*, 22:1084, 1986.
- [Cou83] COUCH II L. W.: *Digital and Analog Communication Systems*. Mcmillan, New York, 1983.
- [Ehr87] EHRFELD W., BECKER E. W.: *Das LIGA-Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturkörpern mit großem Aspektverhältnis und großer Strukturhöhe*. In: *KfK-Nachrichten*, Band 19, Seiten 167–179. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, April 1987.

- [Gen95] GENGENBACH U., GÖTTERT J., ENGELHARDT F., SCHARNOWELL R.: *Ein System zur automatischen Montage von Mikrosystemen*. In: *2. Statuskolloquium des Projektes Mikrosystemtechnik*, Band FZKA 5670, Seiten 62–66. Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1995.
- [Ghi82] GHICA V., GLASHAUSER W. *Deutsche Offenlegungsschrift*, 30 39 110, 1982.
- [Gö91] GÖTTERT J., MOHR J., MÜLLER C.: *Mikrooptische Komponenten aus PM-MA, hergestellt durch Röntgentiefenlithographie*. In: *Werkstoffe der Mikrotechnik*, Band VDI Berichte 933. Düsseldorf, 1991.
- [Gö93] GÖTTERT J., MOHR J.: *Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der LIGA-Technik in der Mikrooptik*. In: *KfK-Bericht*, Band 5153. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1993.
- [Gö95] GÖTTERT J., FISCHER M., MÜLLER A.: *LIGA-Mikrolinsen und ihre Anwendung in der Medizin- und Informationstechnik*. In: *2. Statuskolloquium des Projektes Mikrosystemtechnik*, Band FZKA 5670, Seiten 169–174. Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1995.
- [Goo96] GOODMAN J. W.: *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, 1996.
- [Gor94] GORGES-SCHLEUTER M.: *Parallel Evolutionary Algorithms and the Concept of Population Structures*. Seiten 261–319, New York, 1994. John Wiley & Sons.
- [Gor98] GORGES-SCHLEUTER M., JAKOB W., SIEBER I.: *Evolutionary Design Optimization of a Microoptical Collimation System*. Band 1, Seiten 392–396, Aachen, 7.-10. September 1998. EUFIT'98.
- [Gut99] GUTH H., HELLMANN A., EGGERT H., SIEBER I.: *Simulation of a Micro Optical Distance Sensor Realized by the LIGA Process*. Seiten 667–670, Puerto Rico, April 1999.
- [Hay88] HAYKIN S.: *Digital Communications*. Wiley, New York, 1988.
- [Hec89] HECHT E.: *Optik*. Addison-Wesley Publishing Co., New York, 1989.
- [Hoo94] HOOIJMANS P. W.: *Coherent Optical System Design*. John Wiley & Sons, Chichester, 1994.
- [ISO94] ISO: *Terminology and Test Methods for Lasers*. ISO/TC172/SC 9/WG 1, 23 (20), 1994.
- [Jak98] JAKOB W., GORGES-SCHLEUTER M., SIEBER I.: *Comparison of Evolutionary Algorithms for Design Optimization*. North-Holland, 1998.
- [Jak99] JAKOB W., GORGES-SCHLEUTER M., SIEBER I., SÜSS W., EGGERT H.: *Solving a Highly Multimodal Design Optimization Problem Using the Extended Genetic Algorithm GLEAM*. Seiten 205–214, Southampton, 1999. OPTI 99, WIT Press.

- [Kar88] KARSTENSEN H.: *Laser Diode to Single-Mode Fiber Coupling with Ball Lenses*. J. Opt. Commun., 9:42–49, 1988.
- [Kho90] KHOE G. D., WRIGHT K. G., VAN ESCH H. A.: *Low loss integrated Polarisation Diversity Device with Standard Coatings and low Assembly Tolerance*. ECOC, Seiten 411–414, 1990.
- [Kog66] KOGELNIK H., LI T.: *Laser Beams and Resonators*. Applied Optics, 5:1550–1567, 1966.
- [Kor98] KORPEL A.: *Modern Optics*. www, <http://www.icaen.uiowa.edu/~adriank/>, 1998.
- [Law91] LAW A., KELTON D. W.: *Simulation Modeling & Analysis*. McGraw-Hill, 1991.
- [Mai60] MAIMAN T., H. *Nature*, 187:493, 1960.
- [Mei98] MEINZER S.: *Entwicklung von Verfahren zur Erstellung adaptiver Makromodelle für den Einsatz bei der Designoptimierung von Mikrosystemen*. In: *Dissertation an der Universität Bremen*, Band FZKA 5952. Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1998.
- [Men93] MENZ W., BLEY P.: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, 1993.
- [Moh88] MOHR J., EHRFELD W., MÜNCHMEYER D.: *Analyse der Defektursachen und der Genauigkeit der Strukturübertragung bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung*. In: *KfK-Bericht*, Band 4414. Kernforschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1988.
- [Moh98] MOHR J.: *Mikrooptik für Anwendungen in der Telekommunikation und Prozeßanalytik*. In: *3. Statuskolloquium des Projektes Mikrosystemtechnik*, Band FZKA 6080, Seiten 33–39. Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1998.
- [Mü95a] MÜLLER A., GÖTTERT J., KOHL M., MOHR J., MÜLLER-FIEDLER R.: *Optomechanische Bypass-Schaltung für die optische Informationstechnik*. In: *2. Statuskolloquium des Projektes Mikrosystemtechnik*, Band FZKA 5670, Seiten 81–86. Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1995.
- [Mü95b] MÜLLER G., REHFELD I., KATHEDER W.: *FEM für Praktiker*. expert verlag, Renningen-Malmsheim, 1995.
- [Mü96] MÜLLER A., GÖTTERT J., MOHR J.: *Aufbau hybrider mikrooptischer Funktionsmodule für die optische Nachrichtentechnik mit dem LIGA-Verfahren*. In: *Wissenschaftliche Berichte*, Band FZKA 5786. Forschungszentrum Karlsruhe, 1996.
- [Neu88] NEUMANN E. G.: *Single-Mode Fibers*. In: *Springer Series in Optical Sciences*, Band 57. Springer Verlag, Berlin, 1988.

- [Nic81] NICIA A.: *Lens Coupling in Fiber-Optic Devices: Efficiency Limits*. Appl. Opt., 20:3136–3145, September 1981.
- [O'S85] O'SHEA D. C.: *Elements of Modern Optical Design*. John Wiley & Sons, Chichester, 1985.
- [Qui98] QUINTE A.: *Entwicklung von Verfahren für den Einsatz der Finite-Elemente Methode in der Systemoptimierung von Mikrosystemkomponenten*. In: *Dissertation an der Universität Bremen*, Band FZKA 5951. Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 1998.
- [Sar79] SARUWATARI M., NAWATA K.: *Semiconductor Laser to Single-Mode Fiber Coupler*. In: *Applied Optics*, Band 18, Seiten 1847–1856. Optical Society of America, 1. Juni 1979.
- [Sch80] SCHWARTZ, M.: *Information Transmission, Modulation, and Noise*. McGraw-Hill, New York, 1980.
- [Sch88] *Dispersion Formula for the Temperature Coefficient of the Refractive Index of Glasses*. In: *Technical Information*, Band 19. Schott Glaswerke, Mainz, 1988.
- [Sch95] *Optisches Glas*. Band 11. Schott Glaswerke, Mainz, 1995.
- [Sch96] *Katalog optisches Glas*. Schott Glaswerke, Mainz, 1996.
- [Sch98] SCHERER K.-P. (IAI). *Persönliche Mitteilung*, 1998.
- [Sch99] SCHERER K.-P. (IAI). *Persönliche Mitteilung*, 1999.
- [Shi95] SHIMADA S.: *Coherent Lightwave Communications Technology*. Chapman & Hall, London, 1995.
- [Sie97] SIEBER I., EGGERT H., GUTH H.: *Simulation of a Microoptical Communication Module*. Tel Aviv, Israel, 1997.
- [Sie98a] SIEBER I., EGGERT H., GUTH H., JAKOB W.: *Design Simulation and Optimization of Microoptical Components*. Band 3430 der Reihe *Proc. of SPIE*, Seiten 138–149, San Diego, 20.-21. Juli 1998. SPIE.
- [Sie98b] SIEBER I., EGGERT H., GUTH H., JAKOB W., SCHERER K.-P., ZIEGLER P.: *Design Optimization Considering Tolerance Effects of Microoptical Benches*. Seiten 65–70, Potsdam, 1.-3. Dezember 1998. VDE Verlag.
- [Sie99] SIEBER I., EGGERT H., GUTH H., JAKOB W., SCHERER K.-P.: *Designoptimierung in der Mikrosystemtechnik mit evolutionären Algorithmen*. it+ti, 4:27–32, August 1999.
- [Sto87] STONE J., STULZ L.W. *Electron. Lett.*, 23:781, 1987.
- [Str75] STROBEL H.: *Experimentelle Systemanalyse*. Akademie-Verlag, Berlin, 1975.

- [Stu97] STUCKY U. (IAI). *Persönliche Mitteilung*, 1997.
- [Sum84] SUMIDA M., TAKEMOTO K.: *Lens Coupling of Laser Diodes to Single-Mode Fibers*. J. Lightw. Techn., LT-2:305–311, 1984.
- [War88] WARZANSKYJ W., HEISMAN F., ALFERNESS R.C. *Appl. Phys. Lett.*, 53:13, 1988.
- [Zie97] ZIEGLER P. (IMT). *Persönliche Mitteilung*, 1997.
- [Zie98] ZIEGLER P. (IMT). *Persönliche Mitteilung*, 1998.
- [Zie99] ZIEGLER P.: *Aufbau von optisch–elektrischen Funktionsmodulen mit Hilfe des LIGA–Verfahrens für die optische Übertragungstechnik*. In: *Dissertation an der Universität Karlsruhe*. 1999.

Anhang A

A.1 Elektrische Signal–Leistung von kohärentem und direktem Empfang

Das Feld des empfangenen optischen Signals läßt sich folgendermaßen darstellen:

$$E_S = A_S \exp[-i(\omega_0 t + \phi_S)] \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \omega_0 \dots \text{Trägerfrequenz} \\ A_S \dots \text{Amplitude} \\ \phi_S \dots \text{Phase} \end{array} \quad (\text{A.1})$$

Das Feld des lokalen Oszillators läßt sich ebenso beschreiben:

$$E_{LO} = A_{LO} \exp[-i(\omega_{LO} t + \phi_{LO})] \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \omega_{LO} \dots \text{Laserfrequenz} \\ A_{LO} \dots \text{Laseramplitude} \\ \phi_{LO} \dots \text{Laserphase} \end{array} \quad (\text{A.2})$$

Die skalare Schreibweise für E_S und E_{LO} kann unter der Annahme der identischen Polarisation der beiden Felder verwendet werden.

In kohärenten Systemen kommen nur **PIN**¹–Dioden ohne inneren Verstärkungsmechanismus zum Einsatz [Hoo94]. Diese Geräte können als lineare Leistungsdetektoren betrachtet werden, welche die optische Leistung linear in elektrischen Strom umwandeln:

$$I = R \cdot P \quad \text{mit} \quad R = \frac{\eta q}{h\nu} \quad (\text{A.3})$$

Die Quanteneffektivität der Diode η ist ein Maß für den Bruchteil der Photonen, die tatsächlich in Elektronen der Ladung q umgewandelt werden. Die Energie der Photonen wird beschrieben durch $h\nu$, wobei h die Plancksche Konstante darstellt und ν die Frequenz.

Da die optische Leistung proportional zur Bestrahlungsstärke (Intensität) $|E_S + E_{LO}|^2$ ist, kann die empfangene Leistung am Photodetektor beschrieben werden als:

$$P = K |E_S + E_{LO}|^2 \quad (\text{A.4})$$

¹positiv–intrinsisch–negativ; Schichtstruktur der Dioden

K ist hierbei eine Proportionalitätskonstante. Verwendet man die Gleichungen (A.1) und (A.2), so läßt sich die Leistung $P(t)$ folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{aligned}
 P(t) &= P_S + P_{LO} + 2\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_S - \phi_{LO}) & (A.5) \\
 \text{mit } P_S &= K A_S^2 \\
 P_{LO} &= K A_{LO}^2 \\
 \omega_{IF} &= \omega_0 - \omega_{LO}
 \end{aligned}$$

Die Gleichung (A.5) beschreibt die optische Leistung des kohärenten Empfangs an der Photodiode. Ist die Zwischenfrequenz $\omega_{IF} = 0$, so beschreibt die Gleichung (A.5) den homodynen Empfang, gilt $\omega_{IF} \neq 0$, so liegt heterodyner Empfang vor.

Verwendet man die Gleichung (A.3), so ergibt sich der Photostrom beim homodynen Empfang zu:

$$I(t) = R(P_S + P_{LO}) + 2R\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\phi_S - \phi_{LO}) \quad (A.6)$$

Typischerweise gilt $P_{LO} \gg P_S$ und der Term $P_S + P_{LO}$ kann durch die Konstante P_{LO} angenähert werden [Agr92]. Der letzte Term der Gleichung (A.6) beinhaltet die übertragene Information. Unter der Voraussetzung, daß die Phase des lokalen Oszillators mit der Signalphase übereinstimmt (dies geschieht mittels eines *phase-lock loops*), ist das homodyne Signal gegeben durch den Photostrom

$$I_p(t) = 2R\sqrt{P_S(t)P_{LO}} \quad (A.7)$$

Im Falle des heterodynen Empfangs wird die Frequenz des lokalen Oszillators verschieden zur Signalfrequenz gewählt, der Photostrom des Heterodynempfangs läßt sich darstellen durch:

$$I(t) = R(P_S + P_{LO}) + 2R\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_S - \phi_{LO}) \quad (A.8)$$

Auch hier gilt in der Praxis $P_{LO} \gg P_S$, so daß der nahezu konstante Gleichstrom-Term leicht herausgefiltert werden kann (z.B. durch einen *balancierten* Multiport-Empfänger). Das Heterodynsignal ist durch den Wechselstrom-Term:

$$I_{ac}(t) = 2R\sqrt{P_S P_{LO}} \cos(\omega_{IF}t + \phi_S - \phi_{LO}) \quad (A.9)$$

gegeben. Wie auch im Falle des homodynen Empfangs wird das empfangene Signal verstärkt und damit das Verhältnis von Signal zu Rauschen verbessert.

Betrachtet man die elektrische Signalleistung des direkten Empfangs und der beiden kohärenten Empfangsarten im Vergleich, so wird die Signalverstärkung durch den kohärenten Empfang deutlich. Der Signalstrom im Falle des direkten Empfangs ist durch $I_{dd}(t) = R P_S(t)$ gegeben. Um nun die Verstärkung des Signals durch den kohärenten Empfang zu verdeutlichen, ist es hilfreich, die elektrische Signalleistung, die proportional zum Quadrat des Stroms ist, zu betrachten. Die durchschnittliche elektrische Signalleistung wird durch den homodynen Empfang um den Faktor $4P_{LO}/\overline{P_S}$ verbessert. Im Falle des heterodynen Empfangs wird die Verbesserung um den Faktor 2 herabgemindert. Dies entspricht $3dB$ und wird daher auch als die $3dB$ -Strafe des heterodynen Empfangs bezeichnet. Die Verminderung der Signalleistung um den Faktor 2 wird anschaulich, wenn man sich die

Wechselstromeigenschaft des Heterodynsignals I_{ac} betrachtet: die durchschnittliche Signalleistung wird um den Faktor 2 vermindert, wenn I_{ac}^2 über einen Zyklus mit der Zwischenfrequenz gemittelt wird (der Durchschnitt des $\cos^2 \theta$ über θ ergibt $1/2$).

Da die Leistung des lokalen Oszillators sehr viel höher ausgelegt werden kann als die des Signals, kann der kohärente Empfang in einer Verbesserung um Größenordnungen resultieren.

A.2 Modulation und Demodulation

Eine schematische Darstellung der drei Modulationsformate ist für ein spezifisches Bit-Muster in Abbildung (A.1) dargestellt. Im folgenden soll jedes der drei Formate kurz besprochen werden, da die Wahl des Modulationsformates, wie auch die geeignete Demodulation, die Leistungsfähigkeit des Empfängers mitbestimmt (siehe auch Kap. 2.1.2).

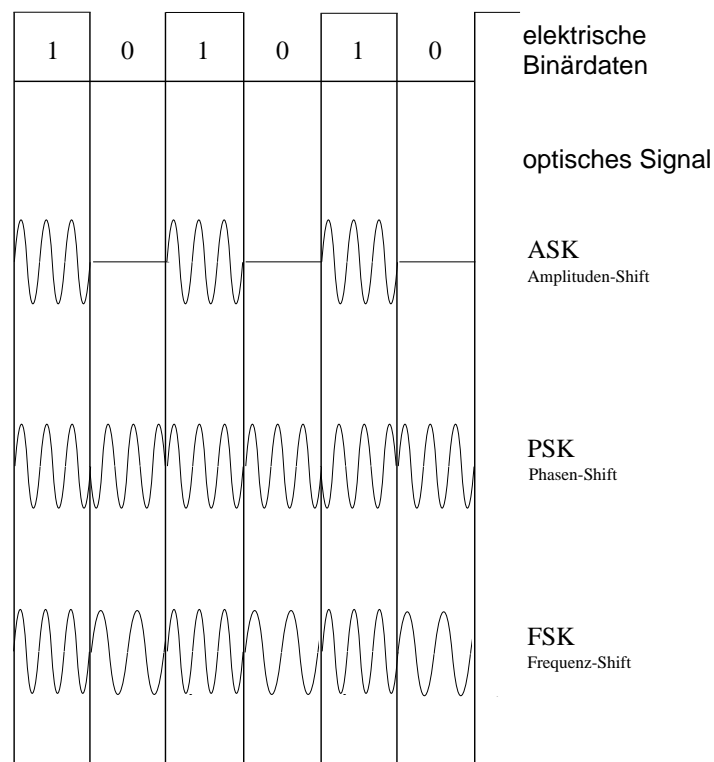


Abbildung A.1: Darstellung verschiedener Modulationsformate für das oben gezeigte Bit-Muster.

ASK Format (Amplitude-Shift-Keying)

Im Falle der binären digitalen Modulation nimmt die Amplitude einen von zwei festen Werten an, je nachdem, ob die "1" oder die "0" übertragen werden soll. Meist wird die Amplitude gleich Null gesetzt, wenn die "0" übertragen wird. Das ASK-Format wird dann auch On-Off-Keying genannt. Dies entspricht dem Modulationsschema, das für die

Übertragung bei nicht-kohärenten digitalen Lichtwellensystemen (DD) üblicherweise eingesetzt wird.

Die Anwendung des ASK Formates in kohärenten Systemen unterscheidet sich allerdings erheblich von der bei nicht-kohärenten Systemen. Bei diesen ist es möglich, die Amplitude des Lasers direkt über seinen Ansteuerstrom zu modulieren und so den optischen Bit-Strom zu erzeugen. Bei kohärenten Systemen ist dieses Verfahren nicht möglich, da ein Ändern der Leistung des Lasers unweigerlich eine Phasenänderung nach sich ziehen würde. Eine zeitlich variierende Phase zieht jedoch transiente Änderungen der Frequenz nach sich (siehe z.B. [Agr92, S.114ff]). Dieses Verhalten der Halbleiterlaserdioden wird in der englisch-sprachigen Literatur *frequency chirp* genannt und kann zum Beispiel für die Modulation der Trägerfrequenz eingesetzt werden (siehe Abschnitt **FSK Format**). Beim Einsatz in DD-Systemen werden diese unerwünschten Phasenänderungen von den Photodioden ignoriert, da die Detektoren nur auf die optische Leistung antworten. Diese Situation ändert sich im Einsatz bei kohärenten Kommunikationssystemen, wo die Antwort des Detektors direkt von der Phase des empfangenen Signals abhängt. Die Anwendung des ASK Formats bei kohärenten Systemen verlangt von der Signalphase zeitlich nahezu konstant zu sein. Dies führt dazu, daß die Halbleiterlaserdiode bei konstantem Strom eingesetzt wird und die Modulation der Amplitude von einem externen Modulator vorgenommen wird. Der Einsatz eines externen Modulators bringt wiederum einen gewissen Verlust mit sich, der bei guten Modulatoren allerdings unterhalb 1dB liegt [Agr92].

PSK Format (Phase-Shift-Keying)

Wie der Name schon sagt, wird im Falle des PSK Formats der optische Bit-Strom durch die Modulation der Phase erzeugt. Die Amplitude der Trägerwelle bleibt dabei konstant. Für die binäre Übertragung im PSK Format nimmt die Phase des Signals die zwei Werte "0" und " π " an. Da bei der Übertragung von Informationen mittels des PSK Formats die optische Intensität der Trägerwelle konstant bleibt, würden im Falle des direkten Empfangs alle Informationen verloren gehen.

Die Anwendung des PSK Formats benötigt deshalb einen externen Modulator, der in der Lage sein muß, die optische Phase in Abhängigkeit von einem anliegenden Strom zu ändern.

Eine wichtige Voraussetzung für den Einsatz des PSK Formats ist, daß die Phase der optischen Trägerwelle stabil bleibt, so daß die Phaseninformation eindeutig extrahiert werden kann. Diese Bedingung erfordert sowohl von der Sender-Laserdiode als auch vom lokalen Oszillator strenge Bedingungen bezüglich der Linienbreite. Allerdings kann diese zunächst sehr strenge Bedingung durch das Verwenden einer Variante des PSK Formats etwas gelockert werden. Das *Differential Phase-Shift Keying* (DPSK) kodiert die Informationen unter Verwendung der Phasendifferenz zweier benachbarter Bits. Der Vorteil dabei ist, daß das übermittelte Signal schon dann erfolgreich demoduliert werden kann, wenn die Trägerphase mindestens für die Dauer von zwei Bits relativ stabil bleibt.

FSK Format (Frequency-Shift-Keying)

Bei der FSK Modulation wird die Information durch Ändern der Trägerfrequenz ω_0 selbst kodiert. Für ein binäres digitales Signal nimmt die Trägerfrequenz entweder den Wert $\omega_0 + \Delta\omega$ oder $\omega_0 - \Delta\omega$ an, je nachdem ob die "1" oder die "0" übertragen werden soll. Die einfachste und auch am häufigsten eingesetzte Methode der Implementierung des

FSK Formats nutzt die Möglichkeit der direkten Modulation des Ansteuerstroms der Senderdiode. Dieses Verhalten der Laserdiode ist schon im Absatz **ASK Format** angesprochen worden, wo das direkte Modulieren der Leistung der Laserdiode zu dem dort unerwünschten *frequency chirp* führt. Diese Änderung der Frequenz in Abhängigkeit vom Betriebsstrom der Halbleiterlaserdiode kann nun für das FSK Format genutzt werden. Typische Werte der Abhängigkeit der Frequenz von der Stromstärke liegen im Bereich 0.1–1 GHz/mA [Agr92]. Somit reichen kleine Änderung im Betriebsstrom aus, um die für die Übertragung notwendigen Frequenzänderungen zu erzeugen. Damit ist gleichzeitig gewährleistet, daß die Amplitude nahezu unverändert bleibt.

A.2.1 Demodulation

Für die Konvertierung des empfangenen optischen Signals in die elektrische Domäne stehen zwei verschiedene Arten kohärenter Empfänger zur Verfügung: der homodyne Empfänger und der heterodyne Empfänger. Im Falle des homodynen Empfangs wird das empfangene Signal ohne Verwendung von Zwischenfrequenzen demoduliert. Die LO-Frequenz stimmt dabei mit der Signalfrequenz überein. Diese Empfangsart resultiert in der größten Verstärkung des empfangenen Signals (siehe Anhang A.1). Obwohl das Konzept sehr einfach ist, ist der homodyne Empfänger aufgrund seiner Phasensensitivität technisch schwer umzusetzen.² Dieses Problem kann nur durch einen aufwendig zu realisierenden *phase-lock loop* (PLL) gelöst werden, der den Entwurf des Empfängers kompliziert gestaltet und strenge Anforderungen an beide optische Quellen bezüglich der Linienbreite stellt [Agr92]. Diese Probleme können mittels des heterodynen Empfangs überwunden werden. Bei dieser Empfangsart werden weder PLL benötigt, noch muß die Voraussetzung übereinstimmender Frequenzen von Trägerwelle und lokaler Oszillatorwelle erfüllt sein. Im Falle des heterodynen Empfangs wird die Frequenz des lokalen Oszillators so gewählt, daß sie sich von der Signalfrequenz so unterscheidet, daß die Zwischenfrequenz ω_{IF} im Mikrowellen-Bereich liegt. Dies bedeutet, daß das elektrische Signal mit der Zwischenfrequenz ω_{IF} demoduliert werden muß. Hier kommen Techniken zum Einsatz, die für Mikrowellensysteme entwickelt wurden. Ebenso wie auch beim homodynen Empfang wird das empfangene Signal verstärkt und so das Verhältnis von Signal zu Rauschen (SNR) verbessert. Im Vergleich zum homodynen Empfang ist die SNR-Verbesserung jedoch im Falle des heterodynen Empfangs um den Faktor zwei (oder um 3dB) geringer. Den Vorteil, den man sich auf Kosten der 3dB-Dämpfung erkaufte, liegt im beachtlich vereinfachten Aufbau eines Heterodynempfängers, da auf den *phase-lock loop* verzichtet werden kann. Phasenfluktuationen des Signals und des lokalen Oszillators können durch die Verwendung von schmalbandig abstrahlenden Halbleiterlaserdioden kontrolliert werden (siehe auch Kapitel 2.1.2).

Die Demodulation kann entweder synchron oder asynchron durchgeführt werden. Im Unterschied zu der Radiokommunikation, bei der die asynchrone Demodulation auch inkohärent genannt wird, hat es sich in der Literatur optischer Kommunikationssysteme durchgesetzt, den Begriff kohärent in einem weiteren Sinne, unabhängig von der Demo-

²Die Gleichung des Photostroms, den das Überlagerungssignal an der Photodiode erzeugt, enthält direkt die Phase des lokalen Oszillators (siehe Anhang A.1). Idealerweise sollten also die Phasen des Signals und des lokalen Oszillators identisch sein, beide fluktuieren jedoch mit der Zeit willkürlich.

dulationsart zu verwenden.

Heterodyne synchrone Demodulation

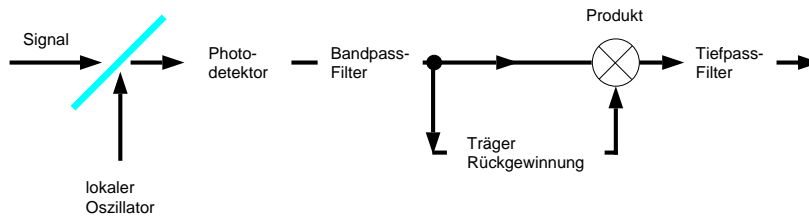


Abbildung A.2: Blockdiagramm eines synchronen Heterodynempfängers (aus [Agr92]). Die Rückgewinnung der Information geschieht durch Multiplikation des gefilterten Signals mit dem Term $\cos(\omega_{IF}t)$.

Bei der synchronen Demodulation (siehe Abb. A.2) muß die Information aus der Trägerwelle bei der Zwischenfrequenz ω_{IF} extrahiert werden. Dies geschieht durch Multiplikation des Bandpass-gefilterten Signals mit dem Term $\cos(\omega_{IF}t)$. Zu diesem Zweck muß zwischen empfangenem Signal und lokalem Oszillatorsignal Phasenkohärenz vorliegen. Dieses Demodulationsschema wird daher auch kohärente IF-Detektion genannt [Hoo94].

Zur Umsetzung dieses Demodulationsschemas müssen daher ähnlich strenge Maßstäbe an die Linienbreite beider Halbleiterlaserdioden gelegt werden wie im Falle des homodynempfängers. Außerdem setzt die Forderung nach Phasenkohärenz einen optischen PLL voraus, so daß die synchrone (kohärente) IF-Detektion zum momentanen Zeitpunkt relativ unattraktiv ist [Hoo94].

Heterodyne asynchrone Demodulation

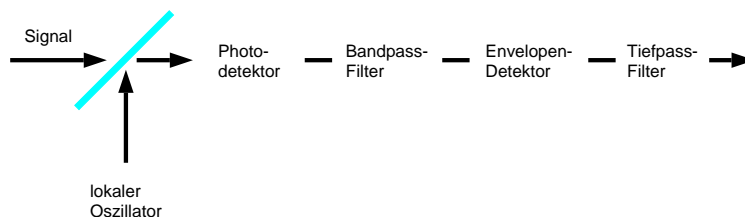


Abbildung A.3: Blockdiagramm eines asynchronen Heterodynempfängers (aus [Agr92]).

Bei der asynchronen Demodulation (siehe Abb. A.3) wird die Rückgewinnung des Signals nicht bei der Zwischenfrequenz durchgeführt. Das gefilterte Signal wird mittels eines Hüllkurven- (*Envelope*) Detektors zurück ins Basisband konvertiert, so daß das von der Auswert-Elektronik empfangene Signal gerade dem Betrag des zuvor Bandpaß-gefilterten Signals entspricht.

Dadurch werden die Anforderungen an die Sender-Laserdiode und die LO-Laserdiode

stark abgemildert. Dies ist auch der Grund, warum asynchrone Heterodynempfänger eine wichtige Rolle beim Entwurf kohärenter Lichtwellensysteme spielen. Dieser Vorteil wird allerdings durch eine Verschlechterung der Empfängerempfindlichkeit erkauft, die mit 0.5dB jedoch relativ gering ist [Agr92].

Asynchrone Demodulation kann für das PSK-Format nicht angewandt werden, da die Phasen von Sender und LO nicht gekoppelt sind. Der Gebrauch des DPSK (*differential phase-shift keying*) erlaubt die asynchrone Demodulation unter Verwendung eines Verzögerungsschemas (siehe Abb. A.4).

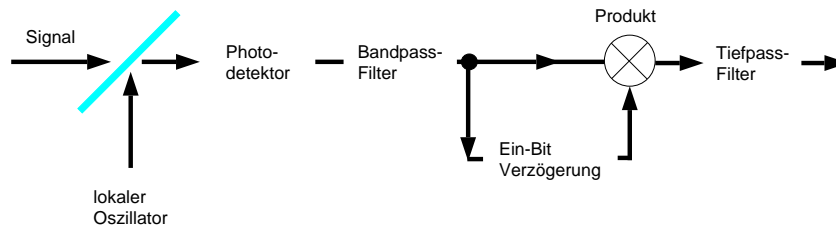


Abbildung A.4: Blockdiagramm der Verzögerungs-Demodulation DPSK bei asynchronem heterodynem Empfang.

Dabei wird der empfangene Bit-Strom mit einer Replik seiner selbst, die um die Periode von einem Bit verzögert wurde, multipliziert. Das daraus resultierende Signal besitzt eine Komponente der Form $\cos(\Phi_k - \Phi_{k-1})$, die dann zur Rückgewinnung des Bitmusters verwendet werden kann, da die Information in der Phasendifferenz $\Phi_k - \Phi_{k-1}$ kodiert ist. Bei der Verwendung eines solchen Schemas benötigt man nur für eine relativ kurze Dauer (wenige Bit-Perioden) Phasenstabilität. Diese kann durch die Verwendung schmalbandig abstrahlender Halbleiterlaser erreicht werden.

A.3 Der fundamentale Gaußstrahl

In diesem Abschnitt wird die Gleichung des fundamentalen Gaußstrahls hergeleitet. Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Feldkomponente u in einem homogenen und isotropen Medium mit Brechungsindex n wird durch die skalare Wellengleichung

$$\nabla^2 u + k^2 u = 0 \quad \text{mit} \quad k = 2\pi n/\lambda \quad (\text{A.10})$$

beschrieben, wobei k die Ausbreitungskonstante im Medium ist [Kog66]. Die Ausbreitung der Welle in z -Richtung wird durch den Ausdruck

$$u = \psi(x, y, z) \cdot e^{-ikz} \quad (\text{A.11})$$

beschrieben, wobei ψ eine nur langsam mit z variierende Funktion darstellt, welche die Unterschiede zwischen einem Laserstrahl und einer ebenen Welle beschreibt. Diese Differenzen betreffen eine Abweichung von der einheitlichen Intensitätsverteilung, eine Ausdehnung des Strahls mit zunehmender Ausbreitungsdistanz, die Krümmung der Phasenfront

und noch andere Unterschiede, die weiter unten aufgezeigt werden. Setzt man die Gleichung (A.11) in die skalare Wellengleichung (2.2) ein, so erhält man unter der Annahme, daß ψ nur schwach von z abhängig ist,³ als Resultat folgende Differentialgleichung:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.12})$$

Eine Lösung dieser Differentialgleichung ist gegeben durch [Kog66]:

$$\psi = e^{-i(P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2)} \quad \text{mit} \quad r^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{A.13})$$

Der Parameter $P(z)$ stellt eine komplexe Phasenverschiebung dar, welche mit der Ausbreitung des Lichtstrahls zusammenhängt. Der komplexe Strahlparameter $q(z)$ beschreibt die Gauß-förmige Intensitätsänderung des Strahls in Abhängigkeit von der Distanz r zur optischen Achse und die Krümmung der Wellenfront, welche nahe der Achse sphärisch ist. Setzt man Gleichung (A.13) in Gleichung (A.12) ein und vergleicht die Terme mit gleichem Exponenten von r , so erhält man die folgenden Beziehungen:

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 1 \quad (\text{A.14})$$

$$\text{und} \quad \frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{i}{q} \quad (\text{A.15})$$

Ein wichtiger Ausdruck resultiert aus der Integration von Gleichung (A.14):

$$q_2 = q_1 + z \quad (\text{A.16})$$

Diese Gleichung setzt den Strahlparameter q_2 in der Austrittsebene in Beziehung zum Strahlparameter q_1 in der um z entfernten Eingangsebene und erlaubt somit die Berechnung der Ausbreitung des Laserstrahls.

Ein kohärenter Lichtstrahl mit einer Gauß-förmigen Intensitätsverteilung, wie er durch die Beschreibungen oben gegeben ist, stellt nicht die einzige Lösung von Gleichung (A.12) dar, ist aber für die hier gemachten Betrachtungen die wichtigste. Dieser Strahl wird oft, bezugnehmend auf Moden höherer Ordnung, als *Fundamental-Mode* bezeichnet. Mit dieser Beschreibung läßt sich die Abstrahlung eines Lasers und einer einmodig abstrahlenden Faser (SMF von *Single-Mode Faser*) sehr gut beschreiben. Diese wird daher im folgenden detailliert diskutiert. Die Herleitung der charakteristischen Größen zur Beschreibung des Gaußstrahls folgt dabei größtenteils [Kog66].

Zur besseren Anschaulichkeit werden zwei reale Strahlparameter, R und w , eingeführt, welche folgendermaßen mit dem komplexen Strahlparameter q zusammenhängen:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi w^2}. \quad (\text{A.17})$$

Die physikalische Bedeutung dieser realen Strahlparameter wird klar, wenn Gleichung (A.17) in die Gleichung (A.13) eingesetzt wird:

$$\psi = e^{-iP - r^2 \left(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{2R} \right)} \quad (\text{A.18})$$

³Dies bedeutet, daß die zweiten Ableitung $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$ vernachlässigt werden kann.

$R(z)$ beschreibt dann den Krümmungsradius der Wellenfront, welche die optische Achse bei z schneidet und $w(z)$ ist ein Maß für die Amplitudenabnahme in Abhängigkeit vom Abstand r von der optischen Achse. Diese Abnahme ist Gauß-förmig (siehe Abb. 2.6) und w gibt den Abstand von der optischen Achse an, bei welchem die Amplitude auf $1/e$ vom Maximalwert auf der optischen Achse abgefallen ist. Der Gaußstrahl besitzt seine minimale Ausdehnung w_0 an der sogenannten Strahltaile, wo die Wellenfront eben ist ($R = \infty$). Mißt man die Ausbreitungsdistanz z von der Position der Strahltaile aus, so ergibt sich aus Gleichung (A.17):

$$q_0 = -i \frac{\pi w^2}{\lambda} \quad (\text{A.19})$$

Die Propagation des Strahls läßt sich dann mit Gleichung (A.16) folgendermaßen beschreiben:

$$q = q_0 + z = i \frac{\pi w^2}{\lambda} + z \quad (\text{A.20})$$

Durch die Kombination von Gleichung (A.17) und (A.20) läßt sich der imaginäre und der reale Teil berechnen zu:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (\text{A.21})$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{A.22})$$

Die Distanz $z = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \equiv z_r$ heißt Rayleigh-Bereich des Strahls⁴ und gibt die Entfernung von der Strahltaile an, in welcher der Krümmungsradius der Wellenfront $R(z)$ minimal ist.

Die komplexe Phasenverschiebung in der Distanz z von der Strahltaile kann berechnet werden, wenn Gleichung (A.20) in Gleichung (A.15) eingesetzt wird. Man erhält dann nach Integration den Ausdruck:

$$iP(z) = \ln \sqrt{1 + (\lambda z / \pi w_0^2)^2} - i \arctan(\lambda z / \pi w_0^2) \quad (\text{A.23})$$

Der Realteil von P stellt die Phasenverschiebung ϕ zwischen dem Gaußstrahl und der ebenen Welle dar, während der Imaginärteil einen Amplitudenfaktor w_0/w erzeugt, der die Intensitätsabnahme auf der Achse in Abhängigkeit von der Ausbreitung des Strahls angibt.

Mit diesen Ergebnissen kann die Propagationsgleichung für Gaußstrahlen folgendermaßen geschrieben werden:

$$u(r, z) = \frac{w_0}{w} e^{-i(kz - \Phi) - r^2 \left(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{2R} \right)} \quad \text{mit} \quad \Phi = \arctan(\lambda z / \pi w_0^2). \quad (\text{A.24})$$

A.4 Strahltransformation durch eine Linse

Eine ideale dünne Linse der Brennweite f transformiert eine Kugellwelle mit dem Wellenfrontradius R_1 unmittelbar links von der Linse in eine Kugellwelle mit dem Wellenfrontradius R_2 unmittelbar rechts von ihr, folgender Beziehung gehorchend:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (\text{A.25})$$

⁴In der Literatur wird der doppelte Rayleigh-Bereich auch der *konfokale Parameter* genannt.

Der Parameter f heißt die Brennweite der Linse und ist für dünne Linsen folgendermaßen definiert (siehe z.B. [Hec89]):

$$1/f = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{A.26})$$

Der Parameter n ist der Brechungsindex der Linse, R_1 und R_2 sind die Krümmungsradien der ersten bzw. der zweiten Linsengrenzfläche.

Die Linse transformiert die Phasenfronten eines Laserstrahls nun in exakt der gleichen Weise. Da gilt, daß die Strahldurchmesser unmittelbar links und rechts von einer dünnen Linse gleich groß sind, sind die q -Parameter des einfallenden und des austretenden Strahls (s. Gl. A.16) folgendermaßen miteinander verknüpft:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (\text{A.27})$$

Die q -Parameter sind hierbei unmittelbar an der Linse bestimmt. Unter Zuhilfenahme von Gleichung (A.16) lassen sich die Parameter q_1 und q_2 in den Distanzen d_1 und d_2 von der dünnen Linse berechnen (siehe auch Abb. A.5):

$$q_2 = \frac{(1 - d_2/f)q_1 + d_1 + d_2 - d_1 d_2/f}{1 - d_1/f - q_1/f} \quad (\text{A.28})$$

Die Parameter d_1 und d_2 geben hierbei jeweils die Distanzen der Strahltaillen $w_{0,1}$ bzw. $w_{0,2}$ zur Linsenhauptebene an. Setzt man in Gleichung (A.28) für q_1 bzw. q_2 die rein ima-

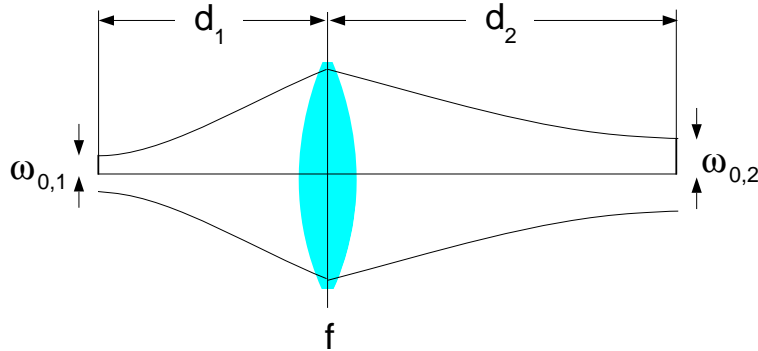


Abbildung A.5: Transformation eines Gaußstrahls mittels einer idealen Linse.

ginären Strahlparameter an den Positionen der Strahltaillen $q_{0,1} = \frac{i\pi w_{0,1}^2}{\lambda}$ und $q_{0,2} = \frac{i\pi w_{0,2}^2}{\lambda}$ ein und wertet Imaginär- und Realteil separat aus, so erhält man die beiden folgenden Gleichungen:

$$\frac{d_1 - f}{d_2 - f} = \frac{w_{0,1}^2}{w_{0,2}^2} \quad (\text{A.29})$$

$$(d_1 - f)(d_2 - f) = f^2 - f_0^2 \quad \text{mit} \quad f_0 = \frac{\pi w_{0,1} w_{0,2}}{\lambda} \quad (\text{A.30})$$

Die charakteristische Länge f_0 wird durch die beiden Strahltaillen, die ineinander überführt werden sollen, definiert. Jede Linse, für die $f \geq f_0$ gilt, kann verwendet werden, um diese Transformation durchzuführen. Ist f gewählt, so können die Entfernungen d_1 und d_2 durch Kombination der beiden Gleichungen (A.29) und (A.30) hergeleitet werden [Kog66]:

$$d_1 = f \pm \frac{w_{0,1}}{w_{0,2}} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (\text{A.31})$$

$$d_2 = f \pm \frac{w_{0,2}}{w_{0,1}} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (\text{A.32})$$

A.5 Die LIGA-Prozessschritte

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Prozessschritte der LIGA-Technik kurz beschrieben. Eine graphische Darstellung der Prozessschritte ist in Abbildung (A.6) gegeben.

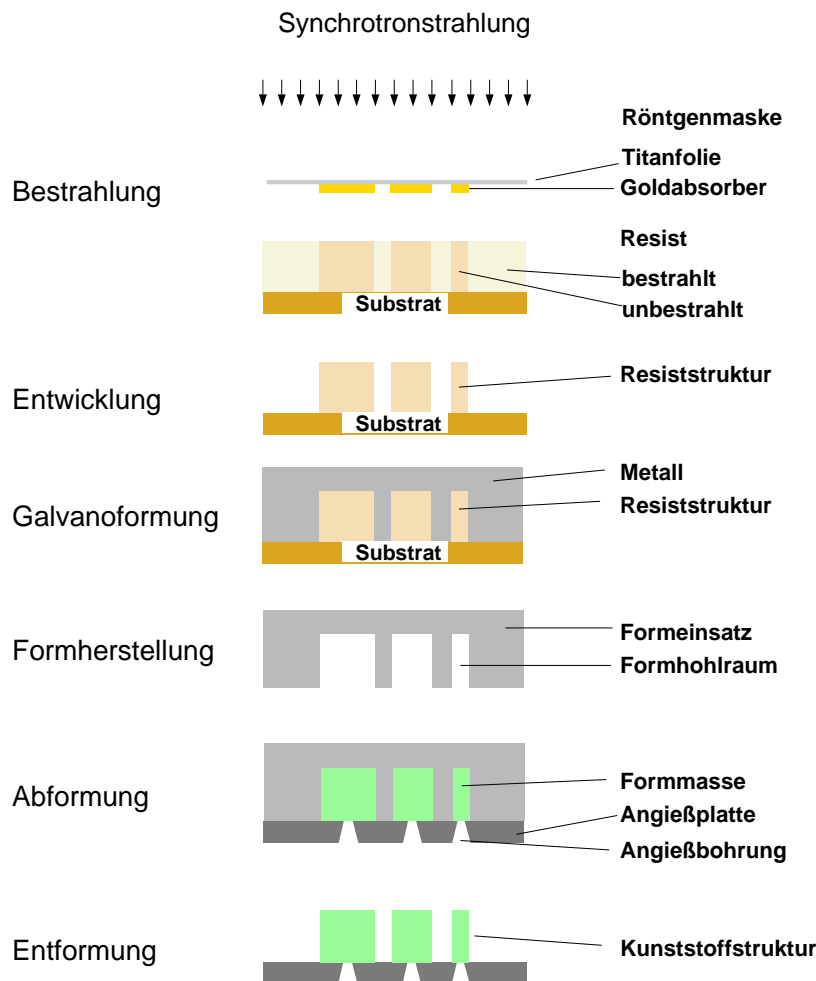


Abbildung A.6: Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte des LIGA-Verfahrens.

Die Röntgentiefenlithographie ist im wesentlichen eine Schattenprojektion der Maskenabsorberstruktur auf ein Resist. Das Resist befindet sich auf einer leitenden Grundplatte; die Projektion wird mit Synchrotronstrahlung durchgeführt. Die Maske besteht aus einer dünnen, schwachabsorbierenden Folie aus Material niedriger Ordnungszahl, z.B. Titan, und einem auf dieser Folie aufgebrachten Absorbermuster starkabsorbierenden Materials hoher Ordnungszahl (z.B. Gold). Für die präzise Strukturierung dicker Resistsschichten ist eine hochintensive und weitgehend parallele Röntgenstrahlung erforderlich. Als Quelle für die Röntgentiefenlithographie kommt daher entweder ein Elektronensynchrotron oder ein Elektronenspeicherring in Frage. Als Resist finden strahlungsempfindliche Kunststoffe wie zum Beispiel Polymethylmethacrylat (PMMA) Anwendung. Der Bestrahlungsprozeß, bzw. die dabei erzeugten Fotoelektronen, erhöhen die Löslichkeit der bestrahlten Bereiche um mehrere Größenordnungen. Diese können anschließend mit geeigneten Lösungsmitteln (Entwicklern) selektiv entfernt werden. So entsteht nach dem Prozeßschritt der Entwicklung eine Resiststruktur, die unter Umständen schon das Endprodukt darstellen kann [Gö91], [Gut99].

Das Verfahren bietet mit seinen folgenden Prozeßschritten Galvanik und Abformung aber auch die Möglichkeit der Herstellung von Mikrostrukturen durch die kostengünstige Kunststoffabformung.

Dazu werden robuste und formstabile Abformwerkzeuge aus Metall benötigt. Zu deren Herstellung wird die Grundplatte auf der sich das Resist befindet als Elektrode verwendet und die Zwischenräume der Kunststoffstrukturen galvanisch mit Metall aufgefüllt. Dies wird fortgeführt, bis sich oberhalb der Resiststrukturen eine ca. 5 mm dicke Metallschicht abgeschieden hat. Nach dem parallelen Abziehen der Grundplatte und dem Entfernen des Resists liegt eine zur Resiststruktur komplementäre Metallstruktur vor, die als Abformwerkzeug zur Herstellung von Kunststoff-Mikrostrukturen in größerer Stückzahl eingesetzt werden kann. Eine detaillierte Beschreibung der hier dargelegten Prozeßschritte findet sich zum Beispiel in [Men93] oder [Ehr87]. Weiterentwicklungen des LIGA-Prozesses erlauben auch die Herstellung geneigter Strukturen [Gö93] und die Herstellung gestufter Mikrostrukturen [Mü96].

Die Prozeßschritte *Bestrahlung*, *Entwicklung*, *Galvanoformung* und *Formherstellung*, die zu einer metallischen Komplementärstruktur führen, sind sehr personalintensiv und aufwendig und führen dadurch zu hohen Kosten. Interessant für industrielle Anwendungen wird der LIGA-Prozeß erst durch die Möglichkeit der Abformung und der damit verbundenen Vervielfältigung durch Spritzguß, Reaktionsguß oder Prägeverfahren, also typische Verfahren für eine Massenfertigung.

In den folgenden Abschnitten werden nun die verschiedenen Prozeßschritte hinsichtlich ihrer Genauigkeit untersucht, um Aussagen über die Toleranzen machen zu können.

A.5.1 Verminderung der Kantensteilheit durch den Bestrahlungsschritt

Die Einflüsse, die durch die *Strahlungsquelle* beim Prozeßschritt Röntgentiefenlithographie entstehen, haben verschiedene Ursachen und werden im folgenden genauer betrachtet. Ein Problem stellen Beugungserscheinungen an einer Kante (Fresnel-Beugung) dar, die dazu führen, daß auch in geometrisch abgeschatteten Bereichen Strahlung absorbiert

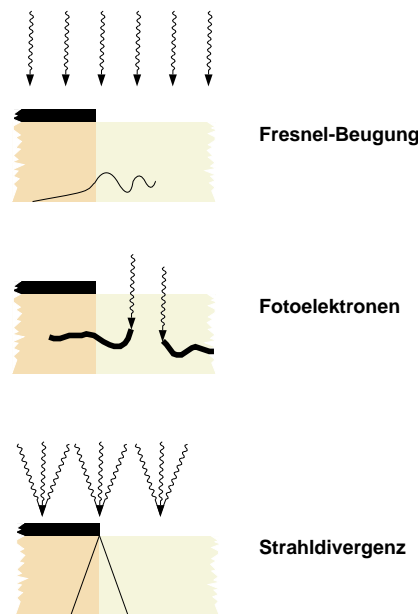


Abbildung A.7: Schematische Darstellung der genauigkeitsbegrenzenden Effekte (Verringerung der Kantensteilheit) bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung (aus [Men93]).

wird (siehe Abbildung A.7 oben). Der quantitative Einfluß der Fresnel-Beugung wird in Abbildung (A.8) unter der Annahme eines idealen Entwicklers und für eine Resisthöhe von $500\ \mu\text{m}$ dargestellt [Men93]. Es zeigt sich, daß erwartungsgemäß die Beugungsfehler

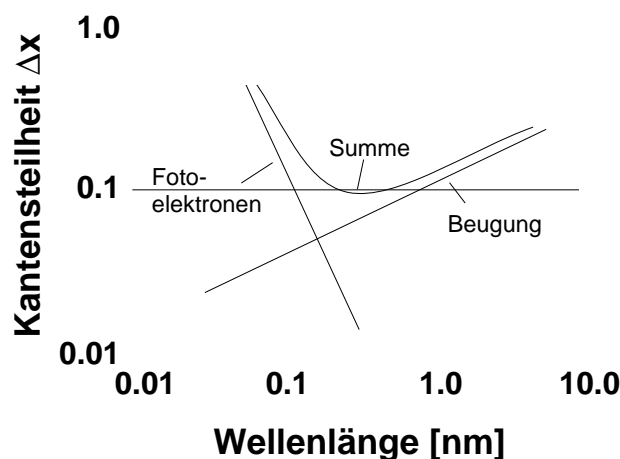


Abbildung A.8: Einfluß von Fresnel-Beugung und Fotoelektronen auf die Kantensteilheit Δx (aus [Men93]).

mit abnehmender Wellenlänge etwa linear abnehmen.

Ein weiterer Effekt, der Auswirkungen auf die Kantenschärfe der Mikrostruktur hat, wird durch Sekundärelektronen ausgelöst. Die Röntgenstrahlung löst aus dem Resist bevorzugt

Fotoelektronen und Auger-Elektronen aus, deren Wechselwirkung mit dem Resistmaterial die gewünschte chemische Veränderung bewirkt, die zur Erhöhung der Löslichkeit des Resistmaterials führt. Aufgrund ihrer Energie haben diese Sekundärelektronen eine gewisse Reichweite und können so auch in die abgeschatteten Bereiche gelangen (Abb. A.7 mitte). Dieser Effekt steigt mit Verringerung der Wellenlänge der Synchrotronstrahlung an (siehe Abb. A.8). Aus der Abbildung (A.8) geht auch hervor, daß bei einer Wellenlänge von ca. $0.3nm$ ein minimaler Fehler erreicht wird.

Die Divergenz der Röntgenstrahlung (Abb. A.7 unten) hat auf die Kantenschärfe nur eine vernachlässigbare Auswirkung [Bec86], [Men93].

In [Bec86] wird der Unterschied zwischen den Kantenenden einer $500\ \mu m$ hohen Mikrostruktur, verursacht durch Fresnel-Beugung und Sekundärelektronen, mit $0.2\ \mu m$ angegeben.

Desweiteren wirkt sich eine mangelnde Parallelität der für die Röntgentiefenlithographie erforderlichen dicken Absorberstrukturen und der Synchrotronstrahlung auf die Genauigkeit der Strukturübertragung auf das Resist aus. Dieser Sachverhalt wird in [Moh88] behandelt und in Abbildung (A.9) veranschaulicht.

Die Abweichung der Parallelität von Absorberstruktur und Strahlung hat seine Ursache entweder in konischen Absorberstrukturen oder in einer Verkippung der Masken- und Probeebene relativ zum Strahl.

Die Auswirkungen der mangelnden Parallelität auf die Dosisablagerung im Resist (und damit auf die Genauigkeit des Strukturübertrags) haben ihre Ursachen in verschiedenen Mechanismen (siehe auch Abb. A.9):

- Durch eine konische Absorberkante wird im Bereich der Abschrägung nicht die volle Strahlung absorbiert, so daß es zu Dosisanlagerung im geometrischen Schattenbereich kommt (siehe Abb. A.9 a).
- Trifft aufgrund einer Verkippung der Masken- oder Probeebene die Synchrotronstrahlung nicht senkrecht auf die Absorberstruktur, so hat dies neben dem trivialen Effekt der schrägen Projektion der Maskenstruktur auf das Resist ebenfalls eine Dosisverschmierung zur Folge, da auch in diesem Fall an der Absorberkante nicht der für die vollständige Absorption notwendige Bereich durchstrahlt wird (siehe Abb. A.9 b).
- An konischen Absorberkanten kann eine Reflexion der Strahlung in den Schattenbereich und damit eine unerwünschte Dosisablagerung auftreten (siehe Abb. A.9 c).

Die Untersuchungen wurden unter der Prämisse durchgeführt, daß die Abweichung der Kantensteilheit vom Lot, verursacht durch die oben beschriebenen Effekte, nicht größer als die durch die physikalischen Effekte (wie Beugung und Fotoelektronen) verursachten sein dürfen [Moh88]. Als Ergebnis kann dann festgehalten werden, daß der Winkel zwischen Absorberwand und Strahl nicht größer als ca. $50mrad$ sein darf [Moh88]. Diese Restriktion ist nach [Moh88] bei einer Winkeltoleranz der Maskenebene von ca. $20mrad$ unter der Voraussetzung einzuhalten, daß die Röntgenmaske durch Kopie einer Zwischenmaske ebenfalls mit Synchrotronstrahlung hergestellt wird.

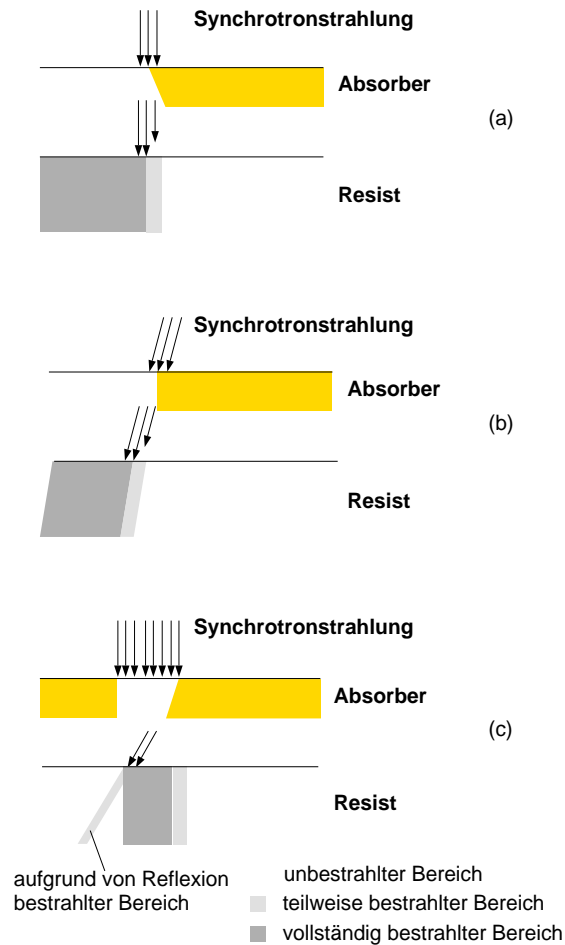


Abbildung A.9: Auswirkungen der mangelnden Parallelität von Synchrotronstrahlung und Absorberwand auf die Dosisablageung im Resist [Moh88].

- a) Eine Neigung der Absorberwand führt zu einer Dosisverschmierung im Kantenbereich.
 b) Eine Schrägstellung der Maskenebene relativ zum Strahl führt neben dem Effekt der schrägen Projektion ebenfalls zu einer Dosisverschmierung im Kantenbereich.
 c) Eine Reflexion an der schrägstehenden Absorberkante kann zu einer Dosisablageung im abgeschatteten Bereich führen (aus [Moh88]).

A.5.2 Einfluß des Prozeßschrittes Entwicklung auf die Strukturgenauigkeit

Für die Entwicklung der Konturen ist der wichtigste Parameter die Lösungsgeschwindigkeit des Polymers im jeweiligen Entwickler als Funktion der Bestrahlungsdosis. Dabei ist bei der Auswahl von Resist und Entwickler auf ein extrem hohes Verhältnis der Abtragsgeschwindigkeit zwischen Hell- und Dunkelbereich zu achten. Bei der Siemens AG wurde ein Entwickler erarbeitet, der speziell diesen Anforderungen genügt [Ghi82]. Dieses Gemisch wird in der Literatur als GG-Entwickler bezeichnet.

Die Verwendung von hochmolekularem PMMA erzielt eine weitere Verbesserung des

Verhältnisses der Abtragungsgeschwindigkeiten von Hell- und Dunkelbereich [Bec84]. In Versuchen wurde festgestellt, daß unbestrahltes Material auch bei mehrtägigem Einwirken von Entwickler nach einer anschließenden Trocknung keinerlei Gewichtsveränderung aufwies, also kein Lösen des Materials aufgetreten ist [Bec84]. Eine solche Resist-Entwickler Kombination kommt daher dem idealen Fall sehr nahe.

A.6 Die Methode der Finiten-Elemente

Die Finite-Elemente-Methode (FEM) ist ein numerisches Verfahren zur Berechnung verschiedener physikalischer Feldprobleme. Das Verhalten von Kontinua muß dabei mittels Differentialgleichungen zu beschreiben sein, die an einem differentiell kleinen Teil das Verhalten einer Struktur modellieren. Das Verhalten von Festkörpern unter Beanspruchung wird beispielsweise durch die Differentialgleichungen der Elastizitätstheorie von Lamé beschrieben, Probleme aus der Strömungsmechanik können durch die Differentialgleichungen von Navier-Stokes formuliert werden.

Als Lösungsverfahren für die Differentialgleichungen stehen analytische und numerische Verfahren zur Verfügung. Exakte analytische Lösungen von Randwertproblemen für Systeme partieller Differentialgleichungen existieren in der Regel nur für Sonderfälle. Für Anwendungen auf praxisnahe Problemstellungen sind numerische Verfahren besser geeignet. Die Ergebnisse stellen zwar nur Näherungslösungen dar, sind aber auch bei sehr komplexen Geometrien im Zusammenhang mit vielfältigen Randbedingungen anwendbar. Die Mathematik stellt für die Lösung solcher numerischer Verfahren vielfältige Möglichkeiten zur Verfügung: Differenzenverfahren, Kollokationsverfahren, Reihenansätze, Fehlerquadratminimierungsverfahren, Variationsverfahren etc.

Die Finite-Elemente-Methode verwendet für die Näherungslösung eine integrale Darstellung, bei der aus der Forderung nach einem Extremum (z.B. dem Minimum des Fehlerquadrats oder dem Minimum der potentiellen Energie) ein algebraisches Gleichungssystem für die unbekanntenen Koeffizienten erzeugt wird. So findet bei Problemen der Strukturmechanik das Prinzip vom Minimum der potentiellen Energie Anwendung. Dieser Ansatz geht auf Ritz zurück und wird in der Literatur auch häufig das Ritz-Verfahren genannt. Bei der Finite-Elemente-Methode wird das Grundgebiet Ω in endliche (*finite*) Elemente Ω_e zerlegt, die durch Knoten mit den Nachbarelementen verbunden sind. Die algebraischen Ausdrücke werden in jedem der Elemente durch die Einführung von Ansatzfunktionen, die mit den Funktionswerten in den Elementknoten gewichtet werden, ersetzt. Die Näherungsfunktion für das Gesamtgebiet Ω setzt sich also aus den Lösungsansätzen der Teilgebiete zusammen.

Die Erstellung eines FEM-Modells erfolgt gewöhnlich in mehreren Schritten. So wird als erstes ein *Geometriemodell* erstellt, welches die geometrischen Informationen der zu modellierenden Struktur enthält. Auf Grundlage dieses Modells erfolgt dann die "Vernetzung", also die räumliche Diskretisierung der Struktur in "finite Elemente". Aus dem resultierenden Netzmodell wird im letzten Schritt das für die Simulation erforderliche mathematische Gleichungssystem erzeugt.

A.7 Materialparameter

Für den Aufbau des Heterodynempfängers kommen die folgenden Materialien zum Einsatz:

- Keramik (Al_2O_3) für das Substrat
- Polymethylmethacrylat (PMMA) für die LIGA-Strukturen
- BK7-Glas für die Kugellinsen und die Strahlteilerprismen

Die für die FEM-Simulation relevanten Materialparameter sind in der Tabelle (A.1) aufgelistet:

Material	E-Modul [MPa]	Quer- kontraktions- zahl	Wärmeausdeh- nungskoeffi- zient [1/K]	Dichte [g/cm ³]	Wärmeleit- fähigkeit [W/(mK)]
Al_2O_3	370000	0.22	$8.1 \cdot 10^{-6}$	3.9	29.3
PMMA	3250	0.45	$7 \cdot 10^{-5}$	1.19	0.19
BK7	82000	0.206	$7.1 \cdot 10^{-6}$	2.51	1.11

Tabelle A.1: Für die FEM-Simulation relevante Materialparameter.

A.8 Die Optimierungsalgorithmen

In den folgenden Abschnitten wird eine kurze Beschreibung der beiden Optimierungsalgorithmen gegeben.

A.8.1 Das deterministische Suchverfahren

Die Optimierung eines Problems besteht in der Suche nach dem Extremum einer Optimierungsfunktion Q [Str75]. Die Optimierungsfunktion (Gütekriterium) ist abhängig von den Kennwerten (Systemparametern) b_1, \dots, b_n eines Modells, für die das Extremum bestimmt werden soll. Ausgehend von einem (möglichst guten) Startvektor \vec{b} werden beim deterministischen Optimierungsansatz die Systemparameter geändert, so daß das Gütekriterium Q dem Extremum ausreichend nahe kommt. Die Konvergenzsicherheit und -geschwindigkeit der deterministischen Verfahren hängt nun im wesentlichen von der Topographie des Suchraumes ab. Diese Optimierungsverfahren sind nach ihrem Prinzip deterministisch. Es werden sukzessive Ergebnisse erzeugt, welche jeweils nur auf dem vorhergehenden Ergebnis basieren. Das globale Bild des Suchraumes bleibt den deterministischen Verfahren verborgen.

Zu den deterministischen Optimierungsverfahren zählen zum Beispiel das Gradientenverfahren und das Gauß-Seidel-Verfahren [Str75].

Das Gradientenverfahren verwendet den lokalen Gradienten der Optimierungsfunktion

zum Auffinden des gesuchten Extremums. Ist die funktionale Beschreibung des Systems nicht bekannt, so muß zu anderen Optimierungsansätzen gegriffen werden. Hier bietet sich das Gauß–Seidel–Verfahren kombiniert mit der Methode der zufälligen Suche an (siehe Abb. A.10). Ausgehend von einem zufällig ausgewählten Startvektor $\vec{b}_k = (b_1, \dots, b_n)$

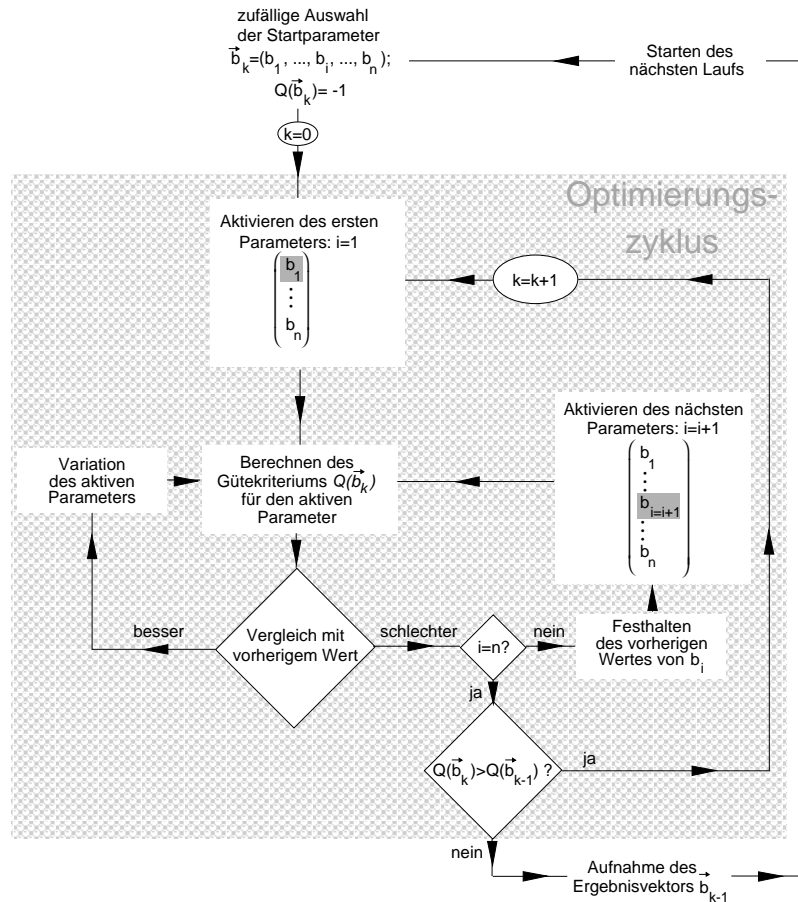


Abbildung A.10: Ablaufschema des Gauß–Seidel–Verfahrens.

werden die Koordinaten b_2, \dots, b_n konstant gehalten und der Wert b_1 wird innerhalb des Parameterbereiches variiert, bis keine weitere Verbesserung auftritt, also das relative Extremum von Q erreicht ist. Die Koordinate b_1 wird bei diesem Wert festgehalten. Mit den anderen Koordinaten des Vektors \vec{b} wird nun nacheinander in der gleichen Weise verfahren. Nach Ende dieses Durchlaufes wird von neuem mit der Variation des Wertes b_1 begonnen, und es wird verfahren wie beim ersten Durchlauf.

Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis durch das Verändern der Koordinaten b_1, \dots, b_n keine Verbesserung des Gütekriteriums erreicht wird. Der Ergebnisvektor \vec{b}_k stellt dann ein lokales Optimum dar. Um die Wahrscheinlichkeit zu verringern, daß die Optimierung in einem lokalen Optimum endet, werden mehrere Optimierungsläufe durchgeführt, die sich untereinander nur durch die zufällig ausgewählten Startparameter unterscheiden. Da jedoch diese zufälligen Durchläufe isoliert voneinander durchgeführt werden, erhält man durch das Gauß–Seidel–Verfahren kein globales Bild des Suchraumes. Aus

den bereits durchgeführten Optimierungsberechnungen stehen keine Informationen zur Verfügung, welche die neuen Durchläufe steuern könnten.

Mit dieser Vorgehensweise kann also nicht sichergestellt werden, daß das globale Optimum gefunden wird. Sie erlaubt aber in jedem Falle eine Aussage über die Modalität des Suchraumes. Unterscheiden sich die Optimierungsergebnisse einer ausreichend großen Anzahl an Optimierungsläufen für die unterschiedlichen Startparameter untereinander nicht, so kann man von einem unimodalen Suchraum ausgehen und das Ergebnis stellt das globale Optimum dar.

Anders ist der Sachverhalt, wenn sich die Ergebnisse der einzelnen Optimierungsberechnungen stark unterscheiden. In diesem Fall handelt es sich um ein multimodales Problem, die Ergebnisse stellen lokale Optima dar.

Für die Optimierungsberechnungen des Heterodynempfängers wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Algorithmus zur Entwurfsoptimierung nach dem Gauß–Seidel–Verfahren implementiert.

A.8.2 Der evolutionäre Algorithmus GADO

Das in SIMOT eingesetzte Werkzeug GADO basiert auf heuristischen Verfahren und wird am Forschungszentrum Karlsruhe seit 1988 entwickelt.

Evolutionäre Algorithmen sind eine Abstraktion der grundlegenden Prinzipien der biologischen Evolution:

- Vererbung
- Mutation und Rekombination
- Bewertung und Selektion

Die genetischen Vorgänge *Mutation* und *Rekombination* tragen zur genetischen Veränderung der Individuen bei. Die Mutation erlaubt eine spontane Änderung im Erbgut. Die Rekombination bezeichnet die Neukombination von Erbfaktoren, also den Austausch von Erbfaktoren zweier Individuen. Die durch diese genetischen Prozesse entstehenden Nachfahren unterliegen einer *Bewertung* und anschließender *Selektion*, wobei Nachkommen mit höherer Güte eine größere Chance besitzen, ihre Erbanlagen an die nächste Generation weiterzugeben.

Diese biologischen Prinzipien werden von den evolutionären Algorithmen adaptiert. Ein Individuum entspricht hier einer Designvariante. Die das System beschreibenden Parameter werden in diesem Individuum durch eine bestimmte Datenstruktur abgelegt. Der Mutationsoperator des Algorithmus verändert nun durch einen Zufallsgenerator einen Parameter des Individuums, wohingegen der Rekombinationsoperator den Austausch der Parameter zwischen verschiedenen Individuen steuert. Der Mutationsoperator ist so angelegt, daß, ähnlich wie beim Analogon in den Evolutionsstrategien, kleine Änderungen der Werte mit größerer Wahrscheinlichkeit durchgeführt werden als große [Jak98]. Die genetischen Operatoren werden unabhängig voneinander auf Grundlage einer definierten Wahrscheinlichkeit aktiviert. Da jede Wahl eines Operators in einem Nachfahren mündet, gibt es die Möglichkeit, daß mehrere Nachkommen generiert werden, wenn mehrere Operatoren eine Wahrscheinlichkeit größer Null besitzen. Von diesen “Geschwistern” wird

dann nur das Beste in die Population aufgenommen. Es wird dadurch also ein “Überschuß” an Nachkommen erzeugt, von dem sich nur die Besten weiter fortpflanzen. Die Selektion der Individuen (Entwurfsvarianten) findet nun auf der Grundlage der Bewertung von bereits im Vorfeld vom Benutzer definierten Optimierungskriterien statt. Jedes Optimierungskriterium wird mittels einer vorher erarbeiteten Gütefunktion bewertet. Der Gütewert der einzelnen Kriterien trägt dann je nach den benutzerdefinierten Prioritäten und Gewichtungen zum Ergebniswert bei, der die Grundlage für die Selektion darstellt. Die Population ist geographisch verteilt [Gor94]. Der Selektionsprozeß ist auf die geographische Nachbarschaft der Individuen begrenzt. Die Nachkommen werden bewertet und der Beste ersetzt seine Eltern unmittelbar, wenn er einen höheren Gütewert als der Schwächste in der Nachbarschaft besitzt. Eine Ausnahme liegt vor, wenn ein Elternteil lokal die höchste Güte besitzt. In diesem Fall ersetzt der Nachkomme dieses Elternteil nur, wenn er tatsächlich eine bessere Bewertung hat [Gor94]. In der Abbildung (A.11) ist der Ablauf des evolutionären Verfahrens GADO schematisch dargestellt.

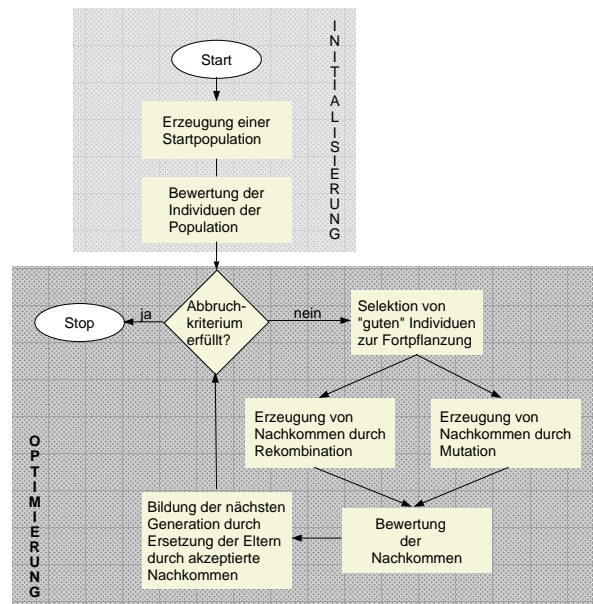


Abbildung A.11: Ablaufschema des evolutionären Algorithmus GADO.

Das Ablaufschema von GADO läßt sich in zwei Schritte unterteilen:

- Initialisierung und Bewertung der Startpopulation
- Erzeugung neuer Folgegenerationen unter der Anwendung evolutionärer Prinzipien

Der zweite Schritt wird solange durchgeführt, bis ein vom Benutzer definiertes Abbruchkriterium erfüllt ist.

Der Einsatz evolutionärer Verfahren ist insbesondere dann sinnvoll, wenn keine Vorkennt-

nisse über das konkrete Problem existieren⁵, sehr viele Parameter zu verarbeiten sind, lokale Optima und eventuelle Restriktionen des Parameterraums vorliegen. Evolutionäre Verfahren stellen an den Parameterraum keine Forderungen nach Stetigkeit und Differenzierbarkeit. Da, wie in der biologischen Entwicklung auch, bei den evolutionären Algorithmen mehrere Teilpopulationen zur gleichen Zeit existieren können, geht die Suche von mehreren im Suchraum verteilten Punkten aus. Das Ergebnis solch einer Optimierung ist dann auch nicht ein einzelner Wert, sondern es besteht aus mehreren Lösungen, deren Anzahl vorgegeben werden kann. Im Falle der Existenz **eines** globalen Optimums befinden sich diese Lösungen in unmittelbarer Nähe dieses Optimums. Merkmale der evolutionären Algorithmen sind erstens eine relativ geringe Konvergenzgeschwindigkeit, verursacht durch die große Anzahl an Simulationsläufen, die notwendig sind, und zweitens eine hohe Konvergenzsicherheit, die mit großer Wahrscheinlichkeit zum globalen Optimum führt.

⁵Existierende Vorkenntnisse können allerdings mit eingebracht werden und reduzieren die Rechendauer.