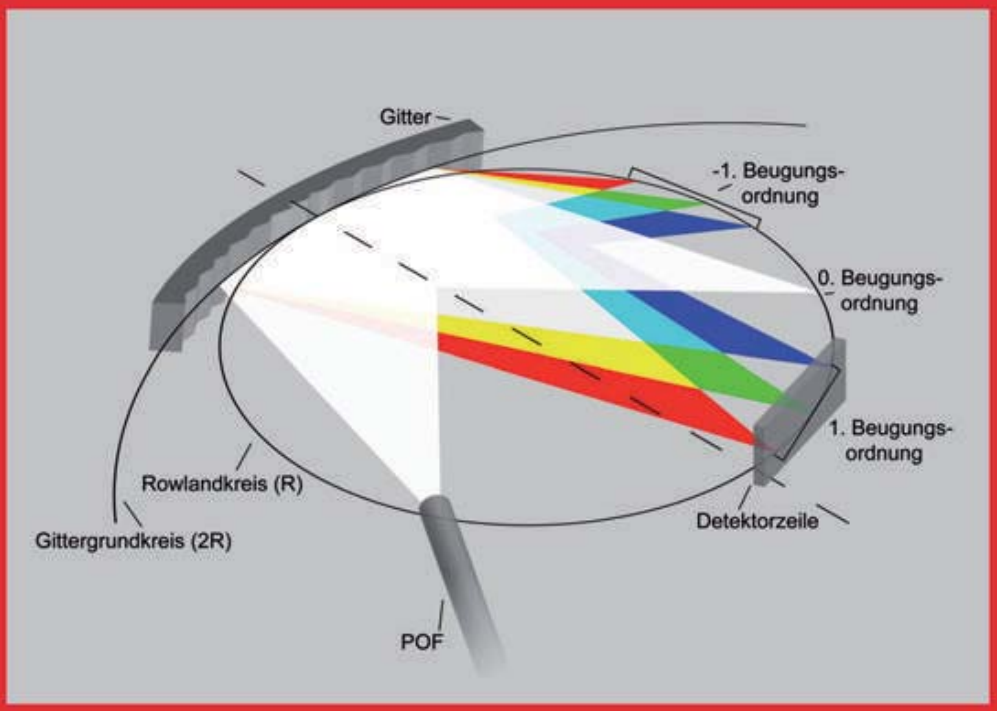
Lehrstuhl für Kommunikationstechnik
Hochschule Harz (FH)

No. 09, 2010

U.H.P. Fischer-Hirchert (Hrsg.)



Matthias Haupt

Wellenlängenmultiplex im sichtbaren Spektrum für optische Polymerfaser-Systeme

Cuvillier Verlag Göttingen

Wellenlängenmultiplex im sichtbaren Spektrum für optische Polymerfaser-Systeme

Der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik

der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina

zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades

eines Doktor Ingenieurs

(Dr. Ing.)

von Matthias Haupt

eingereichte Dissertation

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie; detaillierte bibliographische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2010
Zugl.: TU Braunschweig, Univ., Diss., 2010

978-3-86955-493-8

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2010
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage 2010

Gedruckt auf säurefreiem Papier.

978-3-86955-493-8

Diese Arbeit widme ich meinen Eltern Anna Margarete und Kurt Haupt,
die mich jederzeit liebevoll unterstützt haben.

Matthias Haupt

Das Entstehen dieser Arbeit wäre ohne die Hilfe einiger Personen sicher nicht möglich gewesen. Daher möchte ich mich an dieser Stelle für das entgegengebrachte Vertrauen, die Hilfestellungen und nicht zuletzt für das gute Wort zur rechten Zeit herzlichst bedanken. Es ist kaum möglich alle aufzuzählen, die sich zu Recht angesprochen fühlen. Stellvertretend möchte ich Prof. Fischer-Hirchert, Prof. Kowalsky, meinen Kollegen, Diplomanden, Hiwis und Studenten meinen Dank aussprechen:

„Danke!“

Wernigerode im Spätsommer 2009

Kurzfassung

Die Polymerfasertechnik für optische Datenübertragung hat sich in den letzten fünf Jahren sehr dynamisch entwickelt. Beginnend mit einfachen Übertragungsmöglichkeiten für den Consumerbereich, wie den digitalen Links zwischen DVD-Player und Vorverstärker im Heim-Multimediabereich (TOSLINK-System) mit Datenraten von einigen Mbit/s, hat sich die Technologie inzwischen im Heim- und Automotive-Bereich etabliert. Hier wird im sichtbaren Wellenlängenbereich POF (polymeroptische Faser oder optische Polymerfaser) und LED-Technik eingesetzt, da für diese Anwendungsgebiete die Bauteile möglichst kostengünstig für den Endanwender hergestellt werden müssen. Besondere Bedeutung erhalten aufgrund ihrer Stückzahl mobile Multimedia-Anwendungen im Automotive-Bereich. Neben der höheren Datenrate und der damit verbesserten Integration multimedialer Anwendungen in den Automobilen werden zudem erhebliche Gewichtsreduzierungen des Kabelbaums realisiert.

Aus diesen Gründen findet die optische Datenübertragung über POF zunehmend im Nahbereich Anwendung, wie beispielsweise in der Büro- und Haus-Kommunikation, bei Produktionseinrichtungen, in der Medizintechnik oder in Bus-Systemen für Autos, Züge und Flugzeuge. Die eigenen Forschungsergebnisse sind dabei auf die Standard-POF (SI-POF) ausgerichtet, welche aus PMMA (Polymethylmethacrylat) gefertigt werden, einen Kerndurchmesser von 0,98 mm aufweisen und ein Bandbreitenlängenprodukt von $50\,\mathrm{MHz} \times 100\,\mathrm{m}$ besitzen. Der Brechungsindex ist dabei über den gesamten Kernquerschnitt konstant. Dieser Typus ist der am preiswertesten herzustellende und wird daher in der überwiegenden Anzahl aller kommerziellen Anwendungen verwendet.

Die Vorteile der SI-POF liegen in der weiten Verfügbarkeit, dem sehr geringen Preis, dem günstigen Dämpfungsverhalten im sichtbaren Wellenlängenbereich und einer sehr hohen numerischen Apertur, die eine einfache und effektive Lichtein- und -auskopplung ermöglicht. Im Gegensatz zu den meist sehr teuren Versuchen, die POF über Spezialfasern zu einer höheren Bandbreite hin zu optimieren, zielt die hier vorgestellte Arbeit auf den Einsatz, der im Bereich der Glasfasertechnik etablierten Wellenlängenmultiplextechnik. Damit ist eine verbesserte Nutzung der gesamten spektralen Bandbreite der SI-POF verbunden, ohne dabei die Fasereigenschaften ändern zu müssen. Es kann mithilfe mehrerer farblich unterschiedlicher Sender und Empfänger die Bandbreite der SI-POF um ein Vielfaches erhöht werden. Die Kanäle werden dabei mit einfachen Mitteln der Spektralanalyse zusammengefasst (MUX) und getrennt (DEMUX).

Es ist also notwendig, für den Einsatz des WDM-Verfahrens neuartige Schlüsselbauteile zu entwickeln, welche eine Bandbreitenerhöhung erreichen können. In der Arbeit werden ver-

schiedene Ansätze diskutiert, um diese Bauteile effizient und kostengünstig zu realisieren. Ziel ist die Einführung des Wellenlängenmultiplexverfahrens für die Kurzstreckenkommunikation über POF. Dabei ist es erforderlich, diese Schlüsselbauteile zu massenmarktkompatiblen Preisen herzustellen.

Diese Schlüsselelemente werden dabei mithilfe eines optischen Simulationsprogrammes effektiv designt, entwickelt und optimiert. Es wird vor allem auf die Optimierung der Strahlführung und damit verbunden auf die Verringerung der Einfügedämpfung des Bauteiles geachtet. Weiterhin fließen in das Design die Randbedingungen für mögliche massentaugliche Herstellungsverfahren mit ein.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
1.1 Historie des Lichtes . . . 1
1.1.1 Historie der optischen Nachrichtentechnik . . . 3
1.2 Anwendungsgebiete der POF . . . 4
1.3 WDM über POF . . . 6
1.4 Aufbau und Gliederung der Arbeit . . . 8

2 Grundlagen **9**
2.1 Optische Komponenten . . . 9
2.1.1 POF . . . 9
2.1.2 Herstellungsmethoden für die optischen Bauelemente . . . 12
2.2 Spektrometerbauformen . . . 13
2.2.1 Prismenspektrometer . . . 14
2.2.2 Gitterspektrometer . . . 15
2.3 Multiplexverfahren . . . 19
2.3.1 Raummultiplexverfahren . . . 19
2.3.2 Codemultiplexverfahren . . . 20
2.3.3 Zeitmultiplexverfahren . . . 21
2.3.4 Frequenz-/Wellenlängenmultiplexverfahren . . . 22
2.4 Stand der Technik . . . 24

3 Simulationsprogramme **27**
3.1 Mathematisches Modell optischer Simulationsprogramme . . . 27
3.2 Grundlegende Konventionen optischer Simulationsprogramme . . . 30
3.2.1 Surface Editor . . . 31
3.2.2 Stärken und Schwächen . . . 33
3.3 Analyseverfahren . . . 35
3.3.1 Geometrische Analysemethoden . . . 36
3.3.2 Wellenoptische Analysemethoden . . . 42

4 Experimentelle Realisierung **44**
4.1 Prismenspektrometer . . . 44
4.1.1 Fokussierungseinheit . . . 46
4.1.2 Dispersionseinheit . . . 48
4.1.3 Simulation . . . 51
4.1.4 Prototyp im Laboraufbau . . . 58
4.2 Gitterspektrometer . . . 66
4.2.1 Simulation . . . 67
4.2.2 Prototyperstellung des Demultiplexers mit Dispersionsgitter . . . 80

5 Diskussion **81**
5.1 Bewertung der Ergebnisse . . . 81
5.1.1 Prismenspektrometer . . . 81
5.1.2 Gitterspektrometer . . . 94
5.2 Weitere Schritte zur Optimierung der Ergebnisse . . . 97

6 Zusammenfassung und Ausblick **101**
6.1 Kurze Übersicht der Ergebnisse . . . 101
6.2 Ausblick . . . 103
6.3 Schritte zum technisch fertigen Produkt . . . 104
6.4 WDM über POF . . . 107

Literaturverzeichnis **109**

7 Anhang A: Daten des Surface Editores **117**
7.1 Prismenspektrometer . . . 117
7.1.1 Erste Realisierung . . . 117
7.1.2 Verbesserte Realisierung . . . 119
7.1.3 Laboraufbau . . . 121
7.2 Gitterspektrometer . . . 123

8 Anhang B: Liste der Veröffentlichungen **125**
8.1 Jahrgang 2006 . . . 125
8.2 Jahrgang 2007 . . . 125
8.3 Jahrgang 2008 . . . 126
8.4 Jahrgang 2009 . . . 127

1 Einleitung

„Licht ist Leben“. Licht fasziniert schon immer die Menschheit. Ohne die Sonne als natürliche Licht- und Wärmequelle entstände kein Leben auf der Erde und es könnte auch kein Leben existieren. Schon in der Bibel wird Licht als Metapher für Gott und das Gute gesehen:

> „Ich bin als Licht in die Welt gekommen, damit jeder, der mir vertraut, nicht im Dunkeln bleibt.“ (Joh 12,46)

Im Laufe der Jahrhunderte entdecken die Menschen, welches Potential im Licht steckt. Es wird heute in vielen Bereichen der Technik und des täglichen Lebens eingesetzt. Ohne die Herausforderung das Licht zu ergründen, wären die heutigen Erkenntnisse der Physik und speziell der Quantenphysik nicht vorstellbar. Dies führt bei David Bohm[1] zu folgendem Zitat:

> „Licht ist Energie und ebenso Information - Inhalt, Form und Struktur. Es bildet das Potential für alles.“

1.1 Historie des Lichtes

Die Modelle über „Form und Struktur“ des Lichtes verändern sich im Laufe der letzten Jahrhunderte erheblich. Die Lehre vom Licht und die Wechselwirkung zwischen ihm und der Materie begründet daher auch einen eigenen Zweig der Physik, die Optik. Sie beschäftigt sich mit den Erscheinungen, die durch unser Sinnesorgan Auge wahrgenommen werden können. Allerdings wissen schon die Griechen, dass Licht und die Gesetzmäßigkeiten des Lichtes zu nutzen. So soll es Archimedes[2] schon im 3. Jahrhundert vor Christus gelungen sein, mithilfe des Sonnenlichtes und einer Reihe von kleineren Spiegeln eine ganze Flotte von römischen Schiffen in Brand zu setzen.

[1] US-amerikanischer Quantenphysiker, 1917-1992.
[2] Griechischer Universalgelehrter, 287 v. Chr. - 212 v. Chr.

Systematisch wird seit Ende des 17. Jahrhunderts das Phänomen Licht untersucht. Sir Isaac Newton[3] ist der erste, der 1672 ein physikalisches Modell vorstellt. Er nennt es *Korpuskulartheorie*, da nach ihm eine Lichtquelle kleine Teilchen, sogenannte Korpuskeln, aussendet. Diese bewegen sich mit großer Geschwindigkeit geradlinig durch den Raum, bis sie direkt oder indirekt, beispielsweise durch Reflexionen, in das menschliche Auge gelangen und dort Sinnesreize auslösen. Die Reflexion an Gegenständen kann mit der klassischen Mechanik erklärt werden. Es handelt sich dabei um einen elastischen Stoß. Mit dieser Theorie ist es möglich, die Reflexion und auch eingeschränkt die Beugung von Licht zu erklären.

Nur sechs Jahre später, im Jahr 1678, beschreibt Christiaan Huygens[4] das Licht als Welle. In seiner *Undulationstheorie* geht er davon aus, dass jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer neuen Welle, der so genannten Elementarwelle, betrachtet werden kann. Die neue Lage der Wellenfront ergibt sich durch Überlagerung (Superposition) sämtlicher Elementarwellen. Die sich weiter ausbreitende Wellenfront ergibt sich als die äußere Einhüllende der Elementarwellen. Mit diesem Ansatz ist es möglich, weitere Phänomene des Lichtes zu deuten, darunter zählen die Beugung und die Interferenz. Diese Theorie wird in den folgenden Jahrzehnten ergänzt und erweitert, insbesondere Thomas Young[5] erweitert die *Undulationstheorie* erheblich.

Bis Anfang des 19. Jahrhunderts wird Licht als elastische Longitudinalwelle verstanden, das sich in einem das Weltall erfüllenden „Äther“ ausbreitet. Erst Augustin Jean Fresnel[6] kann nach der Entdeckung der Polarisierbarkeit des Lichtes beweisen, dass es sich bei Licht um eine transversale Welle handelt.

James Clerk Maxwell[7] erkennt 1865, dass es sich bei Licht um elektromagnetische Transversalwellen handelt. Die nach ihm benannten Maxwellschen Gleichungen haben elektromagnetische Wellen als Lösungen, die sich mit Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ausbreiten. Mit diesen Formulierungen ist es möglich, die Gesetze der Optik aus den Grundgleichungen der Elektrodynamik herzuleiten, so dass die Optik ein Teilgebiet der Elektrodynamik wird.

Zum Übergang in das 20. Jahrhundert wird die bis dahin etablierte Wellentheorie des Lichtes durch verschiedene Experimente als unzureichend erkannt. Vor allem kann die Wellentheorie solche Phänomene nicht erklären, die auftreten, wenn Licht und Materie in Wechselwirkung treten. Dies geschieht beispielsweise bei der Absorption und Emission des Lichtes. Eine Er-

[3] Englischer Physiker und Mathematiker, 1643-1727.
[4] Niederländischer Mathematiker und Physiker, 1629-1695.
[5] Englischer Augenarzt und Physiker, 1773-1829.
[6] Französischer Physiker und Ingenieur, 1788-1827.
[7] Schottischer Physiker, 1831-1879.

gänzung wird von Albert Einstein[8] 1905 eingeführt, die Lichtquantenhypothese. Für diese Arbeit, es ist seine Doktorarbeit, erhält er 1921 den Nobelpreis für Physik. Diese These besagt, dass Licht aus Quanten, also Energiepaketen, besteht. Diese Pakete werden später Photonen genannt. Licht kann somit nur gequantelt Energie abgeben. Das Licht wird also als Teilchenstrom oder als elektromagnetische Welle angesehen. Diese Doppeldeutigkeit wird als *Welle-Teilchen-Dualismus* bezeichnet. Erst in der Quantenoptik bzw. Quantenelektrodynamik wird eine theoretische Beschreibung gefunden, die beide Aspekte vereinigt.

1.1.1 Historie der optischen Nachrichtentechnik

In der Moderne ist die Geschichte der optischen Nachrichtentechnik wesentlich kürzer, da entsprechende optische Bauteile, beispielsweise Laser, erst experimentell von Maiman um 1960 entwickelt werden und somit erst ab Mitte des 20. Jahrhunderts zur Verfügung stehen. Auch Glasfasern als Übertragungsmedium sind noch eine relativ neue Entwicklung, erste einsetzbare Typen, unter 20 $\frac{\text{dB}}{\text{km}}$ Dämpfung, werden Anfang der 70er Jahre des letzten Jahrhunderts entwickelt.

Allerdings existiert die Nachrichtenübertragung über optische Hilfsmittel schon wesentlich länger. Schon im antiken Griechenland gibt es erste Systeme zur Übermittlung von Daten, die mithilfe von Leuchtfackeln funktionieren. Ein anderes Beispiel aus früheren Jahrhunderten ist die Übertragung von optischen Signalen per Rauchzeichen, die die Ureinwohner des amerikanischen Kontinents zur Kommunikation verwenden. Ab dem 18. Jahrhundert werden komplexere, optische Signale übertragen, dies geschieht beispielsweise mithilfe des Morsealphabets oder auch in der Schifffahrt. Hier wird ein Code aus verschiedenen Fahnenpositionen verwendet, um Informationen auszutauschen. Zu dieser Zeit kommen auch die ersten optischen Telegraphen zum Einsatz. Die erste Strecke wird in Deutschland 1813 eingerichtet. Es werden Fahnentelegraphen benutzt, dabei handelt es sich um schwenkbare Arme an einer Stange, die auf einem Turm befestigt sind. Das Verfahren wird zuerst in Frankreich während der französischen Revolution eingesetzt und ist von Claude Chappe[9] entwickelt. Mitte des 19. Jahrhunderts existiert bereits eine optische Kommunikationsstrecke von Berlin über Magdeburg und Köln bis nach Koblenz mit einer Gesamtlänge von 550 km. Erste geführte Lichtsignale werden Ende des 19. Jahrhunderts in einer Patentschrift von W. Wheeler dargestellt.

[8] Deutscher Physiker, 1879-1955.
[9] Französischer Techniker, 1763-1805.

1.2 Anwendungsgebiete der POF

In den letzten Jahren kommt neben der Glasfaser (GOF) als Übertragungsmedium für die optische Nachrichtentechnik die Polymer Optische Faser (POF) zum Einsatz [1, 2]. Erste Veröffentlichungen zum Thema POF in der optischen Nachrichtentechnik liegen eine Dekade zurück. Auch bei der POF vollzieht sich eine ähnliche Entwicklung wie bei der Glasfaser. Um eine optische Datenübertragung zu realisieren, muss die Dämpfung der Faser verringert werden. Allerdings besitzt die POF einen deutlich höheren Dämpfungsverlauf, so dass sie nur sinnvoll zur Kurzstreckenkommunikation eingesetzt werden kann. Doch auch für diesen Einsatzbereich erschließen sich zum Teil neue Anwendungsgebiete.

Exemplarisch wird an dieser Stelle auf zwei typische Anwendungsgebiete der POF näher eingegangen, den Automobilbereich und die Inhaus-Vernetzung. Doch mit der POF können nicht nur Daten zu Kommunikationszwecken übertragen werden, sie kann auch als vielfältiger Sensor oder zur Beleuchtung verwendet werden.

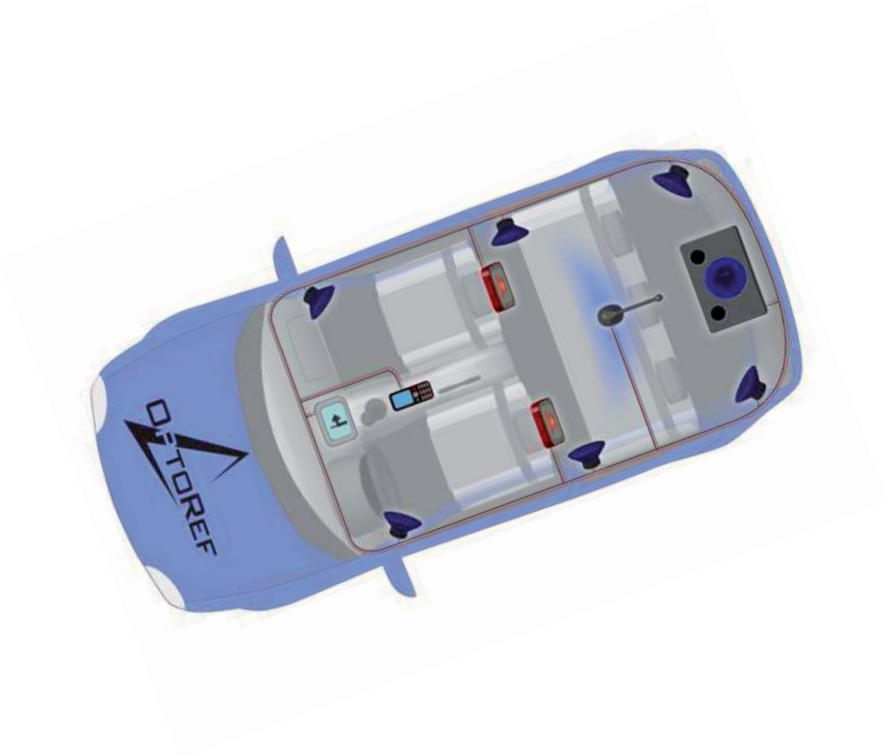


Abbildung 1.1: Einsatz der POF als Übertragungsmedium im Automobil

Im Automobilbau wird die POF in einem seriellen Bussystem in Ringtopologie für Multimediaanwendungen seit 2001 eingesetzt. Dieses System wird MOST-Bus genannt (Media

Oriented Systems Transport). Es gibt davon in der Zwischenzeit mehrere Versionen, die allerdings alle unterschiedliche Übertragungsmedien verwenden. Die MOST25 Spezifikation setzt auf POF und überträgt Daten mit bis zu 25 $\frac{\text{Mbit}}{\text{s}}$, die MOST50 auf elektrische Leiter (50 $\frac{\text{Mbit}}{\text{s}}$) und der zukünftige Standard MOST150 bis zu 150 $\frac{\text{Mbit}}{\text{s}}$[10]. Typische Längen im Auto sind einige Meter bis zu zehn Meter. Es handelt sich also bei dieser Applikation um Kurzstreckenkommunikation, daher kann auch die POF trotz hoher Dämpfung gut als Übertragungsmedium eingesetzt werden. Am MOST Bus können bis zu 64 Endgeräte angeschlossen werden, die schematische Darstellung eines typischen Szenarios ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Das erste Auto, welches den MOST25 Standard nutzt, ist die 7er Reihe von BMW aus 2001. In der Zwischenzeit wird dieses Bussystem in über 40 meist europäischen Automodellen (ca. 2,5 Mio. Stück (Stand Ende 2008)) eingesetzt. Dabei handelt es sich nicht nur um hochpreisige Modelle, wie den Mercedes Maybach oder den Porsche Cayenne, sondern auch um Volumenmarktmodelle, wie den 1er von BMW oder den Smart Fourfour.

Der Einsatz der POF als Übertragungsmedium bietet im Automobil einige Vorteile gegenüber der klassischen Verkabelung per Kupferleitung. Die POF bietet ein Höchstmaß an EM-Verträglichkeit. Dies ist insbesondere in PKW wichtig, da es hier viele Störquellen für elektromagnetische Strahlungen gibt, beispielsweise die Zündspule oder die Lichtmaschine. Brummschleifen sind mit der neuen Übertragungstechnik aufgrund der kompletten galvanischen Trennung nicht mehr möglich. Darüber hinaus stellt der Austausch des Kupferkabelbaums durch die POF eine erhebliche Gewichtsersparnis dar. Die genauen Angaben zur Einsparung schwanken dazu, aber eine Reduzierung um 50 % ist realistisch, was einer Gewichtsminderung von bis zu einigen 10 kg entsprechen kann. Der Preis des Kupfers steigt in den letzten Jahren erheblich, im Vergleich dazu bietet die POF eine kostengünstige Alternative. Diese hier genannten Vorteile führen auch zu einem Einsatz der POF in der Avionik.

Ein anderer Bereich, in dem die POF vermehrt verwendet wird, ist die Inhaus-Vernetzung. Dort steht sie in direkter Konkurrenz zur Ethernetanbindung über Cat-Verkabelung (Twisted Pair Kupferkabel), PLC (Power Line Communication) und WLAN (Wireless Local Area Network). Dabei handelt es sich auch um ein typisches Szenario der Kurzstreckenkommunikation, bei dem 100 $\frac{\text{Mbit}}{\text{s}}$ (Fast Ethernet) über eine Strecke von 10 m bis zu 100 m übertragen werden. Diese Anforderungen erfüllt die POF problemlos. Meist werden sogenannte Medienkonverter eingesetzt, um die elektrischen Signale, die über das Kupferkabel versendet werden in optische Signale für die POF umzuwandeln. Solche Produkte sind schon seit einiger Zeit von verschiedenen Anbietern auf dem Markt erhältlich (z.B. Siemens, DieMount, Firecomms). Die POF bietet in diesem Bereich gegenüber jeder anderen einsetzbaren Technik Vorteile. Die Verkabelung per Cat-Kabel ist wesentlich schwieriger, da das Kabel deutlich

[10] http://www.mostnet.de.

dicker (RG 58: 5 mm Außendurchmesser) und steifer ist. Daher kann die POF mit geringerem Platzbedarf verlegt werden. Sie kann sogar ohne äußeren mechanischen Schutzmantel verlegt werden, so dass selbst eine direkte Aufbringung auf Tapete kaum sichtbar ist. Auch die Konfektionierung der POF ist gegenüber dem Cat-Kabel deutlich einfacher. Darüber hinaus besteht auch in diesem Anwendungsgebiet keine Störanfälligkeit der POF gegenüber elektromagnetischer Strahlung. Das Problem des Übersprechens wird auf ein Minimum reduziert. Dieses Phänomen tritt nicht nur bei Cat-Kabeln auf, sondern vor allem bei der PLC. Dort teilt sich die Technik das Übertragungsmedium mit der Stromversorgung. Dies führt zu erheblichen Störungen, sowohl bei der Datenübertragung als auch bei der Stromanbindung von Endgeräten. Gegenüber WLAN ist vor allem die Abhörsicherheit und die zugesicherte Bandbreite der Datenübertragung insbesondere für IPTV-Streaming via POF zu nennen.

1.3 WDM über POF

Die zwei im vorherigen Kapitel dargestellten Anwendungsgebiete: Inhaus- und Incarkommunikation werden in Zukunft mehr Bandbreite erfordern. Stand der Technik auf dem Gebiet der POF-Übertragung ist die Verwendung eines Kanals, meist im roten Wellenlängenbereich gelegen, da dort günstige Sender und Empfänger zur Verfügung stehen. Allerdings ist die spektrale Dämpfung dort sehr hoch. Bei der Nutzung eines Kanals kann zur Erhöhung der Bandbreite auch nur die Datenrate erhöht werden. Dies führt jedoch zu einer Verschlechterung des Signal-Rausch Verhältnisses. Aus diesem Grund ist dies nur bis zu einer bestimmten Schwelle möglich. Es ist also zwingend erforderlich, alternative Möglichkeiten zur Datenübertragung zu erforschen. Eine weit verbreitete Möglichkeit ist das Multiplexverfahren. Bei dieser Methode zur Signal- und Nachrichtenübertragung werden mehrere Signale zum Ziel der Erhöhung der Datenrate zusammengefasst und simultan über ein Medium übertragen. Es können verschiedene Parameter multiplext werden, beispielsweise die Zeit, die Codierung oder die Frequenz/Wellenlänge. Die Methode des Wellenlängenmultiplex (WDM, Englisch: Wavelength Division Multiplex) ist im Bereich der Glasfaserübertragung etabliert. Es wird daher in dieser Promotion versucht, dieses Verfahren für die POF mit ihren anderen physikalischen Eigenschaften zu adaptieren.

Zur Datenübertragung multiplexter Signale werden zwei zusätzliche Funktionsbauteile benötigt:

- ein Multiplexer, der die verschiedenen Signale zusammenfasst
- ein Demultiplexer, der die Signale nach erfolgter Übertragung wieder aufteilt

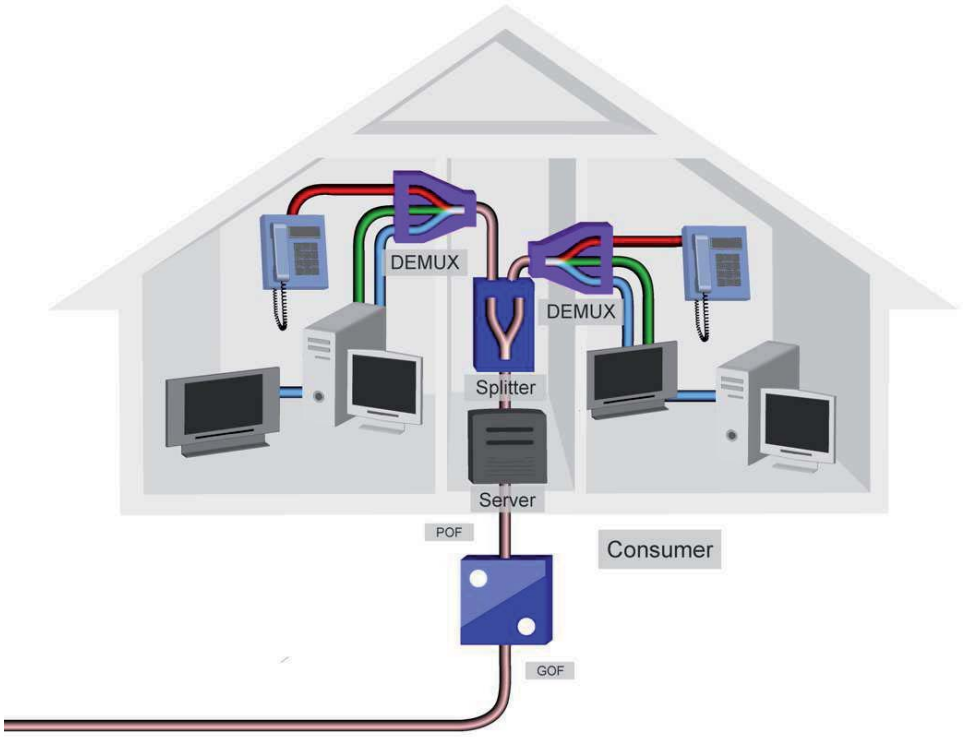


Abbildung 1.2: Einsatz der POF als Übertragungsmedium im Inhausbereich

Diese beiden Bauteile müssen also für WDM über POF komplett neu entwickelt werden, um eine Erhöhung der Datenrate zu erzielen. Es gibt zwar auch von anderen Forschergruppen erste Ansätze zur Realisierung von WDM über POF, doch diese Ansätze sind für die optische Nachrichtentechnik im Massenmarkt, zu denen die oben genannten Beispiele gehören, nur bedingt geeignet. Dies wird in Kapitel zwei ausführlich dargelegt. Allerdings sind für ein optisches Netzwerk mit POF noch weitere Funktionsbauelemente erforderlich, dies ist in Abbildung 1.2 verdeutlicht. Dazu zählt, wie zu erkennen, ein opto-opto Wandler, der die über GOF (Glasfaser) ankommenden Informationen für die intern verwendete POF übersetzt, ein Server, der die externen Informationen für die interne Weiternutzung aufbereitet, ein Splitter, der den Datenstrom aufteilt und der schon erwähnte Demultiplexer, auf dem der Fokus der Arbeit liegt. In diesem Beispiel wird durch das WDM-Verfahren für jede einzelne Übertragung ein Kanal zur Verfügung gestellt und damit die Sicherheit der Datenübertragung erheblich erhöht.

1.4 Aufbau und Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Promotionsarbeit gliedert sich in sechs aufeinander aufbauende Kapitel. Das erste Kapitel beschäftigt sich mit einer kurzen Einführung zum Thema Licht und gibt eine Übersicht über die Geschichte des Lichtes und der optischen Nachrichtentechnik. Im zweiten Kapitel wird auf die Grundlagen der hier behandelten Thematik und den momentanen Stand der Technik eingegangen. Es werden im Weiteren die verschiedenen Bildfehler dargestellt, da diese erheblich die Leistungsfähigkeit der Funktionsbauteile beeinflussen. Daran schließt eine Übersicht für die Arbeit relevanter optischer Bauelemente an. Es wird besonders auf die Eigenschaften und die Herstellungsmethoden der Bauelemente eingegangen, um darauf aufbauend noch zwei Spezialthemen, die für die Arbeit essentiell sind, näher zu beleuchten. Dabei handelt es sich um spezielle Spektrometerbauformen und Multiplexverfahren.

Da die angestellten Rechnungen mithilfe eines Simulationsprogrammes erfolgen, wird in Kapitel drei die Funktionsweise dieser Programme erklärt. Explizit wird auf die mathematischen Modelle und die Berechnungsvorschriften eingegangen. Dabei wird auch eine Stärken-Schwächen-Analyse solcher optischer Simulationsprogramme erstellt und aufgezeigt, an welche Grenzen diese Programme bei der physikalischen Modellierung der optischen Bauteile stoßen. Darauf aufbauend werden die verschiedenen geometrischen und lichtbeugenden Analyseverfahren dargestellt.

In Kapitel vier werden die in der Promotion erzielten Ergebnisse dargelegt. Dazu zählen das Prismenspektrometer und das Gitterspektrometer. Es werden Schritt für Schritt die einzelnen Simulationsversionen erläutert und aufgezeigt, welche Entwicklungen vollzogen sind, um das endgültige Design zu erhalten.

Im darauf aufbauenden Kapitel fünf werden die einzelnen Funktionsbauteile in ihrer Leistungsfähigkeit bewertet. Es wird vor allem ein Vergleich zwischen den Simulationen und den Laboraufbauten gezogen. Im letzten Kapitel sechs werden noch einmal zusammenfassend die Ergebnisse und die Auswertung dieser dargestellt. Abschließend werden mögliche weiterführende Verbesserungen vorgeschlagen, um zu einem kostengünstig produzierbaren Funktionsbauteil zu kommen.

2 Grundlagen

2.1 Optische Komponenten

2.1.1 POF

Traditionell wird in der optischen Nachrichtentechnik Glas als Übertragungsmedium genutzt. In den letzten 20 Jahren hat sich das Bild in bestimmten Bereichen gewandelt. Es ist seitdem möglich neben der Glasfaser auch optische Informationen über polyermeroptische Fasern (POF) zu übertragen. Diese weisen allerdings komplett andere Eigenschaften im Vergleich zu Glasfasern (GOF) auf.

Es gibt auch unter den POF eine Anzahl von verschiedenen Arten der Faser, dazu zählen Stufenindex-, Gradientenindex- oder auch Multikernfasern. In dieser Arbeit werden allerdings nur die mit Abstand am weitesten verbreiteten Fasern genutzt: Stufenindexfasern mit einem Kerndurchmesser von $980\,\mu$m und einem Brechungsindex von $n_{Kern} = 1{,}492$. Für weitergehende Informationen zu den Fasertypen wird an dieser Stelle auf [3] verwiesen. Dieser Fasertyp besteht sowohl im Kern als auch im Mantel aus Polymethylmethacrylat (PMMA) auch bekannt unter dem Handelsnamen Acrylglas. Zur Brechzahlerniedrigung wird dem Mantelmaterial in der Regel Fluor beigegeben. Hergestellt werden die Fasern durch die Polymerisation von monomeren Methacrylsäuremethylestern (MMA), welche in Abbildung 2.1 zu sehen sind.

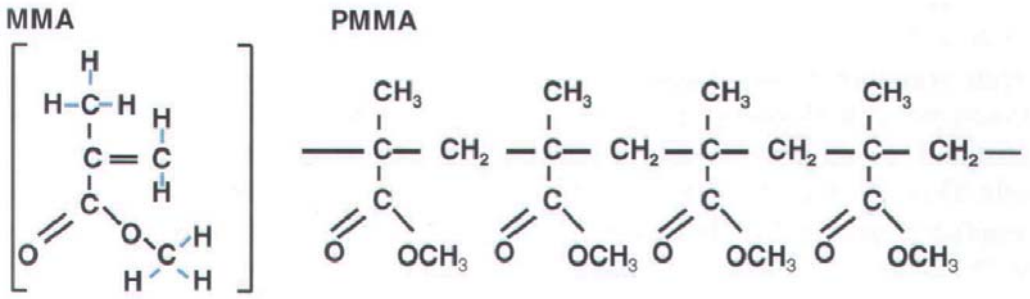


Abbildung 2.1: MMA und sein Polymer

Die SI-POF weist im Verhältnis zu den Glasfasern einen viel größeren Kerndurchmesser auf, nämlich 980 μm. Ein Vergleich der Fasern ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

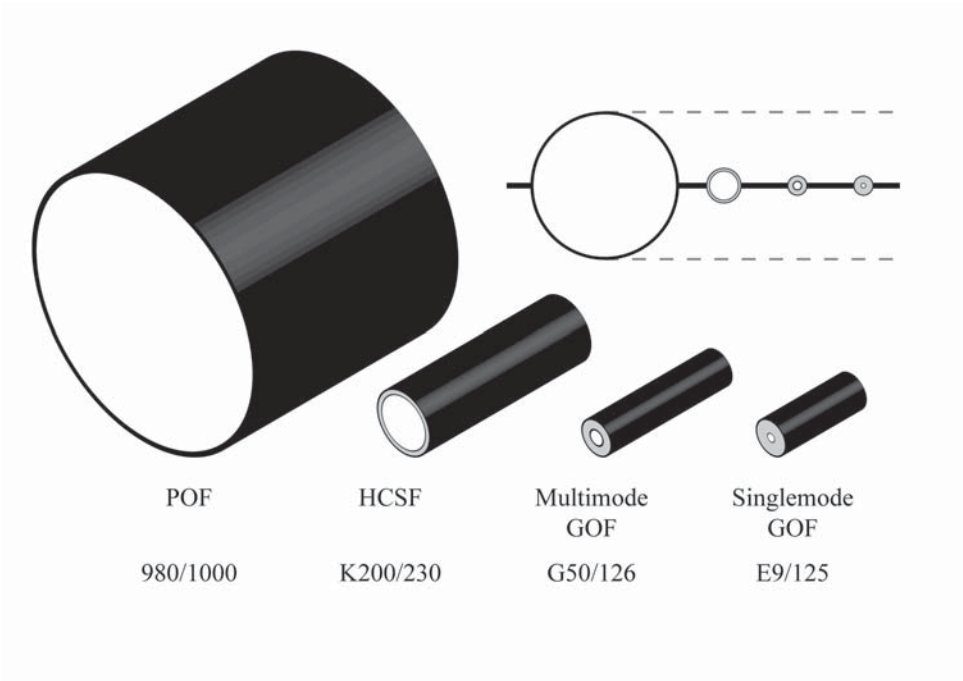


Abbildung 2.2: Vergleich der verschiedenen Fasertypen (Größenangaben sind in μm)

Eine tabellarischer Vergleich der Fasertypen ist in Tabelle 2.1 zu sehen.

Tabelle 2.1: Vergleich der Kenngrößen von optischen Fasern

	GOF (SM)	GOF (MM)	POF (MM)
Kerndurchmesser	$8-9\,\mu$m	$50-62{,}5\,\mu$m	$980\,\mu$m
Manteldurchmesser	$125\,\mu$m	$125\,\mu$m	$1000\,\mu$m
Kernbrechzahl	$1{,}46-1{,}47$	$1{,}46-1{,}47$	1,492
Numerische Apertur	0,15	0,15	0,5
Übertragungsfenster	$1300-1500\,$nm	$800-900\,$nm	$400-800\,$nm
Minimaler Dämpfungswert	$< 0{,}2\frac{\text{dB}}{\text{km}}$	$< 1\frac{\text{dB}}{\text{km}}$	$< 100\frac{\text{dB}}{\text{km}}$

Auch der Dämpfungsverlauf unterscheidet sich komplett von dem der Glasfaser (GOF, Englisch: Glas Optical Fiber). Während die GOF ihr Dämpfungsminimum im nahen infraroten Wellenlängenbereich bei 1550 nm hat und dort einen Wert von $< 0{,}2\,\frac{\text{dB}}{\text{km}}$ aufweist, kann mit der POF nur im sichtbaren Wellenlängenbereich sinnvoll gearbeitet werden. Dort weist sie

allerdings immer noch Dämpfungswerte von $> 75\,\frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{km}}$ auf. Ein Verlauf der Dämpfung der POF ist in Abbildung 2.3 dargestellt. In dieser Zeichnung sind auch schon die möglichen Übertragungskanäle für WDM eingezeichnet, siehe dazu auch Kapitel 2.3.4.

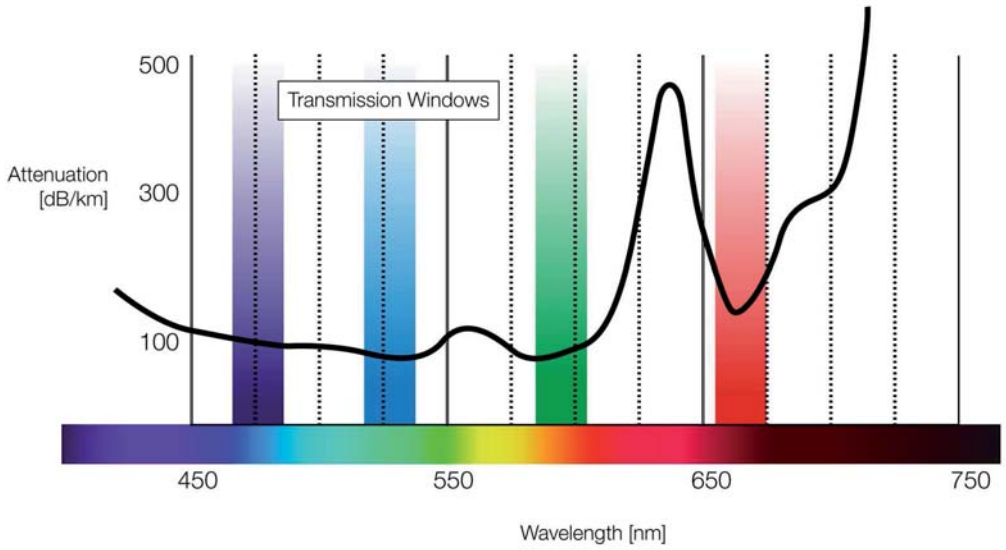


Abbildung 2.3: Dämpfungsverlauf der POF

Es ist also aufgrund der hohen Dämpfungswerte offensichtlich, dass die POF nur als Übertragungsmedium in der Kurzstreckenkommunikation Verwendung finden kann. Typische Anwendungsszenarien sind Automotive- und Inhaus-Kommunikation und sind in Kapitel 1.2 schon näher vorgestellt. Dabei werden immer höhere Datenraten über die POF erreicht. Im Handel sind Übertragungssysteme erhältlich, die $100\,\frac{\mathrm{Mbit}}{\mathrm{s}}$ für bis zu 100 m zur Verfügung stellen. Dort werden Daten vorwiegend im roten Wellenlängenbereich übertragen. Unter Laborbedingungen werden schon wesentlich höhere Datenraten gemessen. Die Datenraten liegen jenseits der $1\,\frac{\mathrm{Gbit}}{\mathrm{s}}$ über einige 10 m, siehe dazu [3]. Allerdings handelt es sich bei der POF um eine Faser mit extrem hohem Anteil an Ausbreitungsmoden. Es ergibt sich ein V-Paramter von:

$$V = 2\pi\frac{a}{\lambda}\cdot\sqrt{n_{Kern}^2 - n_{Mantel}^2} = 2\pi\frac{490\mu\mathrm{m}}{550\mathrm{nm}}\cdot\sqrt{1{,}492^2 - 1{,}412^2} = 2698 \tag{2.1}$$

Daraus folgt, dass bei einer Wellenlänge von 550 nm in einer Stufenindex POF mit Kernradius $a = 490\,\mu$m:

$$N \approx \frac{V^2}{2} = 3{,}64\cdot 10^6 \tag{2.2}$$

Moden ausbreitungsfähig sind. Dies begrenzt auch die zur Verfügung stehende Bandbreite erheblich, da sich die zu übertragenden Daten auf die Moden verteilen und stark auseinanderlaufen. Aus der Brechzahldifferenz des Kernes und des Mantels ergibt sich noch eine weitere Kenngröße: die numerische Apertur, sie beträgt bei der verendeten Faser NA= 0,5. Dieser Wert ist auch erheblich größer als bei der Glasfaser, das macht die Entwicklung der Funktionsbauteile für WDM erheblich schwieriger, siehe Kapitel 4. Ein weiterer Faktor der die Anwendungsgebiete einschränkt, aber in der Arbeit nicht weiter untersucht wird, ist die niedrige Glastemperatur von 105 °C. Die Faser kann auf Dauer nur in Bereichen eingesetzt werden, die eine maximale Temperatur von unter 85 °C aufweisen. Ansonsten verändern sich die physikalischen Eigenschaften der POF, beispielsweise lässt ihre Transparenz nach. Dies geschieht zuerst im UV- und blauen Wellenlängenbereich.

2.1.2 Herstellungsmethoden für die optischen Bauelemente

Für die in den Kapiteln 4 und 5 vorgestellten Funktionsbauteile für das Wellenlängenmultiplexverfahren über POF werden im Folgenden preisgünstige Herstellungsmethoden beschrieben. Es ist Ziel dieser Arbeit, diese Funktionsbauteile so zu entwickeln, dass diese massenmarkttauglich sind. Das bedeutet ganz konkret, dass diese in großen Stückzahlen zu einem sehr niedrigen Stückpreis, im Bereich von wenigen Euro, hergestellt werden sollen. Da sowohl der Prismen- als auch der Gitteraufbau (siehe Kapitel 4) komplett aus Polymeren bestehen, ist die Möglichkeit gegeben, diese in Spritzguss zu fertigen. Bei diesem Urformverfahren ist es möglich, große Stückzahlen zu einem geringen Preis pro Stück herzustellen. Allerdings sind erstmal zu Beginn Investitionen notwendig, um eine Negativform zu erstellen. Da der Prismenaufbau aus mehreren Komponenten besteht, sind mehrere Schritte zur Fertigung notwendig. Dafür sind noch genaue Prozessparameter zu finden, dabei spielen die Prozesstemperaturen und die Abkühlphase entscheidende Rollen. Beim Gitteraufbau sind sehr kleine Strukturen abzuformen. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, um diese Gitterstruktur zu realisieren. Es ist möglich, diese im Heißprägeverfahren auf das Bauteil zu stempeln oder mit einem Laser feine Strukturen abzutragen. Es wäre auch möglich, die Abgussform mit einer hochpräzisen Diamantfräse zu bearbeiten. Dafür müssten aber die Prozessparameter des Spritzgießens sehr genau ermittelt werden, damit diese feine Struktur nach der Abformungs- und Abkühlungsphase erhalten bleibt. Es bestehen also mehrere wirtschaftliche Lösungen zur Fertigung der Funktionsbauteile. Weiterführende Untersuchungen gehen über den Kern der Promotion hinaus, daher sei an dieser Stelle auf [4] verwiesen.

2.2 Spektrometerbauformen

Ein Spektrometer dient zur Ermittlung der Intensitätsverteilung einer Quelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge [5, 6]. Dabei kann das Spektrum in ganz unterschiedlichen Frequenzbereichen vorliegen. Hier sollen im weiteren Spektrometerformen für den sichtbaren Wellenlängenbereich vorgestellt werden. Spektrometer können unterschiedlich Verwendung finden, so zum Beispiel bei der Untersuchung von Bestandteilen einer Substanz. Dabei wird möglichst breitbandiges Licht durch die Substanz und dann in das Spektrometer geschickt. Es ergeben sich charakteristische Absorptionslinien, die Rückschlüsse auf die Zusammensetzung der zu untersuchenden Probe erlauben. Prinzipiell besteht ein Spektrometer aus folgenden Bestandteilen: einer Lichtquelle, einer Öffnung, die stark begrenzt sein kann, einer Linsenvorrichtung zur Kollimation des Lichtes, einer Dispersionseinheit zur räumlichen Aufteilung der spektralen Anteile der Lichtquelle, einer weiteren Linsenanordnung zur Fokussierung des Lichtes und einem Ausgang zur Betrachtung oder Weiterverarbeitung des Spektrums. Ein prinzipieller Aufbau ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

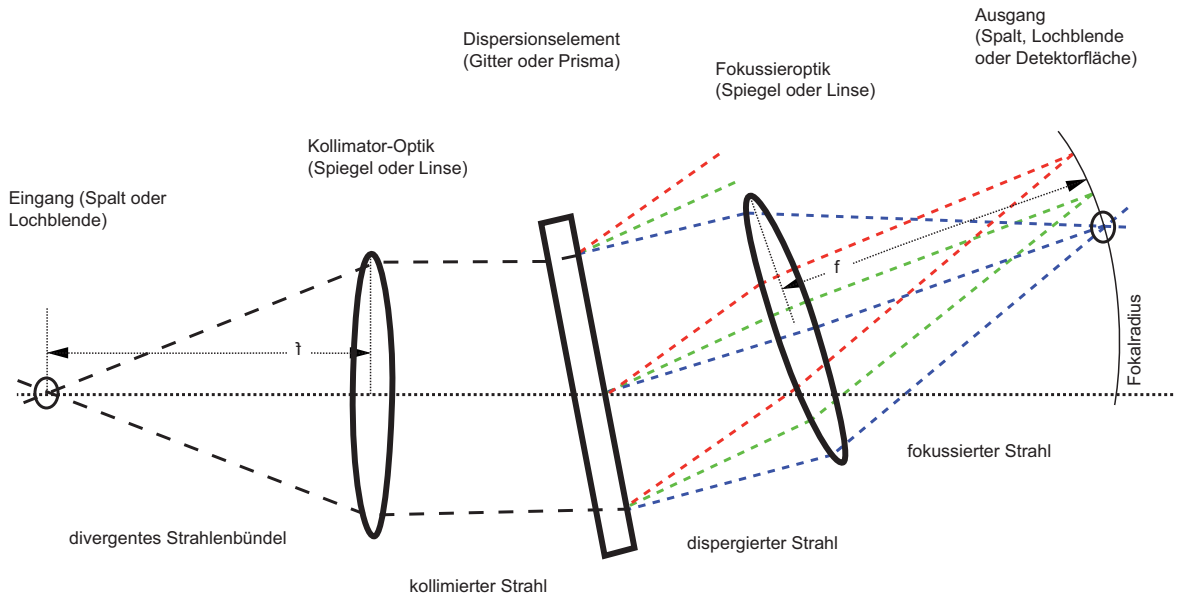


Abbildung 2.4: Prinzipieller Aufbau eines Spektrometers

Interessant, und daher im folgenden weiter erläutert, ist die Dispersionseinheit, die die we-

sentliche Aufgabe eines Spektrometers erfüllt, die Auftrennung des Spektrums. Dabei stehen im optischen Wellenlängenbereich zwei Varianten zur Verfügung. Das Licht kann mittels eines (a) Prismas oder eines (b) Gitters aufgespaltet werden. Daneben existieren für andere Wellenlängenbereiche weitere Möglichkeiten der Lichttrennung, beispielsweise durch (c) Interferenzfilter.

2.2.1 Prismenspektrometer

Ein Spektrometer, welches als Dispersionseinheit ein Prisma verwendet, ist schon sehr lange bekannt. Dieser Spektrometertyp ist auch in der Natur zu finden. Ein Regenbogen ist das Resultat dieses Prinzips. Dabei dienen Regentropfen als Dispersionseinheit. Johannes Marcus Marci[1] entwickelt schon 1648 ein Doppelprisma zur Trennung der spektralen Anteile von weißem Licht. Bei diesem Aufbau sind zwei Prismen in Reihe geschaltet. Dies erhöht die dispersive Wirkung der Prismen. Später wird durch verbesserte Materialien (mit niedriger Abbe-Zahl) ein zweites Prisma nicht mehr benötigt. Seit über 100 Jahren werden moderne Prismenspektrometer für die Analyse in der Physik und Astronomie eingesetzt. Eine historische Abbildung eines Prismenspektrometers ist in Abbildung 2.5 zu sehen.

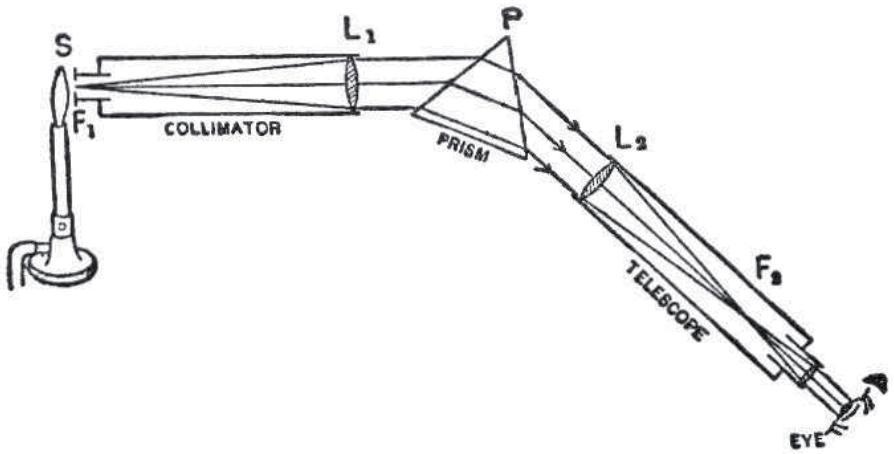


Abbildung 2.5: Historisches Prismenspektrometer mit seinen Bestandteilen (aus [7])

Bei dem Spektrometertyp wird die wellenlängenabhängige Brechzahl des Prismenmaterials $n(\lambda)$ ausgenutzt. Das Licht sieht also für jede Wellenlänge eine andere Brechzahl und dessen Anteile werden somit unterschiedlich stark gebrochen. Dieses dispersive Verhalten soll

[1] Böhmischer Arzt, Philosoph und Naturwissenschaftler, 1595-1667.

natürlich besonders ausgeprägt sein. Daher sind Materialien mit einer möglichst niedrigen Abbe-Zahl zu wählen. Dabei hängt die Trennung benachbarter Wellenlängen von der Basislänge des Prismas B und von der Stärke der Dispersion$\frac{dn}{d\lambda}$ ab. Daraus ergibt sich:

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = B\frac{dn}{d\lambda} \tag{2.3}$$

Die Winkelaufteilung der verschiedenen Wellenlängen kann der Gleichung:

$$\delta = \epsilon_1' - \alpha + \arcsin(\sin(\alpha)\sqrt{(\frac{n}{n'})^2 - \sin^2(\epsilon_1')} - \cos(\alpha)\sin(\epsilon_1')) \tag{2.4}$$

entnommen werden.

2.2.2 Gitterspektrometer

Gitterspektrometer beruhen auf dem Beugungseffekt. Auch wenn Spektralaufteilungen aufgrund von Beugungseffekten in der Natur vorkommen, beispielsweise bei Schmetterlingsflügeln, so gelingt erst Anfang des 19. Jahrhunderts die Wirkungsweise und technische Realisierung durch verbesserte mikromechanische Bearbeitungsmethoden. Die Beugung am Gitter ist zunächst auf einen Einfach- oder Doppelspalt beschränkt. Es wird monochromatisches Licht verwendet, welches durch diese Gitterstruktur in kohärente Lichtquellen aufgeteilt wird, vgl. Huygensche Elementarwellen. Es entstehen die bekannten Interferenzmuster auf der Bildebene. Kenngrößen dabei sind die Breite des Spaltes b, der Abstand benachbarter Spalten, dieser wird auch als Gitterkonstante g bezeichnet, und der Winkel α, unter dem das Licht beobachtet wird. Diese Größen sind noch einmal in Abbildung 2.6 zu sehen.

Von Interesse ist nun die Intensität des Lichtes unter dem Winkel α. Sie wird mit I_α bezeichnet. Dabei ist noch die Anzahl der Gitterspalten N als wichtige Größe zu benennen. Zwei benachbarte Wellen weisen dabei einen Unterschied im Phasenwinkel von $\phi = \frac{2\pi}{\lambda} g \sin(\alpha)$ auf. Dadurch ist die winkelabhängige Intensität dann gegeben aus:

$$I_\alpha = I\frac{\sin\frac{N\phi}{2}}{\sin\frac{\phi}{2}} = I\frac{\sin^2(N\frac{\pi g}{\lambda}\sin(\alpha))}{\sin^2(\frac{\pi g}{\lambda}\sin(\alpha))} \tag{2.5}$$

Diese Gleichung kann auch als Multiplikation von fouriertransformierten Diracimpulsen des Gitters verstanden werden. Die komplette Beugungsfunktion des Gitters ergibt sich wie folgt:

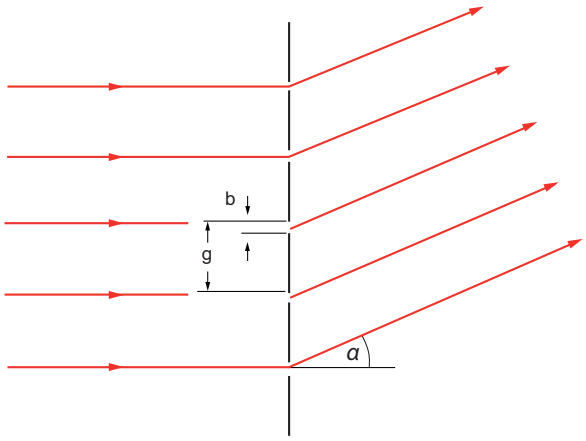


Abbildung 2.6: Beugung am Gitter

$$\frac{I_\alpha}{I_0} = \overbrace{\frac{\sin^2(\frac{\pi b}{\lambda}\sin(\alpha)}{(\frac{\pi b}{\lambda}\sin(\alpha))^2}}^{I_1 \text{Beugungsfunktion des Einzelspaltes}} \cdot \overbrace{\frac{\sin^2(N\frac{\pi g}{\lambda}\sin(\alpha))}{\sin^2(\frac{\pi g}{\lambda}\sin(\alpha))}}^{I_2 \text{Interferenzfunktion des Gitters}} \tag{2.6}$$

Die Interferenzfunktion lautet also:

$$I_2 = \frac{\sin^2(Nz)}{\sin^2(z)} \qquad \text{mit} \qquad z = \frac{\pi g}{\lambda}\sin(\alpha) \tag{2.7}$$

Es treten also Maxima unter dem Winkel α_{Max} für Werte von $z = 0, \pm\pi, \pm 2\pi$, siehe dazu [8], wie folgt auf:

$$\sin(\alpha_{Max}) = \pm m\frac{\lambda}{g} \tag{2.8}$$

Dabei gibt $m = 1,2,3,\ldots$ die Beugungsordnung an. Das erste Beugungsmaximum ergibt sich also unter einem Winkel von: $\alpha_1 = \arcsin(\frac{\lambda}{g})$. Es existieren neben den hier aufgeführten Hauptmaxima noch Nebenmaxima, die zwischen den Hauptmaxima liegen. Die Intensität der Nebenmaxima nimmt allerdings mit steigender Linienanzahl N ab. Die Hauptmaxima werden mit steigender Linienanzahl N schmaler und größer in ihrer Intensität.

Bisher wird Licht betrachtet, dessen Wellenfront senkrecht auf die Gitterebene trifft. Fällt das Licht allerdings unter einem Winkel β zur Gitterebene auf diese, verändert sich der zu betrachtende Gangunterschied zwischen zwei interferierenden Wellen zu:

$$\triangle = g(\sin(\alpha) - \sin(\beta)) \tag{2.9}$$

Daraus ergibt sich dann eine neue Bedingung für die Beugungsmaxima:

$$g(\sin(\alpha_{Max}) - \sin(\beta)) = \pm m\lambda \tag{2.10}$$

Die hergeleiteten Formulierungen gelten nicht nur für Transmissionsgitter, sondern auch für Reflexionsgitter. Dabei ist bezugnehmend auf Gleichung 2.10 der Winkel β als Einfallswinkel und der Winkel α als Beugungswinkel zu betrachten. Die Gleichung weist dann für ein lineares Gitter die Beugungsmaxima m-ter Ordnung aus.

Ziel der Gitteranordnung in der vorliegenden Arbeit (siehe Kapitel 4.2) ist die Optimierung der Energieübertragung in eine Beugungsordnung, das kann durch ein Echelettegitter (frz. echelette: kleiner Maßstab) erreicht werden, welches in Abbildung 2.7 dargestellt ist.

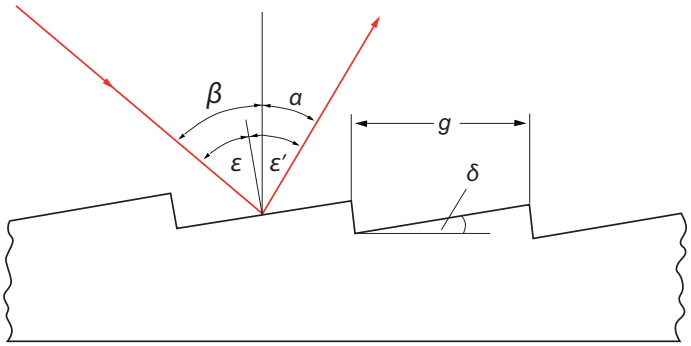


Abbildung 2.7: Reflexionsgitter in Echeletteform

Eingezeichnet ist der Winkel δ, dieser Winkel wird Blazewinkel genannt. Wenn dieser Winkel so gewählt wird, dass die Beugungsrichtung der natürlichen Reflexionsrichtung entspricht, so wird in dieser Richtung ein Maximum an Energie geführt. Der Winkel ergibt sich zu:

$$\delta = \frac{1}{2}(\beta - \alpha) \tag{2.11}$$

Bei einem normalen Transmissionsgitter wird das gebeugte Licht in viele Ordnungen aufgeteilt und somit auch die Energie auf diese Beugungsordnungen. Durch die spezielle Anordnung des Reflexionsgitters ist es aber möglich, fast die gesamte Energie in eine Beugungsordnung zu bündeln, siehe dazu [8, Seite 460].

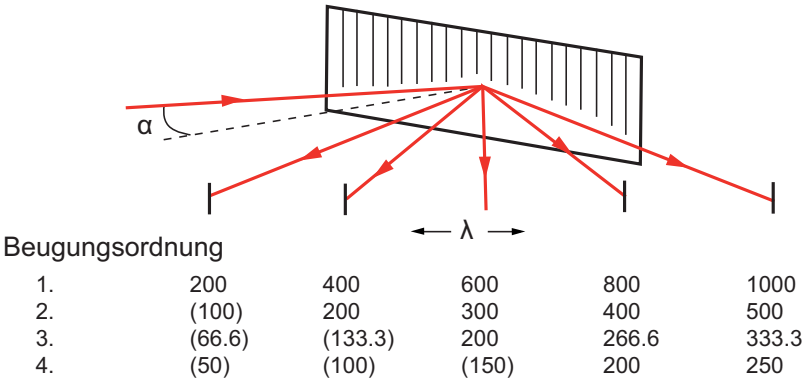


Abbildung 2.8: Reflexionsrichtung bei einem Gitterspektrometer für verschiedene Beugungsordnungen (nach [9])

Der nächste wichtige Punkt eines Spektrometers ist sein Auflösungsvermögen. Es hängt bei einem Gitterspektrometer von der Beugungsordnung und der Spaltbreite ab. Dabei wird das Rayleigh-Kriterium als Grundlage für die Trennbarkeit zweier benachbarter Maxima genommen:

$$\frac{\lambda}{d\lambda} = mN \tag{2.12}$$

Damit ergibt sich für einen möglichen Spektrometeraufbau ein Auflösungsvermögen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 550\,\text{nm}$ und einer Gitterzahl von $N = 3000$ für die erste Beugungsordnung (m=1):

$$d\lambda = \frac{\lambda}{mN} = \frac{550\,\text{nm}}{3000} = 0{,}18\,\text{nm} \tag{2.13}$$

Die Gitterzahl von $N = 3000$ entspricht einem Gitter mit einer Liniendichte von $300\,\frac{1}{\text{mm}}$ und einer Gesamtbreite von 10 mm. Würde sich die Liniendichte um den Faktor 4 erhöhen, also auf $1200\,\frac{1}{\text{mm}}$, so würde sich auch das Auflösungsvermögen um den gleichen Faktor verbessern.

Das Auflösungsvermögen erhöht sich also mit der Anzahl der Spalte bzw. Striche des Gitters N und mit Zunahme der Beugungsordnung. Dabei ist darauf zu achten, dass die zu untersuchenden bzw. zu übertragenden Wellenlängen kleiner als eine Oktave sind. Sonst werden diese in die gleiche Richtung gebrochen und überlagern sich. Dies schränkt den nutzbaren Wellenlängenbereich deutlich ein. Das ist in Abbildung 2.8 für verschiedene Beugungsordnungen dargestellt.

2.3 Multiplexverfahren

In der Nachrichtentechnik besteht fortwährend die Bemühung, die Kanalkapazität eines Übertragungskanals bestmöglich zu nutzen [10, 11]. Wenn nur ein Signal über einen Übertragungskanal geschickt wird, ist in den allermeisten Fällen die Kanalkapazität nicht ausgeschöpft. Das ist wirtschaftlich nicht sinnvoll. Daher sind verschiedene Verfahren entwickelt worden, die die simultane Übertragung von mehreren Signalen über einen Übertragungskanal erlauben. Damit kann durch die Mehrfachnutzung eines Kanals die Bandbreite erheblich erhöht werden. Derartige Konzepte werden als Multiplexverfahren bezeichnet.

Diese Multiplextechniken sind in der optischen Nachrichtentechnik mit Glasfasern als Übertragungsmedium etabliert. Ein typischer Aufbau für ein optisches Übertragungssystem ist in 2.9 zu finden. Viele dieser Bauteile existieren allerdings noch nicht für ein optischen Netzwerk mit POF als Übertragungsmedium. So verhält es sich auch für die wichtigen Bauteile des Multiplexverfahrens: den Multiplexer, in der Abbildung mit b) gekennzeichnet, und den Demultiplexer, mit h) markiert. Diese befinden sich unmittelbar nach dem Modulator bzw. Demodulator und möglichen elektro-optischen Wandlern.

Prinzipiell fasst ein Multiplexer, die aus verschiedenen Quellen stammenden modulierten Signale zusammen, um diese über einen physikalischen Kanal übertragen zu lassen. Auf der Empfängerseite trennt der Demultiplexer die ankommenden Signale auf, damit diese einzeln weiterverarbeitet werden können. Es gibt verschiedene Parameter, um die Signale zusammenzufassen.

2.3.1 Raummultiplexverfahren

Die einfachste Möglichkeit, die einzelnen zu übertragenden Signale zusammenzufassen, ist das Raummultiplex, mit SDM abgekürzt (Englisch: für Space Division Multiplex). Dabei steht jedem Signal eine physikalische Leitung zur Verfügung, welche zur Übertragung mit anderen Leitungen gebündelt wird. Es werden also parallel mehrere Leitungen verlegt, die ungestört

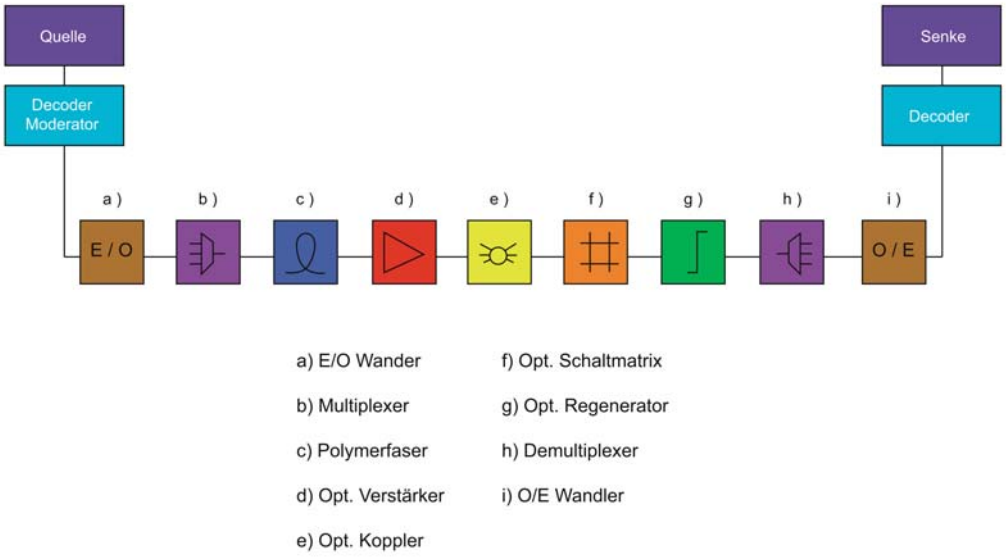


Abbildung 2.9: Übersicht der Basiskomponenten eines optischen Übertragungssystems (aus [12])

voneinander, jeweils unterschiedliche Daten übertragen und somit der Gesamtkanalkapazität multiplikativ erhöhen. Dies ist das einzige Verfahren, welches eine Änderung des eigentlichen Übertragungskanals bedeutet.

2.3.2 Codemultiplexverfahren

Beim Codemultiplexverfahren oder auch CDM (Englisch: Code Division Multiplex) werden verschiedenartige Signalformen übertragen. Diese haben je nach Codierungsart unterschiedliche Bedeutungen und können so dem entsprechenden Empfänger zugeordnet werden. Dabei kann mittles Prüfsummen eine fehlerhafte Übertragung erkannt und korrigiert werden.

Dieses Verfahren wird in vielen Bereichen der Kommunikationstechnik verwendet. Dazu zählen: serielle (Feld- und Profibus) und parallele (PCI-Bus im PC) Datenbusse, Funkfernbedienungen, z.B. bei der Zentralverriegelung, oder auch das UMTS zur Unterscheidung mehrerer Teilnehmer.

2.3.3 Zeitmultiplexverfahren

Die meisten Daten werden heute in digitaler Form übertragen, dabei liegen immer noch viele Signale in analoger Form vor, beispielsweise Sprache. Um diese hinreichend genau zu quantisieren, werden nach Shannon die analogen Signale mit mindestens der doppelten Frequenz abgetastet. Wird dieses im Zeitbereich betrachtet, ist zu erkennen, dass pro Periode des analogen Signales mindestens zwei Zeitpunkte existieren müssen, bei dem der Wert des analogen Signales abgetastet wird. Damit ist gewährleistet, dass nach erfolgter Übertragung die ursprüngliche Signalform aus dem wert- und zeitquantisierten Signal zurückgewonnen werden kann. Es ist also bei der digitalen Übertragung nicht notwendig, einen kontinuierlichen Datenstrom zu übermitteln, es entstehen Zeitschlitze zwischen den übertragenden digitalen Datenpaketen. Diese freien Zeitschlitze können verwendet werden, um andere digitale Signale zu übertragen. Daher ist es durch die digitale Übertragung möglich, durch eine zeitliche Aufteilung mehrere Signale parallel über einen Übertragungskanal zu führen. Dieses Verfahren wird Zeitmultiplex genannt und mit TDM abgekürzt (Englisch: Time Division Multiplex). Eine prinzipielle Darstellung des Verfahrens ist in Abbildung 2.10 zu sehen.

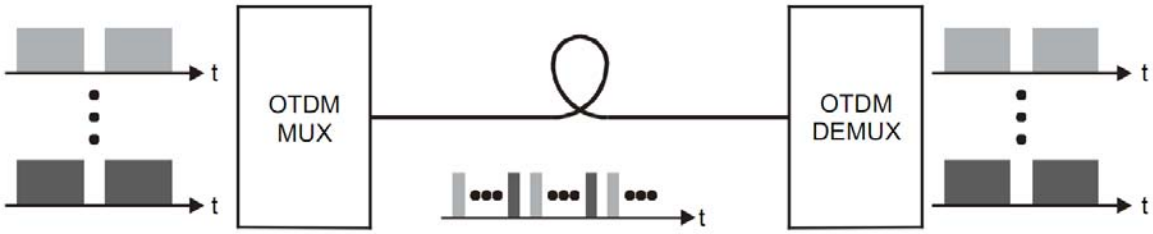


Abbildung 2.10: Zeitmultplexverfahren

Dabei gibt es zwei Möglichkeiten, dieses Verfahren zu verwenden. Bei dem einen werden feste Raster von Zeitschlitzen genutzt, dieses Verfahren wird synchrones Verfahren genannt und mit STD abgekürzt (Englisch: Synchronous Time Division). Dabei wird jedem Kanal eine feste Kanalbandbreite zugewiesen. Das kann aber bei sehr unterschiedlichen zu übertragenden Signalen dazu führen, dass die Kanalkapazität nicht optimal ausgenutzt wird. Das andere Verfahren wird als asynchrones Verfahren bezeichnet und mit ATD abgekürzt (Englisch: Asynchronous Time Division). Dabei können ungenutzte Zeitschlitze eines Signales von einem anderen Signal genutzt werden. Daher ist die zugewiesene Kanalbandbreite variabel und kann sich der tatsächlich benötigten Kanalbandbreite anpassen. Der Nachteil bei dieser Methode ist ein Header, der mit jedem Datenpaket übermittelt werden muss, damit eine

Signalzuweisung der einzelnen Zeitschlitze erfolgen kann. Damit erniedrigt sich wiederum die zur Verfügung stehende Nettodatenrate. Es hängt also stark von den zu übertragenden Signalen ab, welches Verfahren besser geeignet ist. Bei einigermaßen konstanten Datenraten ist das synchrone Verfahren zu bevorzugen, bei stark schwankenden Datenraten erhöht das ATD den Kanaldurchsatz.

Heute findet dieses Verfahren beim DSL, ISDN, ATM und beim GSM auch in Kombination mit anderen Multiplexverfahren Anwendung. Bei dem hier angestrebten Vorhaben, die Bandbreite der POF-Übertragung zu erhöhen, spielt das TDM keine Rolle. Dies liegt in der Modendispersion der hochmodalen Faser begründet. Mit ihren über 10^6 angeregten Moden (siehe Gleichung 2.1) teilen sich die sehr kurzen Datenpakete auf sehr viele Moden auf und laufen so schon nach kurzer Zeit stark auseinander. Denn je kürzer ein Signal im Zeitbereich ist, desto mehr Frequenzen werden in ihm angeregt, vgl. mit Fouriertransformation.

2.3.4 Frequenz-/Wellenlängenmultiplexverfahren

Das Frequenz- oder Wellenlängenmultiplexverfahren (FDM oder WDM, Englisch: Frequency Division Multiplex oder Wavelength Division Multiplex) benutzt unterschiedliche Frequenzen bzw. Wellenlängen zur Übertragung von Signalen [13]. Dieser Doppelname bezeichnet das gleiche Multiplexverfahren, nur ist es in der Mikrowellentechnik üblich, von Frequenzen zu reden, wohingegen in der optischen Nachrichtentechnik Wellenlängen als Bezugsgröße Verwendung finden. Beide Größen sind über die Lichtgeschwindigkeit miteinander verbunden und somit direkt ineinander umrechenbar. Da sich die Promotion auf den optischen Bereich konzentriert, wird im Weiteren meist der Begriff „Wellenlänge“ benutzt.

Ein Übertragungsmedium ist meist über einen recht großen Wellenlängenbereich transparent. Wenn nun ein Kanal bzw. eine Wellenlänge übertragen wird, so wird ein sehr begrenzter Bereich des zur Verfügung stehenden Spektrums benutzt. Dies ist Stand der Technik bei der optischen Datenübertragung mit POF. Nun kann aber mithilfe eines Multiplexers dafür gesorgt werden, dass Signale mit unterschiedlichen Wellenlängen zusammengefasst und über einen Übertragungskanal geführt werden. Der Demultiplexer trennt auf der Empfängerseite diese verschiedenen Wellenlängen, um die einzelnen Signalformen zurückzugewinnen. Die Abbildung 2.11 veranschaulicht prinzipiell dieses Verfahren.

Dieses Verfahren ist in der Glasfaserübertragungstechnik wohl bekannt und wird in den Übertragungsfenstern im infraroten Wellenlängenbereich zur Steigerung der Kanalkapazität stark genutzt. Vor allem das Übertragungsfenster um 1550 nm wird dazu verwendet. Um ein einheitliches Raster von Frequenzen zu erhalten, sind diese nach ITU standardisiert. Die Ankerfrequenz beträgt 193,1 THz und die Abstände sind 200 GHz groß. Es gibt auch

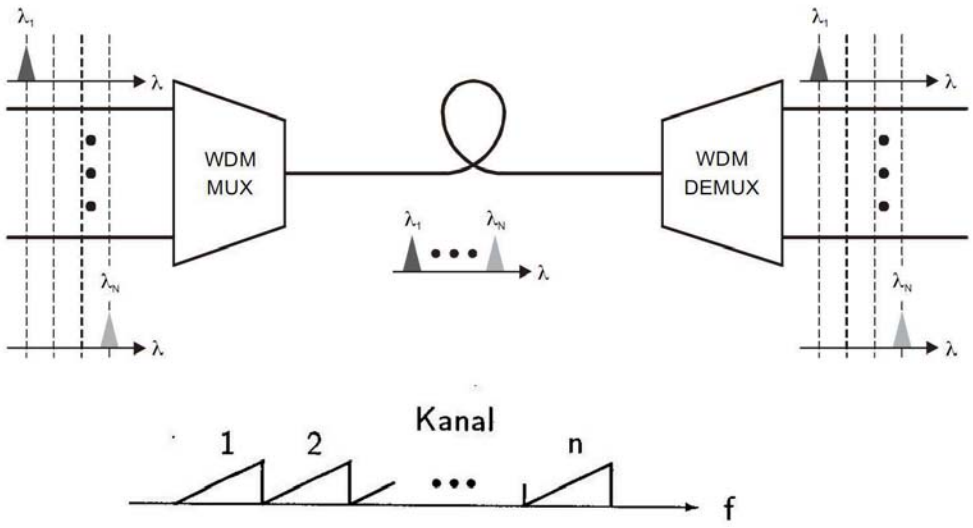


Abbildung 2.11: Wellenlängenmultiplexverfahren

noch weitere Unterteilungen von 100 GHz und 25 GHz. Damit ergibt sich eine sehr große Anzahl von nutzbaren Kanälen. Eine Übersicht ist in 2.12 zu sehen. Dazu werden auch sehr gute Bandpassfilter benötigt, um diese einzelnen Frequenzen voneinander zu trennen. Diese existieren im sichtbaren Wellenlängenbereich nicht, so dass eine so hohe Kanaldichte dort nicht möglich ist.

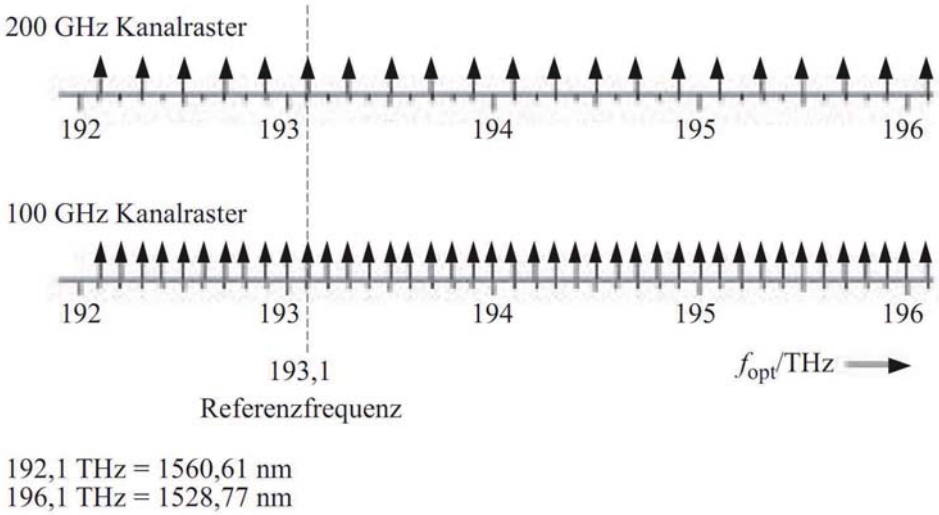


Abbildung 2.12: ITU, genormte Übertragungskanäle

Es gibt weitere Unterteilungen des WDM-Verfahrens. Diese sind nach der Kanaldichte ge-

ordnet. Das Verfahren mit der größten Kanaldichte wird DWDM genannt (Englisch: dense). Die Kanalabstände betragen dort 0,4 nm (50 GHz) bis 1,6 nm (200 GHz). Wenn die Abstände größer werden, wird von CWDM gesprochen (Englisch: coarse). Dort stehen 16 genormte Wellenlängen mit einer Kanalbreite von 20 nm zwischen 1311 nm und 1611 nm zur Verfügung. Das Verfahren mit dem größten Kanalabstand wird WWDM-Verfahren genannt (Englisch: wide). Allerdings sind diese Kanalabstände nicht mit den Abständen im sichtbaren Bereich vergleichbar. Dort wird ein Kanalabstand von einigen 10 nm angestrebt.

Dieses Frequenzrasterschema soll auf den sichtbaren Wellenlängenbereich übertragen werden. Damit auch dort eine einheitliche standisierte Übertragung für WDM möglich ist. Dazu kann die Ankerwellenläge von 193,1 THz auf 393,1 THz angehoben werden. Dies entspricht einer Wellenlänge von 762,64 nm. Davon ausgehend können Raster in 25 nm, 50 nm und 100 nm Schritten definiert werden.

Weiterführende Literatur zu den Multiplexverfahren ist in [12, 14, 15] zu finden.

2.4 Stand der Technik

Schon seit 1981 wird die Nutzung eines Spektrometers als Funktionselement für das Wellenlängenmultiplex im Glasfaserbereich von Yen et al. verfolgt [16]. Arndt et al. schlagen für verschiedene Anwendungsgebiete der Spektrometrie ein Spektrometer im LIGA-Verfahren (Lithographie, Galvanik und Abformung) vor, welches für WDM über Stufenindex POF (SI-POF) geeignet sein könnte, aber für eine primäre Nutzung als Gassensor ausgelegt ist [17]. Unter größeren Modifikationen scheint es möglich, dieses sogenannte Rowland-Spektrometer als Demultiplexer zu verwenden. Aus diesen Arbeiten gehen eine Reihe von Ideen hervor, die sich lohnen, vertieft betrachtet zu werden, wie beispielsweise die Form des Gitters beim Spektrometer zur Optimierung der Leistung in der bevorzugten Beugungsordnung.

Zum Wellenlängenmultiplexverfahren über POF werden 1988 die ersten tiefer gehenden Arbeiten veröffentlicht. Uehara und Mizusawa stellen einen bidirektionalen Demultiplexer vor, welcher mithilfe von Bandpassfiltern bis zu acht Kanäle trennen kann und in planarer Bauweise aufgebaut wird [18]. Die acht Kanäle können nur durch Hintereinanderschaltung von 1 : 2 Kopplern realisiert werden. Als Übertragungsmedium dienen spezielle Gradientenindex Multimode POF (GI-POF). Diese simple Übernahme, der für die Glasfaser bekannten und etablierten WDM-Technik ohne Anpassungen ist nur bei diesem besonderen Typ von POF möglich, diese Vorgehensweise wird in dieser Arbeit nicht verfolgt.

Eine über den Laboraufbau hinaus realisierte Lösung für einen bidirektionalen Demultiplexer, also einen Demultiplexer, der auch als Multiplexer einsetzbar ist, zeigen erstmals Junger et

al. 2002 [19]. Als Übertragungsmedium wird eine Stufenindex POF verwendet, die Anzahl der Kanäle ist auf drei festgelegt und es werden Informationen bei 460 nm, 520 nm und 650 nm übertragen. Die Trennung bzw. Zusammenführung der verschiedenen Kanäle wird mithilfe von Interferenzfiltern realisiert. Die Lösung erfüllt zwar die Anforderungen an einen Demultiplexer bzw. Multiplexer für eine Übertragung über Standard-POF, jedoch ist der Aufbau mit sehr hohen Kosten verbunden - insgesamt über 10.000 Euro fallen lt. Angebot für die Realisierung einer WDM-Übertragungsstrecke an. Weiterhin scheint dieser Ansatz zu statisch, da hier drei feste Kanäle verwendet werden. Diese Anzahl kann ohne komplette Neukonzeptionierung der Lösung auch nicht erweitert werden, womit er als äußerst unflexibel einzustufen ist.

Die Forschergruppe um Khoe stellt 2002 einen Demultiplexer für drei Kanäle vor [20]. Dabei handelt es sich um CWDM, was bedeutet, dass die Wellenlängen der drei Kanäle mit ca. 200 nm deutlich voneinander getrennt liegen. Die drei Kanäle sind: 645 nm, 840 nm und 1310 nm. Diese Aufteilung ist sehr grob und wegen der Wellenlängenwahl nur mit speziellen GI-POF möglich (siehe dazu auch [21]). Die in der Arbeit angestrebte Kanaldichte liegt deutlich über den vorgestellten Ergebnissen von Khoe et al.

Auch das POFAC (POF Application Center) in Nürnberg stellt zwei mögliche Realisierungsansätze vor. Die erste Idee stammt aus dem Jahr 2003 und benutzt zwei senkrecht zueinander angeordnete wellenlängenselektive Filter zur Übertragung von drei Farben [22]. Diese Filter befinden sich in einem transparenten Würfel. Die Kanalanzahl ist starr und es sind eine Vielzahl von Linsen notwendig, um die einzelnen Lichtstrahlen zu führen. Dieser Ansatz wird aufgrund seiner Komplexität nicht über einen Laboraufbau hinaus weiterverfolgt. Der zweite Ansatz aus dem Jahr 2004 benutzt GI-POF im infraroten Wellenlängenbereich und ist damit nicht mit den Ansätzen der Arbeit vergleichbar, obwohl als Dispersionseinheit ein reflektives Gitter verwendet wird [23].

Einen weiteren Ansatz zur Realisierung eines Demultiplexers zeigen Buckman et al. 2002 [24]. Sie verwenden eine Aneinanderreihung von Linsen und Spiegeln, um den einfallenden Lichtstrahl in einem Zick-Zack-Kurs zu leiten. Auf einer Seite dieser Führung werden die verschiedenen Anteile des Strahls mithilfe von wellenlängenselektiven Filtern extrahiert. Damit ist es der Forschergruppe möglich, vier Wellenlängen im Infraroten zu trennen. Im Vergleich zum vorliegenden Forschungsvorhaben ist diese Realisierung ausschließlich für Glasfasertechnik konzeptioniert und auf Grund der erheblich kleineren numerischen Apertur der Glasfaser nicht mit SI-POF realisierbar. Außerdem würde ein Aufbau mit so vielen Einzelkomponenten einen erhöhten Fertigungsaufwand bedeuten, der zu höheren Kosten führt.

Neben einem Demultiplexer wird auch ein Multiplexer benötigt. Am einfachsten kann ein

Multiplexer durch die Kaskadierung von Kopplern realisiert werden. Für POF Koppler bzw. Splitter sind einige Veröffentlichungen und Patente erhältlich: die Firma Codenell veröffentlicht 2002 ein Patent für einen 4×4 Sternkoppler zur Herstellung in Spritzguss [25]. Dabei wird nicht explizit auf die speziellen Eigenschaften einer POF eingegangen. Einen 8×8 Sternkoppler für POF meldete die Firma NEC 2000 als Patent an, der aber noch nicht auf dem Markt realisiert ist [26]. Ein $1 \times N$ Combiner ist schon auf dem Markt verfügbar und wird unter anderem von der Firma Ratioplast vertrieben. Allerdings weisen diese für den Systemeinsatz deutlich zu hohe Dämpfungen und Reflektionen auf (siehe [27]).

Es ist also festzuhalten, dass es keine massenmarkttauglichen Realisierungen für ein WDM-System über SI-POF gibt. Daher stellt dieses Forschungsvorhaben einen ersten Schritt zur Realisierung dieses Schlüsselbauelementes dar, welches eine kostengünstige Erhöhung der Bandbreite zum Ziel hat.

3 Simulationsprogramme

Aus Kapitel 2 sind schon viele Grundgleichungen zur Berechnung der Strahlenverläufe des Lichtes bekannt. Wie können nun diese Gleichungen sinnvoll umgesetzt werden, damit eine schnelle Berechnung mittels computergestützter Simulationsprogramme erfolgen kann? Es ist offensichtlich, dass die Berechnungen sehr schnell umfangreich und komplex werden, wenn nicht nur wenige Strahlen durch eine optisch wirksame Fläche geführt werden, sondern ein komplettes Strahlenbündel, welches unter Umständen aus Millionen von Strahlen besteht und komplexe Linsensysteme durchläuft. Es benötigt also einer systematischen Berechnungsvorschrift. Um ein noch tiefergehendes Verständnis für optische Simulationsprogramme zu erhalten, sei an dieser Stelle auf [28–31] verwiesen.

3.1 Mathematisches Modell optischer Simulationsprogramme

Im Jahr 1930 formuliert als erster T. Smith ein einheitliches mathematisches Modell. Es kommt allerdings erst um 1960 zur Anwendung, nachdem entsprechend leistungsfähige Computer zur Verfügung stehen (siehe auch [32]). Er fasst die Ausbreitung von Lichtstrahlen durch optisch wirksame Flächen als lineare Gleichung auf. Dies kann sehr einfach aus dem Brechungsgesetz mit paraxialer Näherung erfolgen, es wird also das Modell der geometrischen Optik angewendet:

$$\text{aus} \qquad n_1 \cdot \sin(\alpha_1) = n_2 \cdot \sin(\alpha_2) \qquad \text{wird} \qquad n_1 \cdot \alpha_1 = n_2 \cdot \alpha_2 \tag{3.1}$$

Ein beliebiger Strahl, der auf eine gekrümmte Oberfläche trifft, ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Dabei kann die Höhe des Strahls r an der Stelle x_1 wie folgt beschrieben werden:

$$r_1 = (x_1 - x_0)\alpha_0 + r_0 \tag{3.2}$$

Auch durch die Brechung selbst besteht ein linearer Zusammenhang an der Stelle x_1:

$$n_2\alpha_2 = n_1\alpha_1 - \frac{n_2 - n_2}{R_1} r_1 \tag{3.3}$$

Dabei ist $D = \frac{n_2 - n_2}{R_1}$ die Brechkraft der Kugeloberfläche. Es gilt weiterhin: $r_2 = r_1$ (siehe Abbildung 3.1).

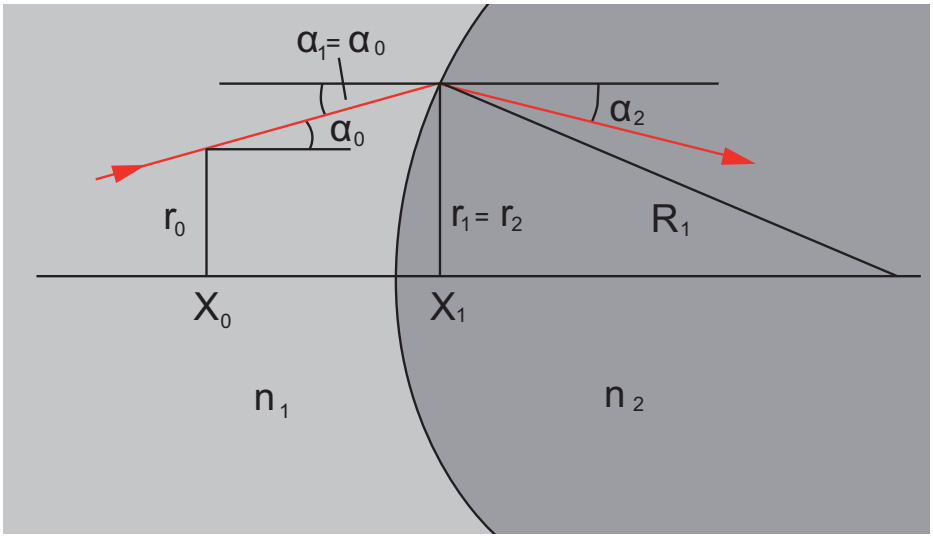


Abbildung 3.1: Brechung eines Lichtstrahls nach der Matrixmethode

Diese beiden Gleichungen 3.2 und 3.3 können in Matrizen geschrieben werden, die wie folgt aussehen:

$$\begin{pmatrix} n_1\alpha_1 \\ r_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{x_1 - x_0}{n_1} & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n_1\alpha_0 \\ r_0 \end{pmatrix} \tag{3.4}$$

$$\begin{pmatrix} n_2\alpha_2 \\ r_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -\frac{n_2 - n_1}{R_1} r_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n_1\alpha_1 \\ r_1 \end{pmatrix} \tag{3.5}$$

Es ergeben sich daraus also zwei 2×2 Matrizen. Aus Gleichung 3.4 folgt die sogenannte Translationsmatrix T und aus der Gleichung 3.5 folgt die Brechungsmatrix B. Diese Matrixschreibweise ermöglicht die Berechnung der Ausbreitung von Lichtstrahlen entlang optisch wirksamer Flächen durch eine Produktbildung der entsprechenden Matrizen. Dieses Verfahren stellt eine besonders vorteilhafte numerische Lösung für Linsensysteme dar und kann

somit sehr gut mit der Hilfe von Computern berechnet werden. Für weiterführende Erklärungen wird an dieser Stelle auf [33, Seite 369ff] und [34, Seite 275ff] verwiesen.

Ein Beispiel soll dieses Verfahren veranschaulichen:

Das Licht trifft aus einem Medium 1 kommend auf eine Linse mit Brechzahl n_2 und tritt anschließend in ein Medium 3, zu sehen in Abbildung 3.2.

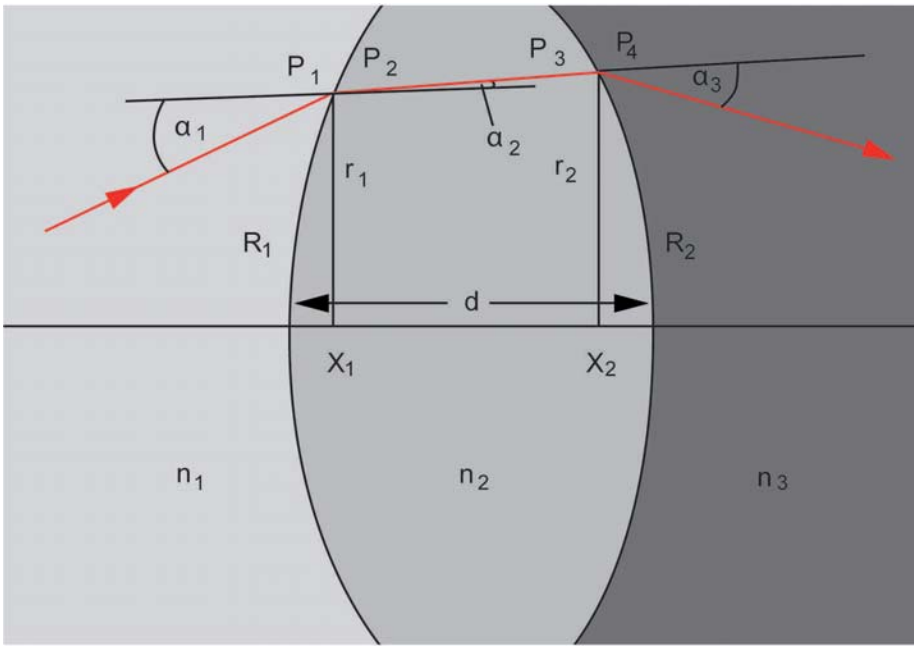


Abbildung 3.2: Beispiel für die Matrixmethode

Die zu Beginn relevanten Parameter sind: n_1, α_1, r_1. Diese werden nun Schritt für Schritt in die Endparameter n_3, α_3, r_3 umgerechnet. Die dazugehörige Gleichung lautet:

$$\begin{pmatrix} n_3\alpha_3 \\ r_3 \end{pmatrix} = B_2 \cdot T_{12} \cdot B_1 \begin{pmatrix} n_1\alpha_1 \\ r_1 \end{pmatrix} \tag{3.6}$$

Es sind also direkt Anfangs- und Endparameter miteinander verknüpft. Dies ist ein einfaches Beispiel, in dem das Prinzip der Matrizenanordnung gut erkennbar ist. Das Produkt aus Translations- und Brechungsmatrix wird entsprechend der Anzahl der Linsen länger. Aber selbst bei komplexen Linsensystemen bleiben die Rechenoperationen überschaubar. Dieses Grundprinzip stellt gleichzeitig die Grundlage für die Berechnung der Strahlführung in optischen Simulationsprogrammen dar (siehe dazu auch [35, Seite 32f]).

Es ist aber weiterhin anzumerken, dass diese linearen Gleichungen nur für die Gaußsche Optik zutreffen, d.h. unter Verwendung der paraxialen Näherung. Dies ist die Voraussetzung, damit die Taylorreihe für die Sinusfunktion des Snelliusschen Brechungsgesetzes nach dem ersten Glied abgebrochen werden kann.

Es ist daher in dieser Form nicht möglich, die Seidelschen Bildfehler zu berücksichtigen. Auch für Strahlen deutlich jenseits der optischen Achse sind diese linearen Näherungen nicht mehr vertretbar und die vorangegangenen Rechnungen müssten deutlich komplexer werden. Um allerdings mit dieser Methode nicht nur wenige Strahlen und Abbildungseigenschaften berücksichtigen zu können, werden Korrekturterme für die Computerberechnung verwendet, die die Softwareentwickler allerdings im Detail nicht angeben. Für einige Linsenformen, beispielweise Gradientenindex-Linsen oder speziell geformte asphärische Linsen, sind paraxiale Strahlverläufe nicht ausreichend und der Abbildungsraum wird durch sogenannte parabasale Strahlen - Strahlen, die schräg durch den paraxialen Abbildungsraum verlaufen - erweitert.

3.2 Grundlegende Konventionen optischer Simulationsprogramme

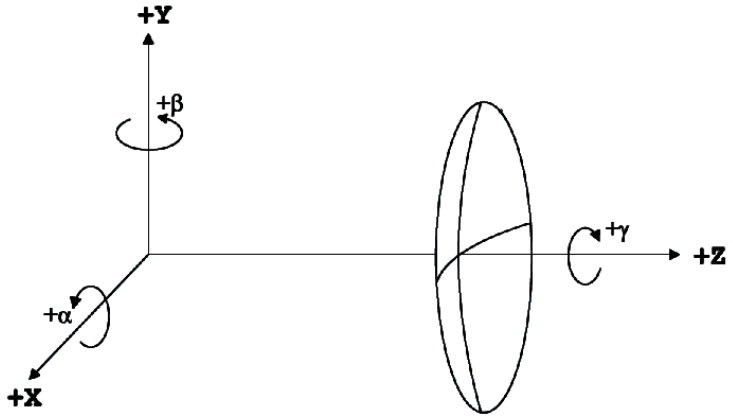


Abbildung 3.3: Konvention des Koordinatensystems in OpTaliX

Der Aufbau der Simulationsprogramme, die nach dem vorgestellten Raytracing (Strahlenverfolgungs-) Prinzip arbeiten, basiert auf der Abfolge von optisch wirksamen Flächen. Es ist also üblich, eine Linse durch zwei Flächen zu beschreiben. Um dieses zu bewerkstelligen, braucht es Konventionen. Viele Größen der technischen Optik sind in DIN 1335 festgehalten. Dazu zählt unter anderem die Festlegung von Vorzeichen und Achsenrichtungen. Dies wird hier stellvertretend für das in der vorliegenden Arbeit verwendete Simulationsprgramm

OpTaliX gezeigt. Dieses wird aber auch von bekannten Raytracing Simulationsprogrammen, wie Zemax[1], Code V[2] und Oslo[3] verwendet. In der Regel stimmt die positive Ausrichtung der z-Achse mit der positiven Richtung der optischen Achse überein. Darauf stehen senkrecht die x- und die y-Achse. Die Winkel um diese Achsen werden mit α, β, γ bezeichnet. Eine graphische Darstellung ist in Abbildung 3.3 zu finden. Liegt der Brennpunkt einer gewölbten Fläche in negativer Richtung auf der z-Achse, so ist der Krümmungsradius negativ und positiv, wenn der Brennpunkt sich rechts der Fläche befindet.

3.2.1 Surface Editor

Nachdem die Quellen durch Form, Anzahl, Position und Wellenlänge bestimmt sind (siehe dazu [36]), werden die optischen Flächen im Surface Editor eingetragen. Ein leeres Projekt besteht immer aus drei Flächen: die Ebene der Quellen OBJ, die Systemblende STO und die Bildebene IMG (siehe Abbildung 3.4).

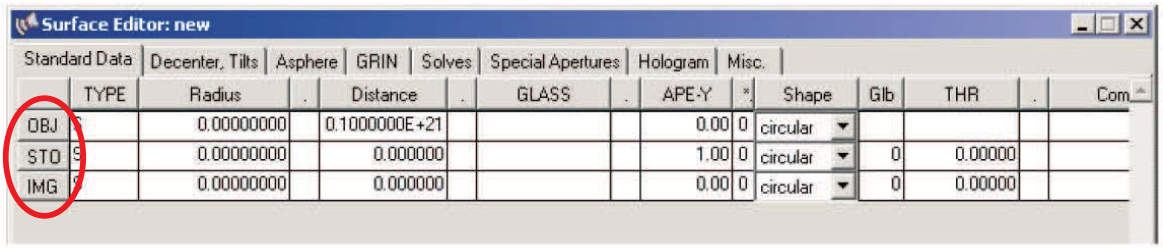


Abbildung 3.4: Leeres Projekt im Surface Editor

Von diesen Startflächen kann nur die Systemblende als optisch wirksam betrachtet werden. Die beiden anderen Flächen können nur in Position und Durchmesser variiert werden.

- In der Registerkarte „Standard Data“ werden die grundlegenden Beschreibungen der einzelnen Flächen getroffen.
- „Type“ legt fest, ob es sich um eine sphärische (S), asphärische (A), drehbare (D), spiegelnde (M) oder gitterstrukturierte (G) Fläche handelt. Diese Parameter sind soweit sinnvoll frei kombinierbar.
- Der „Radius“ beschreibt den Krümmungsradius der Fläche.

[1] Eingetragenes Warenzeichen der Firma Zemax Development Corp.
[2] Eingetragenes Warenzeichen der Firma Optical Research Associates.
[3] Eingetragenes Warenzeichen der Firma Sinclair Optics, Inc.

- „Distance“ gibt den Abstand zur nächsten Fläche an und
- in „Glass“ wird das Medium zwischen dieser und der nächsten Fläche festgelegt.
- „APE-Y“ gibt den halben Durchmesser der Fläche in y-Richtung vor.

Die weiteren Einstellmöglichkeiten in diesem Tab sind für die hier zu betrachtenden Aufbauten von untergeordneter Wichtigkeit.

In der nächsten Registerkarte

- „Decenter, Tilts“ kann jede Fläche, die mit dem Paramter D versehen wird, um alle drei Achsen gekippt und frei im Raum angeordnet werden. Dabei stellen die Unterpunkte:
  - „XDE“
  - „YDE“
  - „ZDE“

die Verschiebung der Fläche in die jeweilige Richtung der Achse dar.

- Die nächsten drei Unterpunkte:
  - „ADE“
  - „BDE“
  - „CDE“

bewirken eine Drehung um die entsprechenden Achsen.

Im Karteireiter „Aspheres“ können nach folgender Gleichung asphärische Flächen definiert werden, dies ist beispielsweise für den Prismenaufbau mit Parabolspiegel notwendig, siehe Kapitel 4.1.3.2:

$$z = \frac{ch^2}{1+\sqrt{1-(K+1)c^2h^2}} + A \cdot h^4 + B \cdot h^6 + C \cdot h^8 + D \cdot h^{10} + E \cdot h^{12} + ... \qquad (3.7)$$

Diese Gleichung 3.7 ist keine OpTaliX-spezifische Gleichung, sondern die allgemeine Grundgleichung für asphärische Strukturen. Dabei ist $h^2 = x^2 + y^2$ und K die konische Konstante. Diese beschreibt für bestimmte Wertebereiche, die daraus resultierenden asphärischen Flächen. Eine Übersicht der Kegelschnitte mit unterschiedlichen konischen Konstanten ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Mit den Variablen der Gleichung 3.7 können dann Korrekturterme höherer Ordnung beschrieben werden.

Der letzte Karteireiter, der aus dem Surface Editor eine Rolle spielt, ist:

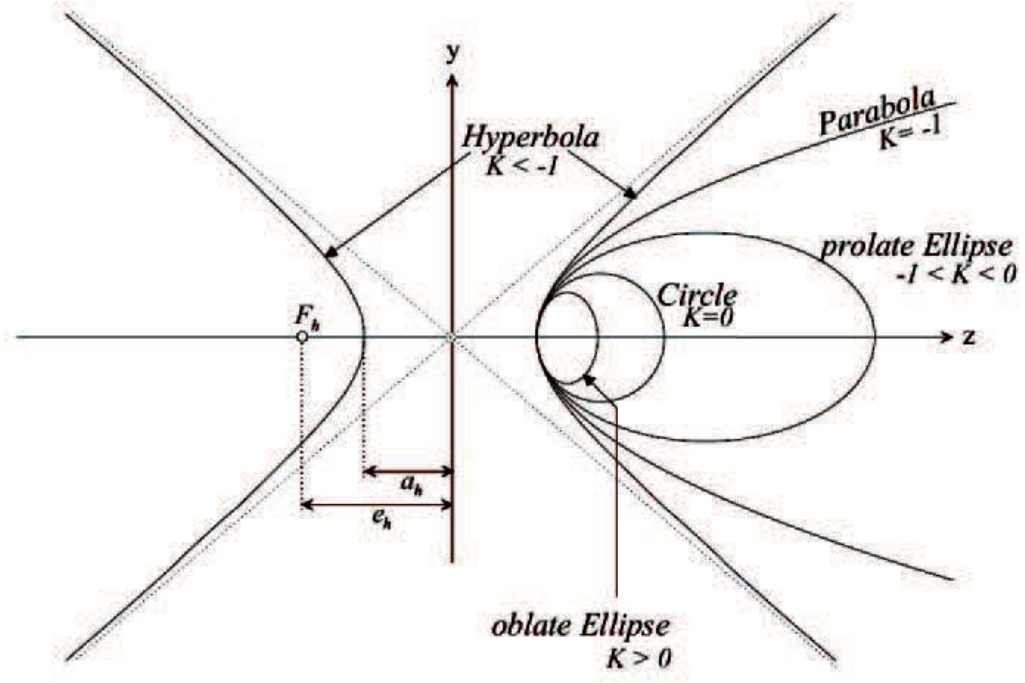


Abbildung 3.5: Darstellung der verschiedenen Kegelschnitte für unterschiedliche konische Konstanten

- „Hologram“. Bei diesem können auf Ebenen, die zusätzlich mit dem Parameter G versehen sind, Gitter aufgeprägt werden.

Es können die Form und die Liniendichte des Gitters festgelegt werden. Darüber hinaus muss auch die zu betrachtende Ordnung eingetragen werden. Aufgrund der Berechnungsvorschrift, die sich hinter diesen Optionen befindet, muss dieser Parameter gesetzt werden. Es wird weiterhin die Matrixmethode mit der Näherung erster Ordnung für Winkelfunktionen verwendet. Diese wird nur um die bekannten Gleichungen für Gitterstrukturen 2.2 erweitert. Die Strahlenausbreitung an der Gitterstruktur wird also nicht anhand der Wellenoptik berechnet, statt dessen werden einfach die entsprechenden Gleichungen auf jeden einzelnen Strahl angewendet. Daher muss für die Berechnung der weiteren Strahlführung auch die Beugungsordnung mit angegeben werden.

3.2.2 Stärken und Schwächen

An erster Stelle steht der Optikdesigner mit seiner Erfahrung. Die optischen Simulationsprogramme können nur unterstützend wirken. Von wesentlicher Bedeutung ist in diesem

Zusammenhang auch die kritische Beurteilung der Ergebnisse. Die Grenzen der Optikprogramme, die nach dem Raytracing Prinzip funktionieren, sind im Kapitel 3.1 vorgestellt. Die Berechnung der Strahlführung erfolgt mittels Matrizen, die auf der Linearisierung des Snelliuschen Brechungsgesetzes beruhen. Der Schwerpunkt der Programme liegt auf dem Design von Objektiven. In der Regel wird allerdings in Abhängigkeit des Objekt- und Bildfeldes ein bestehendes Grunddesign an die individuellen Bedürfnisse angepasst.

Dieser Grundsachverhalt muss berücksichtigt werden, wenn keine bildgebenden Optiken berechnet werden, sondern wie in dem vorliegenden Fall diese Simulationsprogramme für Elemente der optischen Nachrichtentechnik benutzt werden. Durch das mathematische Grundmodell gibt es einige Besonderheiten, die in der Anwendung dieser Programme für den ONT-Bereich zu beachten sind:

- So ist es bei Objektiven üblich, dass jede optische Fläche nur einmal durchlaufen wird, da diese sequentiell in einem Objektiv angeordnet sind.
- Weiterhin sind zwar spiegelnde Flächen implementiert, aber es ist immer zu beachten, dass der eigentliche Ursprung brechende Flächen sind.

Diese beiden Punkte können zu sehr unphysikalischen Strahlenwegsberechnungen führen. Es wird also jede Ebene sequentiell, das bedeutet in der Reihe wie sie in dem Surface Editor eingegeben sind, bearbeitet. Nach dem einmaligen Durchlaufen der Ebene, wird diese für weitere Berechnungen nicht berücksichtigt. Es kann daher vorkommen, dass Licht beim ersten Mal durch eine Linse physikalisch korrekt (im Rahmen des zugrunde liegenden Modells) berechnet wird, dann eine Strahlenumlenkung erfolgt und beim zweiten Durchlaufen diese Linse keinen Einfluss mehr auf die Lichtstrahlen hat. Diese verlaufen dann ohne Umlenkung durch diese Linse, was zweifelsfrei falsch ist. Andersherum kann es passieren, dass bei einem Spiegel die Strahlen nicht reflektiert, sondern gebrochen werden, wenn die nächste zu erreichende Ebene direkt hinter dem Spiegel positioniert ist.

Der Optikdesigner muss also die Grenzen dieser Optikprogramme kennen und schon einen sinnvollen Grundaufbau als Ausgangspunkt in den Surface Editor eintragen. Dieser Grundaufbau wird im Allgemeinen mit Papier und Bleistift erstellt, bevor der Computer bemüht wird.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Optimierung: Dies ist ein wichtiges Werkzeug zur richtigen Anpassung von bestimmten Größen. So können in den Simulationsprogrammen Größen wie Krümmungsradius, Abstand, Drehwinkel und andere für jede Ebene für die Optimierung variiert werden. Jedoch ist auch hier der richtige Grundaufbau entscheidend, um ein optimales Ergebnis zu erzielen. Wenn der Grundaufbau nicht gut durchdacht ist, kann die Opti-

mierungsroutine kein gutes Ergebnis liefern. Im schlimmsten Fall kann sogar der Aufbau in eine völlig falsche Richtung optimiert werden und besitzt anschließend wesentlich schlechtere Eigenschaften. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 3.6 illustriert. Wenn nicht der korrekte Startpunkt gewählt wird, kann auch nicht der korrekte Endpunkt erreicht werden.

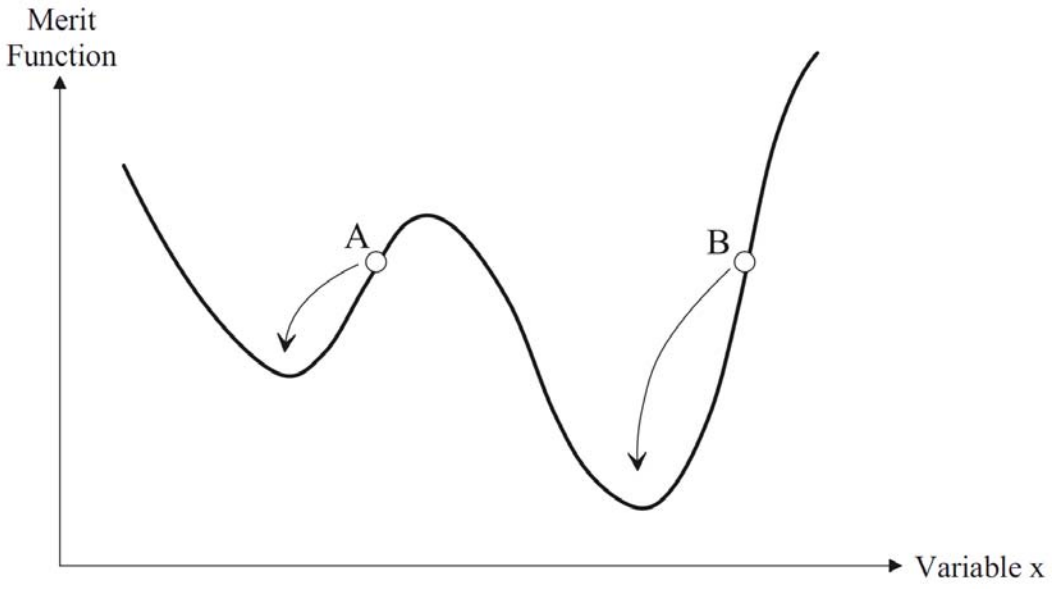


Abbildung 3.6: Wahl des richtigen Startpunktes für die Optimierung

Abschließend lässt sich festhalten, dass diese optischen Simulationsprogramme eine große Hilfe zur schnellen Berechnung und Optimierung von optischen Systemen darstellen. Es ist aber nur ein beschränktes Hilfsmittel für den Optikdesigner, vergleichbar mit einem guten Taschenrechner. Der Designer muss stets überprüfen, ob die gelieferten Ergebnisse realistisch sind, was nur mit sehr viel Fachwissen und Erfahrung gelingen kann.

3.3 Analyseverfahren

Neben der Konstruktion und Optimierung von optischen Aufbauten spielt die Bewertung der Leistungsfähigkeit eine entscheidende Rolle. Zu diesem Zweck stellen die Optikprogramme unterschiedliche Analysefunktionen zur Bewertung des optischen Systems zur Verfügung. Es reicht von einfachen Analysefunktionen, die die geometrische Optik als Grundlage zur Berechnung verwenden bis zu komplexen wellenoptischen Analysemethoden.

3.3.1 Geometrische Analysemethoden

Die anschaulichste und einfachste Darstellungsform der Bildebene ist das Spot-Diagramm. Dies wird auch häufig in Kapitel 4 zur Analyse der optischen Aufbauten verwendet. Durch die Definition der Lage der Bildebene im Surface Editor ist die Betrachtungsebene für diese Analysefunktion festgelegt. Es werden in dieser Ebene Strahldurchstoßpunkte dargestellt, die von der Software durch den optischen Aufbau gesendet werden. Diese sind statistisch verteilt und können in ihrer Anzahl festgelegt werden. Da es sich um eine rein geometrisch-optische Darstellungsform handelt, können keine Rückschlüsse auf Intensitäten erfolgen. Allerdings sind mit etwas Erfahrung Rückschlüsse auf bestimmte Typen von Bildfehlern möglich.

Beispielsweise weist ein Spot-Diagramm, welches eine stark langgestreckte Form in einer Dimension aufweist (dargestellt ist der x-/y-Schnitt der Bildebene), auf ein optisches System hin, welches mit Astigmatismus behaftet ist. Fokuspunkte, die eine Schweifform besitzen, weisen auf eine Koma hin.

Idealerweise besitzt ein optimiertes System einen möglichst kleinen Fokuspunkt. Dieser ist aber in den seltensten Fällen ein unendlich kleiner Punkt. Er besitzt meistens eine gewisse Ausdehnung. Um diese Ausdehnung bewerten zu können, ist es zusätzlich möglich, das Airy-Scheibchen beim Spot-Diagramm einzublenden. Diese wellenoptische Größe beschreibt die Beugungsgrenze eines optischen Systems und wird durch den Öffnungswinkel θ unter Zuhilfenahme der nachfolgenden Gleichung berechnet:

$$d = 1{,}22\frac{\lambda}{NA} \qquad \text{mit} \qquad NA = n \cdot \sin(\theta) \tag{3.8}$$

Durch das Airy-Scheibchen ist nun die Optimierungsgrenze bekannt. Unterhalb des Durchmessers d des Scheibchens ist eine sinnvolle Optimierung nicht möglich, da die Beugung immer den Fokuspunkt aufweitet. Andererseits ist ein System beugungsbegrenzt, wenn alle Strahlendurchstoßpunkte innerhalb des Airy-Scheibchens liegen. Um dies zu verdeutlichen, ist im Folgenden die Berechnung eines Doppelgaußobjektivs dargestellt (Abbildung 3.7).

Das zugehörige Spot-Diagramm ist in 3.8 dargestellt. Im Spot-Diagramm sind drei Graphen zu erkennen, die mit jeweiligen Strahlen aus der zweidimensionalen Darstellung 3.7 korrespondieren. Sie unterscheiden sich im Öffnungswinkel (0°, 16° und 23°), dieser ist oberhalb des jeweiligen Graphen angegeben. Weiterhin ist in der Mitte jeder Darstellung ein kleiner schwarzer Kreis zu erkennen, wobei es sich um das Airy-Scheibchen handelt. Dieser Aufbau ist also nicht beugungsbegrenzt. Es ist auch zu erkennen, dass die Form des Fokuspunktes mit zunehmendem Öffnungswinkel stärker von einer idealen runden Form abweicht. Die

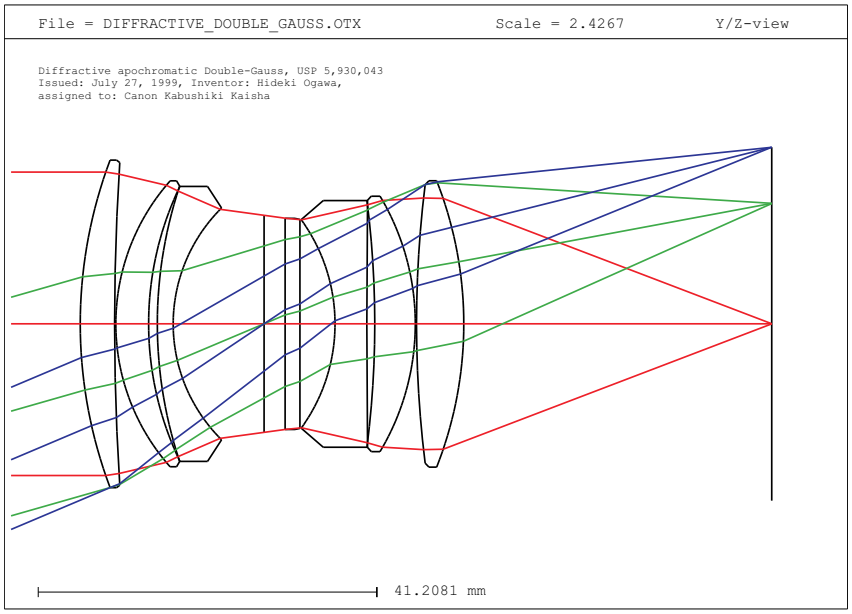


Abbildung 3.7: Zweidimensionale Darstellung des Doppelgaußobjektivs

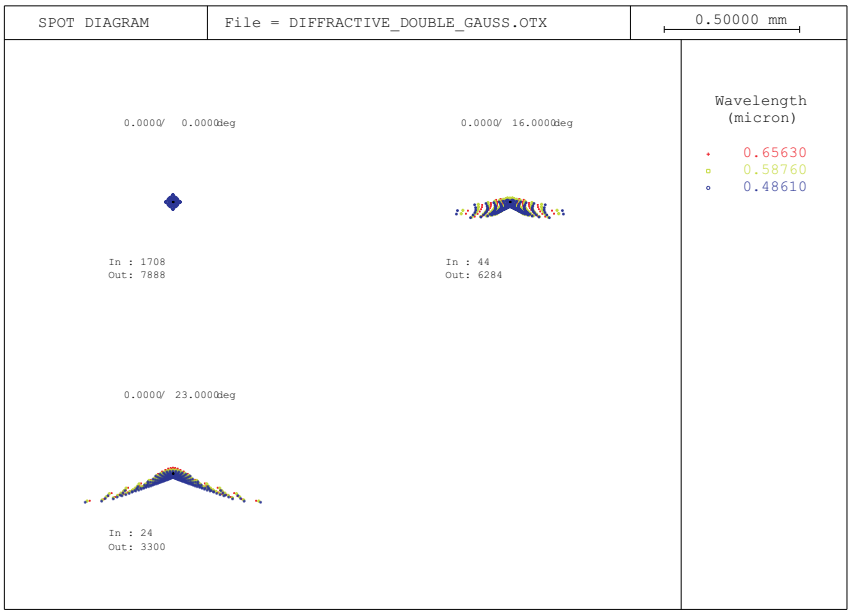


Abbildung 3.8: Spot-Diagramm des Doppelgaußobjektivs

dargestellte Form ist stark langgezogen und weist daher auf astigmatische Bildfehler hin. Weiterhin ist sie leicht nach unten gebogen, das könnte ein Hinweis auf Koma sein. Das ist auch durchaus anzunehmen, da Koma ein Asymmetriefehler ist und daher bei dieser

asymmetrischen Anordnung von Linsen auftreten kann.

Dem Ray-Intersection-Plot liegt die gleiche analytische Methode wie dem Spot-Diagramm zugrunde. Allerdings werden die verschiedenen Öffnungswinkel nicht in unterschiedliche Diagramme gezeichnet, sondern alle komplett in einem Diagramm abgebildet. Damit ist es möglich, die einzelnen Fokuspunkte bemaßt in ihrer Lage zueinander zu untersuchen. Diese Methode ist nicht nur auf die Bildebene beschränkt, sondern kann auf alle Ebenen des Systems angewendet werden. Eine Abbildung des Ray-Intersection-Plot für die Bildebene ist in 3.9 dargestellt. Weiterhin ist es möglich, die Anzahl der Strahldurchstoßpunkte abzulesen. Diese betragen in dem Fall 1201 Punkte.

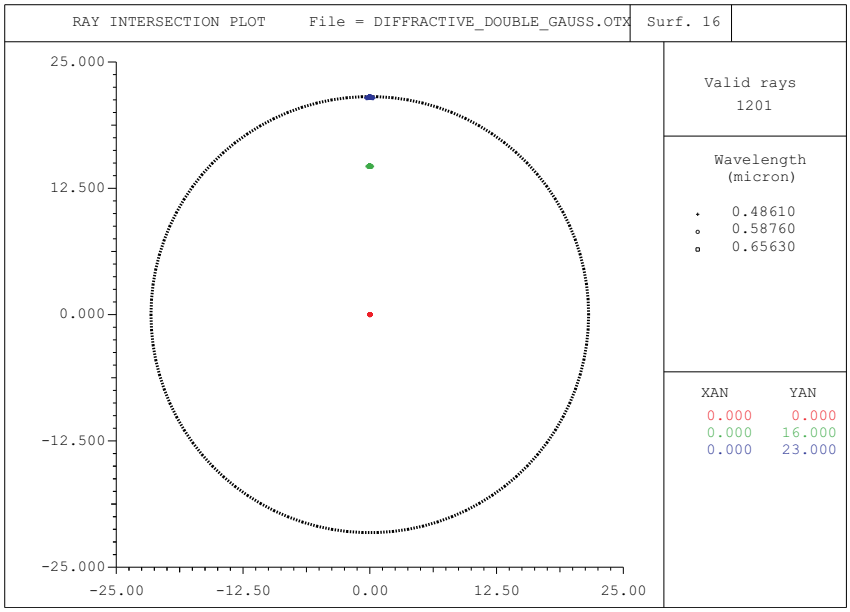


Abbildung 3.9: Ray-Intersection-Plot des Doppelgaußobjektivs

Um nun nicht nur quantitative Aussagen zu treffen, sondern auch qualitative, wird meist das Queraberrationsdiagramm verwendet (abgekürzt mit TRA, Englisch: Transverse Ray Aberration). Als Maßstab wird die Eintrittspupille gewählt, siehe dazu [33, 37]. Gegen sie wird die laterale Abweichung der Durchstoßpunkte in der Bildebene vom Sollpunkt aufgetragen und das für die senkrecht aufeinanderstehenden meridionalen (tangentialen) und sagittalen Ebenen. Dies geschieht für jede definierte Quelle und im vorliegenden Fall für die drei verschiedenen Öffnungswinkel. Das zum Doppelgaußobjektiv gehörige TRA ist in Abbildung 3.10 zu sehen.

Es ist zu erkennen, dass für den achsenparallelen Strahl (Öffnungswinkel 0°) die Abweichungen in beiden Ebenen sehr gering ausfallen. Sie gleichen schon näherungsweise einem idealen

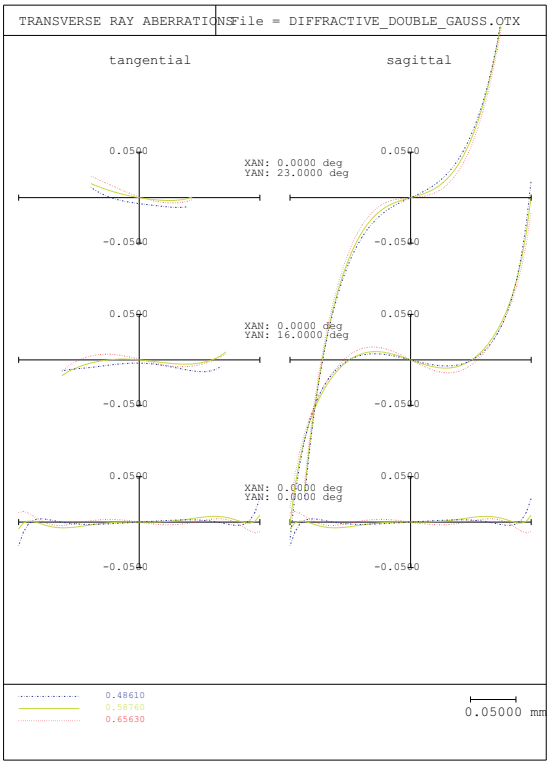


Abbildung 3.10: Queraberrationsdiagramm (TRA) des Doppelgaußobjektivs

Fokuspunkt. Bei diesem wären die eingezeichneten Linen genau auf der Abszisse zu finden. Dies kann auch schon dem Spot-Diagramm entnommen werden. Für die größeren Öffnungswinkel zeichnen sich auch keine wesentlichen Abberationen in der tangentialen Ebene ab. Dies sieht im saggitalen Schnitt anders aus. Dort zeigen sich typische Verläufe für Fokuspunkte mit Bildfehlern. Beim mittleren Diagramm zeigt sich ein Verlauf, der einer Funktion entspricht, die einen starken Anteil der dritten Potenz enthält, welches auf Astigmatismus hinweist. Die zweite Potenz wäre Koma und die erste Potenz entspricht einer Defokussierung. Diese Komponente ist im mittleren Graphen auch zu finden, eine Komaverzerrung ist allerdings nicht zu erkennen. Ähnlich sieht es aus für den größten Öffnungswinkel von 23°. Hier zeigen sich auch starke astigmatische Bildfehler. Allerdings liegt hier keine Defokussierung vor. Wäre das der Fall, wäre das ein Zeichen für eine ausgeprägte Petzvalsche Bildfeldwölbung. Durch die Skalen ist also eine quantitative Aussage der Abweichung des Bildpunktes vom Idealwert möglich. Wichtig ist dabei auch die Skalierung der Achsen. Es ist zu erkennen, dass die Ordinate mit 0,05 mm aufgetragen ist, was bedeutet, dass das Objektiv schon sehr gut bildfehlerkorrigiert ist.

Um nun die Bildfehler in der tangentialen Ebene weiter zu untersuchen, kann ein noch

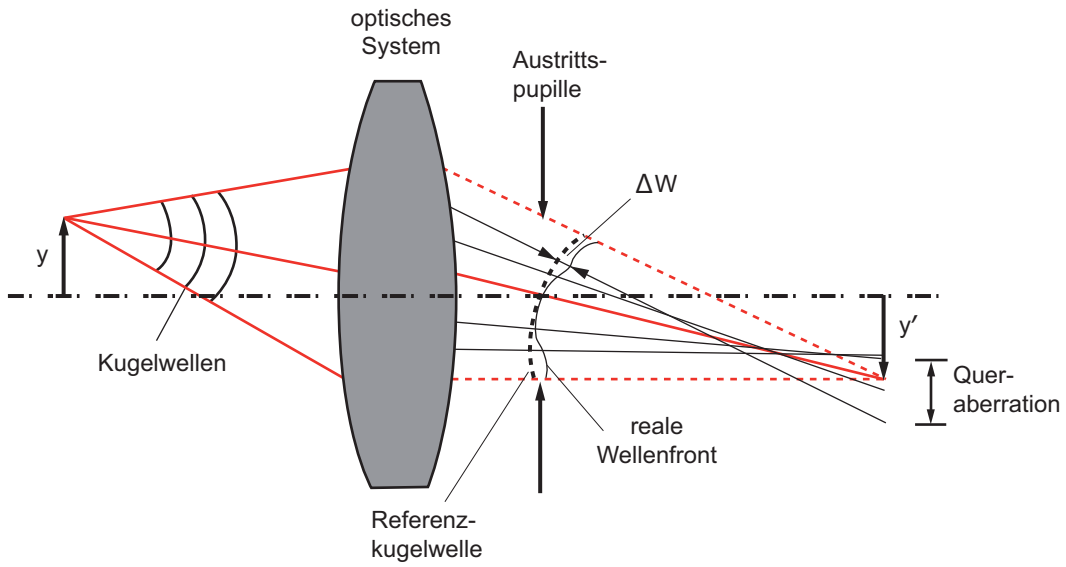


Abbildung 3.11: Prinzipskizze für die Wellenaberration

empfindlicheres Analysewerkzeug verwendet werden: die Wellenaberration (Englisch: Optical Path Difference oder abgekürzt OPD). Auch wenn der Name anderes vermuten lässt, handelt es sich immer noch um ein rein geometrisches Analyseverfahren. Es wird lediglich ein Lichtstrahl als Flächennormale betrachtet und mit diesem eine ideale Kugelwelle gebildet. Dafür wird im Allgemeinen der Objektraum betrachtet und mit der realen Wellenausbreitung verglichen. Die reale Wellenausbreitung ergibt sich aus den durch das System gesendeten Strahlen zum gleichen Zeitpunkt, an dem mit dem Referenzstrahl die ideale Kugelwelle gebildet wird. Eine Möglichkeit zur Festlegung des Referenzstrahles wäre der Hauptstrahl der Austrittspupille, siehe dazu auch [33]. Dieses Vorgehen ist in Abbildung 3.11 festgehalten.

Diese beiden Wellen liegen auf dem Referenzstrahl übereinander und es können sich bei den restlichen Strahlen Wegdifferenzen ergeben. Die Differenz $\triangle W$ wird in der OPD dargestellt. Die Aufteilung und die Abszisse werden dabei von der TRA übernommen. Für das vorliegende Beispiel ist die OPD in 3.12 dargestellt. Üblicherweise wird die Ordinate mit den Wellenlängen skaliert. Es ist deutlich zu erkennen, dass diese Analyse wesentlich empfindlicher ist als die TRA, im sagittalen Schnitt können nur noch starke undifferenzierbare Abweichungen für größer werdende Öffnungswinkel wahrgenommen werden. Allerdings sind

die Abweichungen von der Idealform im tangentialen Schnitt gut zu erkennen. Sie nehmen erwartungsgemäß mit größer werdendem Öffnungswinkel zu. Es ist also immer sinnvoll, erst einen Blick auf die TRA zu werfen, bevor die OPD betrachtet wird.

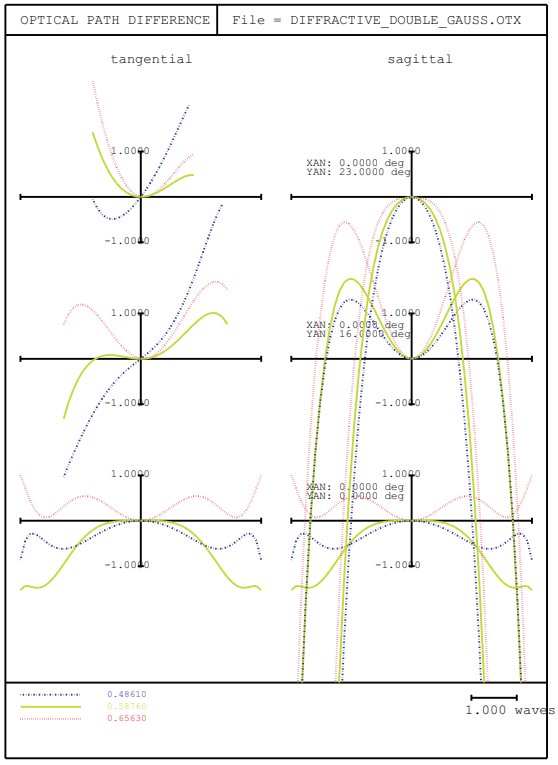


Abbildung 3.12: Wellenaberration (OPD) des Doppelgaußobjektivs

Zur Vollständigkeit soll noch die Modulationsübertragungsfunktion (aus dem Englisch: (Geometric) Modulation Transfer Function oder abgekürzt (G)MTF) aufgeführt werden. Diese wird in der vorliegenden Arbeit nicht verwendet, ist aber ein wichtiges Analysewerkzeug für bildgebende Optiken. Sie bietet für diese Art von Optiken eine entscheidende Größe für die Darstellungsqualität. Sie stellt ein Maß für das Auflösungsvermögen dar, in dem abwechselnd helle und dunkle Streifen übertragen und in der Bildebene untersucht werden. Dabei wird die Feinheit der Struktur mit der Frequenz ω erhöht. In der Betrachtungsebene wird nun der Kontrast (die Modulation) K für die hellen und dunklen Bereiche mithilfe der folgenden Gleichung untersucht, dabei ist I_{max} die Intensität der hellen Bereiche und I_{min} die Intensität der dunklen Bereiche:

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{3.9}$$

In der MTF wird nun auf der Abszisse die Ortfrequenz ω und auf der Ordinate der Kontrast K aufgetragen. Dieser ist auf $K = 1$ normiert, das wäre der Kontrast in der Objektebene. Dieser Wert kann unter realen Bedingungen nicht erreicht werden, so dass sich die Werte im Bereich von $K = 0$ bis $K < 1$ befinden. Eine prinzipielle Darstellung ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Durch Beugungseffekte ergibt sich eine obere Grenzfrequenz ω_{CutOff}. Mit diesem Analysewerkzeug ist also eine Möglichkeit gegeben, die Abbildungsleistung zu bewerten. Allerdings sind keine Rückschlüsse auf Bildfehler möglich, so dass diese Analyse nur ergänzend verwendet werden kann.

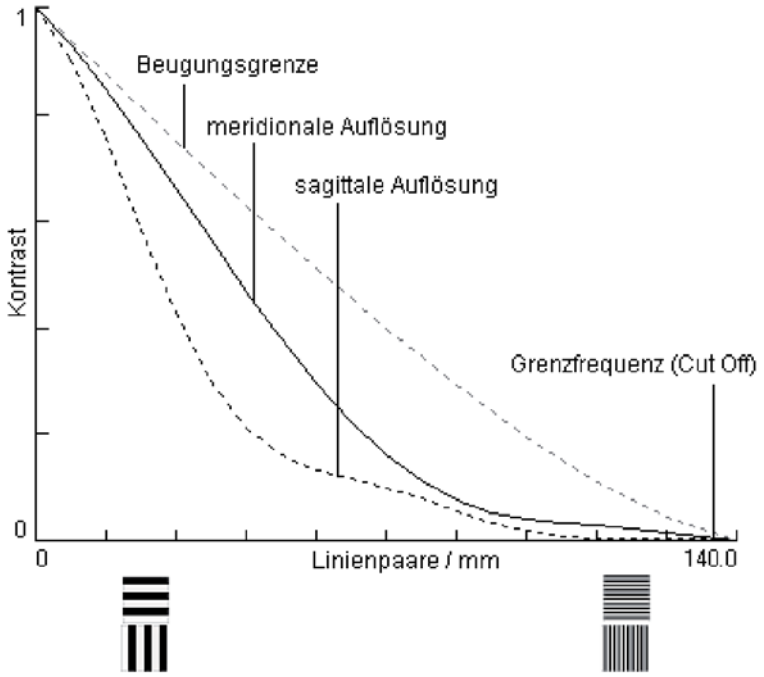


Abbildung 3.13: Prinzipielle Darstellung der Modulationsübertragungsfunktion

3.3.2 Wellenoptische Analysemethoden

Neben der großen Anzahl an geometrisch optischen Analyseverfahren gibt es auch noch ein Analyseverfahren, welches auf das wellenoptische Modell zurückgreift: die sogenannte Punktbildfunktion (Englisch: Point Spread Function oder kurz: PSF). Ein System muss wellenoptisch untersucht werden, wenn die Fokuspunkte der Bildebene sehr klein sind und sich im Bereich der Beugungsgrenze befinden. Vorher sind die schon vorgestellten Analysewerkzeuge im Allgemeinen ausreichend. Ein Bildpunkt kann nie unendlich klein werden, wie es beim Spot-Diagramm im Idealfall angezeigt wird. Es umschließen ihn immer Beugungsringe.

Ein idealer Bildpunkt weist einen hellen Punkt in der Mitte auf und wird alternierend von dunklen und hellen konzentrischen Kreisen umgeben. Diese gehorchen der Besselfunktion erster Ordnung. Diese Form der Bildpunkte kann in den Simulationsprgrammen dreidimensional dargestellt werden. In Abbildung 3.14 ist ein perfekter Bildpunkt (links) und ein mit Bildfehlern behafteter Bildpunkt (rechts) gezeigt.

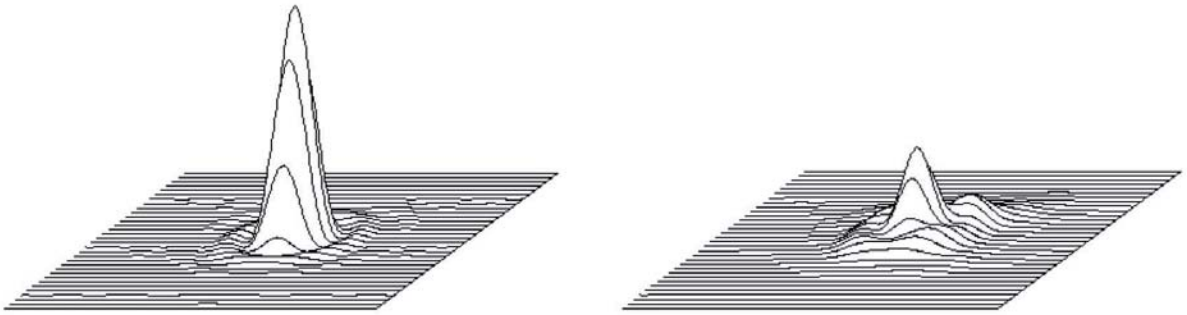


Abbildung 3.14: Punktbildfunktion (links: ideal, rechts: fehlerbehaftet)

Diese ideale Form des Bildpunktes kann durch Bildfehler gestört werden und weicht dann zum Teil sehr stark vom Idealbild ab. Um dieses auch quantitativ zu erfassen, wird die Strehlsche Definitionshelligkeit (SDH) eingeführt. Sie hat für den idealen Fall den Wert SDH= 1 und ist wie folgt definiert:

$$SDH = \frac{I_{max,real}}{I_{max,ideal}} \tag{3.10}$$

Dieser Wert wird häufig bei optischen Geräten angegeben. Ein Wert von SDH> 0,8 gilt als beugungsbegrenzt und eine weitere Optimierung des Aufbaus ist dann nicht mehr möglich.

Dem Optikentwickler ist also eine große Anzahl von Analysewerkzeugen gegeben, die alle ihre Stärken und Schwächen aufweisen. Es liegt letztendlich am Designer, die richtigen Schlüsse aus den Analysen zu ziehen. Dafür braucht es, wie schon mehrfach erwähnt, das Wissen des mathematischen Modells, seiner Grenzen und sehr viel Erfahrung. Die Optikprogramme sind eine gute Hilfe, können aber den Optikdesigner nie ersetzen, siehe dazu auch [38, 39].

4 Experimentelle Realisierung

In diesem Kapitel werden die in der experimentellen Arbeit erreichten Ergebnisse dargestellt. Aufgrund der schon dargelegten physikalischen Unterschiede zwischen einer GOF und der hier untersuchten POF, ist es notwendig, die Komponenten für ein optisches POF-Netzwerk neu zu entwickeln. Dabei wird in der Arbeit ein besonderes Augenmerk auf die Verteilung der zu übertragenden Daten und die Erhöhung der Bandbreite gelegt.

4.1 Prismenspektrometer

Stand der Technik bei der Datenübertragung über die Standard-POF (Step Index, 980 μm Kerndurchmesser) ist die Verwendung eines Kanals, meist angesiedelt im roten Wellenlängenbereich bei 650 nm, da dort günstige Sender und Empfänger aus dem Consumer Bereich, beispielsweise aus CD-Spielern, erhältlich sind. Das zur Verfügung stehende Bandbreiten-Längen-Produkt wird dadurch nur zum Teil ausgenutzt. In der Glasfasertechnik im Infraroten wird das Wellenlängenmultiplexverfahren (WDM) seit langem verwendet, um die Bandbreite der zu übertragenden Daten um ein Vielfaches zu erhöhen. Diese im Glasfaserbereich etablierte Technik soll prinzipiell auf die POF und ihr Übertragungsfenster, den sichtbaren Wellenlängenbereich, übertragen werden, um eine Erhöhung der Bandbreite der POF zu realisieren.

Um die Bandbreite der Datenübertragung mittels des WDM-Verfahrens zu erhöhen, werden die zu übertragenden Daten auf verschiedene Wellenlängen aufgeteilt. Dies geschieht durch Quellen mit unterschiedlichen Wellenlängen. Ziel ist die Zusammenführung der Daten aus den Quellen, das Übertragen dieser Daten über eine POF und das anschließende trennen. Die Datenrate nimmt bis zum Erreichen des Bandbreiten-Längen-Produktes durch jede zusätzliche Quelle bzw. jeden Kanal multiplikativ zu. Das Zusammenführen kann durch 3 dB Koppler und das Kaskadieren dieser unter hohen Koppelverlusten erfolgen, das Trennen der Informationen ist erheblich komplexer.

Die POF emittiert das Licht unter einem Gesamtöffnungswinkel von 60°, NA= 0,5. Dieses stark divergente Lichtbündel, welches die zu übertragenden Informationen beinhaltet, wird zur Rückgewinnung der einzelnen Signale fokussiert. Zusätzlich werden die unterschiedlichen

Wellenlängen räumlich auseinander geführt. Diese beiden Aufgaben muss ein Demultiplexer stets erfüllen, siehe Kapitel 2.3.

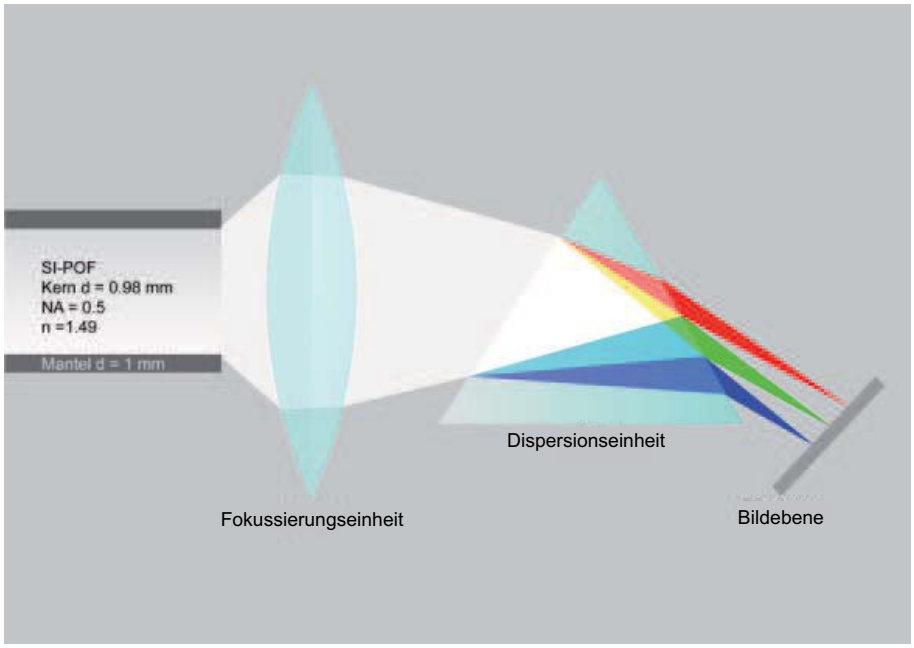


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Demultiplexers in Prismenspektrometerbauform

Der Grundaufbau eines Prismenspektrometers dient als Grundlage zur Entwicklung eines Demultiplexers. Dieser Spektrometertyp ist hinlänglich bekannt und wird in Kapitel 2.2.1 beschrieben. Auch neuere Arbeiten gehen auf dieses Prinzip zurück (siehe [40,41]). Ein Prinzipaufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Dabei übernimmt die eingezeichnete bikonvexe Linse die Funktion, das Lichtbündel zu fokussieren. Das Dispersionsprisma erlaubt eine wellenlängenselektive Aufteilung der Farben, da $n = f(\lambda)$.

Um von diesem Grundprinzip zur ersten Realisierung zu kommen, sind allerdings fundamentale Veränderungen notwendig. Im Vordergrund steht dabei die komplette Übertragung der Lichtenergie vom Ausgang der POF zur Bildebene. Ein Verlust von Energie ist gleichbedeutend mit einer Erhöhung der Dämpfung des Bauteiles, dies gilt es zu minimieren. Das unterscheidet den Ansatz dieses Demultiplexers in Prismenspektrometerbauform von allen anderen Spektrometeraufbauten zur Analyse des Spektrums. Bei diesen ist die Dämpfung des Lichtes im Bauteil nicht entscheidend, solange die einzelnen Wellenlängen detektierbar bleiben. Dabei spielt weiterhin die Zeit eine untergeordnete Rolle, so dass eine Integration über einen längeren Zeitraum möglich ist. Daher wird bei diesen Typen von Spektrometern in der Regel ein zweidimensionaler Aufbau gewählt, der eine einfachere Herstellung und Integration erlaubt. Allerdings würde ein solcher Aufbau bei einer Polymerfaser mit so hoher

NA und als Übertragungselement in der optischen Nachrichtentechnik viel zu hohe Dämpfungswerte verursachen. Daher wird bei der Entwicklung angestrebt, möglichst die komplette Energie zu führen, was durch einen dreidimensionalen Ansatz gewährleistet werden kann. Im Folgenden wird auf die Eigenschaften der Einzelkomponenten eingegangen.

4.1.1 Fokussierungseinheit

Aus der großen NA resultiert ebenso eine große Divergenz des Lichtbündels. Wenn das Lichtbündel zu stark auseinanderläuft (divergiert), ist es mit einer einfachen Linsenanordnung ohne erhebliche Bildfehler nicht möglich, die Strahlen wieder zu bündeln. Daher wird schon direkt hinter der Faser das Licht aufgefangen. Bei einer einzelnen Linse muss die Refraktivität groß genug sein, um das komplette Strahlenbündel zu fokussieren. Die Linse muss also sämtliche stark auseinanderlaufenden Strahlen so umlenken, dass diese gebündelt werden. Diese hohe Refraktivität führt zu starken monochromatischen Aberrationen. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, die Brechkraft auf zwei Linsen aufzuteilen. Auch die Form der Linse hat eine entscheidende Wirkung auf die Bildfehler. Eine bikonvexe Linse erzeugt zu starke Aberrationen, daher ist eine Veränderung der Form sinnvoll. Als erster Ansatz werden in dieser Arbeit zwei plan-konvexe Linsen verwendet.

Um die Unterschiede der einzelnen Linsenformen zu verdeutlichen, geht folgender Absatz genauer auf die sphärische Aberration ein.

Ausgehend von dem Gaußschen Abbildungsmodell und der Abbeschen Invariante Q (siehe dazu [33]) ergibt sich eine bildseitige paraxiale Schnittweitengleichung s' von:

$$s' = r\frac{n'}{n'-1} = f' \tag{4.1}$$

Dabei trifft das Licht aus dem Unendlichen ($f = \infty$) auf eine sphärisch gewölbte Kugelfläche mit dem Brechungsindex n'. Diese paraxiale Schnittweitengleichung gilt nur für Strahlen, die sich nahe der optischen Achse befinden. Wird nun dieser Bereich geöffnet und es kommen zusätzlich achsenferne Strahlen hinzu, wie es bei einem stark divergenten Lichtbündel der Fall ist, so muss auch diese Gleichung erweitert werden. Dabei ist die Entfernung h des achsenparallelen Einfallsstrahls von der optischen Achse ein wichtiger Parameter, der die bildseitige Schnittweite beeinflusst. Diese errechnet sich dann zu:

$$s' = r + \frac{h}{n'\sin(\sigma')} \qquad \text{mit} \qquad \sigma' = \arcsin(\frac{h}{r}) - \arcsin(\frac{h}{n'r}) \tag{4.2}$$

Sie ist also abhängig von der Einfallshöhe h: Steigt diese an, wird die bildseitige Schnittweite kleiner. Die paraxiale Schnittweitengleichung 4.1 ergibt sich dabei als Näherung, wenn $h \to 0$ und $\sigma' \to 0$ laufen und damit die Argumente der Winkelfunktionen gleich den Argumenten gesetzt werden können.

Um nun eine Einschätzung für die Veränderung der Schnittweite zu erhalten, sei ein Beispiel genannt: dabei wird Licht von Luft auf eine sphärische Kugelfläche geführt, die aus N-BK7 besteht und eine Brechzahl $n'_d = 1{,}5168$ aufweist. Der Radius der Kugelfläche beträgt $r = 100\,\text{mm}$. Bei einer Einfallshöhe von $h = 0{,}1\,\text{mm}$ (also im paraxialen Gebiet) ergibt sich eine bildseitige Schnittweite von $s' = 293{,}515\,\text{mm}$. Dieser Wert würde auch aus dem Gaußschen Abbildungsmodell resultieren. Daher beschreibt dieser Wert auch die Gaußsche Bildebene. Wenn nun die Einfallshöhe vergrößert wird und der paraxiale Strahlenraum verlassen wird, ergibt sich eine verkürzte bildseitige Schnittweite. Für $h = 40\,\text{mm}$ errechnet sich die bildseitige Schnittweite zu $s' = 282{,}952\,\text{mm}$. Diese ist gegenüber dem paraxialen Wert um $\triangle s' = 10{,}563\,\text{mm}$ verkürzt.

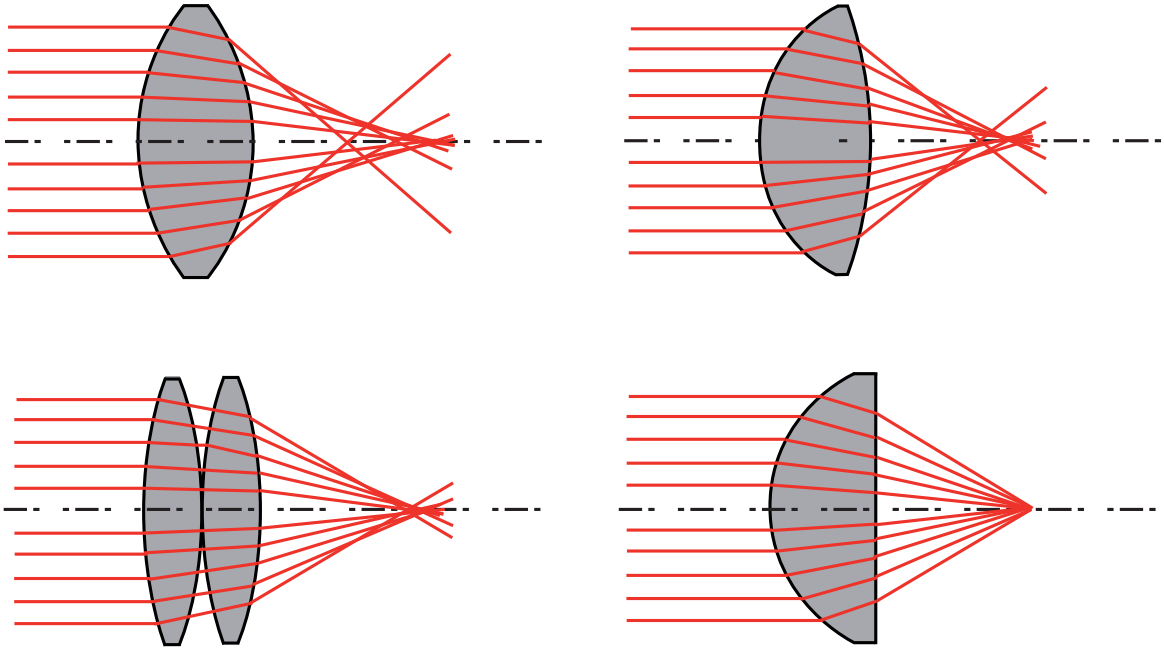


Abbildung 4.2: Optimierung der Linsenform zur Kompensation der sphärischen Aberration

Es liegt also kein einheitliches Punktbild vor, sondern ein langgestrecktes Bild. Dieser Effekt wird umso so größer, je weiter sich die Strahlen von der optischen Achse entfernen. Grund dafür ist die Krümmung der Kugeloberfläche. Daher wird dieser Bildfehler sphärische Aberration genannt. Er wird fälschlicherweise auch Öffnungsfehler genannt, hat aber mit der Öffnung eines optischen Systems nichts gemeinsam.

Dieser Fehler kann minimiert werden, in dem die Oberflächenkrümmung der Kugeloberfläche angepasst wird. Wird anstelle einer sphärischen Krümmung eine asphärische Krümmung verwendet, so kann dieser Bildfehler behoben werden. Gleiches gilt auch für Linsen, die aus zwei Kugeloberflächen bestehen und somit das Licht zweimal brechen. Dieser Effekt wird damit noch verstärkt. Besonders stark tritt dieser Bildfehler bei bikonvexen Linsen auf, wobei zu erkennen ist, dass die wesentliche Strahlumlenkung zur Fokussierung eines Achsparallelbündels schon an der ersten Linsenfläche erfolgt. Um diesen Fehler zu minimieren, ist es hilfreich, eine Linsenform zu wählen, welche die Brechkraft gleichmäßig auf die Vorderseite und Hinterseite der Linse verteilt und damit unterschiedliche Radien aufweist. Diese Linsenart wird *Linse bester Form* genannt. Desweiteren kann auch das Material geändert werden. Wenn ein Material gewählt wird, welches eine niedrigere Brechkraft aufweist, so tritt dieser Fehler weniger stark auf. Um nun die gleiche Brechkraft zu erhalten, können zwei Linsen eingesetzt werden. Eine komplette Kompensation dieses Bildfehlers kann durch eine Aspherisierung der Flächen erreicht werden. Die einzelnen Linsenformen sind in Abbildung 4.2 festgehalten.

4.1.2 Dispersionseinheit

Ein Prisma führt zu weiteren Bildfehlern. Besonders stark ausgeprägt ist dabei die chromatische Aberration, die sich auf das unterschiedliche Brechungsverhalten des Prismas für verschiedene Wellenlängen zurückführen lässt. Die Brechzahl n ist also nicht konstant, sondern verändert sich mit der Wellenlänge λ des Lichtes. Die Abhängigkeit einer Größe, in dem Fall der Brechzahl, von der Wellenlänge wird Dispersion genannt. Der typische Verlauf der Brechzahl in Abhängigkeit von der Wellenlänge gebräuchlicher optischer Materialien ist in Abbildung 4.3 zu finden.

Diesen Verlauf spiegelt auch für die meisten Fälle ausreichend genau die Abbe-Zahl V wieder. Diese Stoffkonstante berechnet sich aus drei Spektrallinien der Sonne:

- $\lambda(n_F) = 486{,}1327$
- $\lambda(n_d) = 587{,}5618$
- $\lambda(n_C) = 656{,}2725$

$$V = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C} \tag{4.3}$$

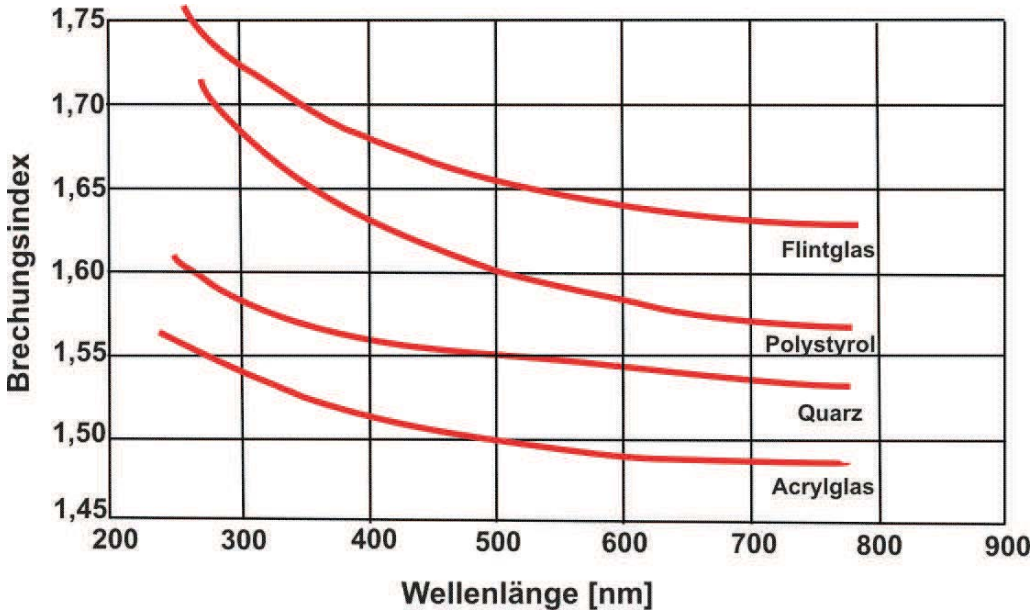


Abbildung 4.3: Verlauf der Brechzahl in Abhängigkeit der Wellenlänge

Je niedriger die Abbe-Zahl ist, desto stärker ist im Material die Dispersion ausgeprägt. Diese führt bei optisch brechenden Materialien zur Aufteilung des Lichtes in seine monochromatischen Anteile. Bei stark ausgeprägtem dispersiven Verhalten eines Materials kommt es zu starken chromatischen Bildfehlern. Diese entstehen, da die *Abbesche Invariante* Q und die sich daraus ergebende bildseitige Schnittweitengleichung 4.1 bisher mit konstanter Brechzahl n' betrachtet werden. Die bildseitige Schnittweitengleichung wird nun geändert zu

$$s'(\lambda) = r\frac{n'(\lambda)}{n'(\lambda) - 1} = f'(\lambda) \tag{4.4}$$

Es ergibt sich damit, wie schon bei der sphärischen Aberration, eine Variation der Schnittweite s'. Diesmal geschieht das aber nicht in Abhängigkeit der Einfallshöhe h, sondern schon im paraxialen Abbildungsraum in Abhängigkeit der Wellenlänge λ. Diese Auswirkung soll anhand einer Beispielrechnung verdeutlicht werden. Dabei wird eine sphärische Kugeloberfläche mit Krümmungsradius $r = 100\,\text{mm}$ und aus N-BK7 bestehend angenommen. Die Ergebnisse der aus der Definition der Abbe-Zahl bekannten Fraunhoferlinien werden untersucht. Die unterschiedlichen bildseitigen Schnittweiten s' sind in Tabelle 4.1 dargestellt.

$\triangle s' = s'_{\lambda_{min}} - s'_{\lambda_{max}} = -2{,}998\,\text{nm}$ fällt zwar vom Betrag geringer aus als bei der sphärischen Aberration, ist aber dennoch nicht zu vernachlässigen. Dieser Fehler wird als *Farblängsfehler* oder *chromatische Variation* der Schnittweite bzw. des Bildortes bezeichnet. Ist der Wert wie

Tabelle 4.1: Bildseitige Schnittweitenänderung aufgrund der chromatischen Aberration

Fraunhoferlinie	Wellenlänge	Brechzahl $n(\lambda)$	Schnittweite s'
F	486,1327 nm	1.522376	291,433 nm
d	587,5618 nm	1.516800	293,498 nm
C	656,2725 nm	1.514322	294,431 nm

hier $\triangle s' < 0$, so ist der Fehler unterkorrigiert, bei positiven Werten liegt eine Überkorrektur vor. Dieser Fehler tritt prinzipiell bei jeder Brechung eines Mediums auf, da die Abhängigkeit der Brechzahl von der Wellenlänge stets gegeben ist. Allerdings fällt dieser Bildfehler je nach Krümmung und Material unterschiedlich stark aus. Eine generelle Aussage, ab wann dieser Bildfehler zu ausgeprägt ist, ist nicht möglich und hängt vom Einsatzgebiet ab. Dieses dispersive Verhalten kann aber durchaus auch gewollt sein. Bei einem Prisma ist es durch diese Wellenlängenabhängigkeit möglich, die spektralen Anteile des Lichtes räumlich zu trennen.

Im Objektivbau kann der chromatische Fehler mithilfe von *Achromaten* ausgeglichen werden. Diese bestehen aus einer Sammellinse und einer Zerstreulinse. Bei einer Sammellinse tritt nämlich eine Unterkorrektur des Bildfehlers auf, wohingegen bei der Zerstreulinse eine Überkorrektur aufgrund der negativen bildseitigen Brennweite vorliegt. Daher kann aus der Kombination beider Linsen eine Korrektur für zumindest zwei Wellenlängen erfolgen. Für die Kompensation der Aberration für mehr als zwei Wellenlängen ist eine komplexere Linsenanordnung notwendig. Diese werden *Apochromat* für drei Wellenlängen und *Superachromat* für mehr als drei Wellenlängen genannt.

Dieser Bildfehler kann auch für Objekte auftreten, die sich jenseits der optischen Achse befinden. Diese werden auch wellenabhängig gebrochen und es kommt zu einer bildseitigen Abbildung, die nicht kongruent ist, sondern entlang der optischen Achse verschoben. Diese spezielle Art der chromatischen Aberration wird *chromatische Variation* der Bildgröße oder *Farbquerfehler* genannt. Sie kann auch auftreten, wenn für den paraxialen Bereich die chromatische Aberration korrigiert ist.

Die auftretenden Aberrationen können allerdings minimiert werden, wenn das Strahlenbündel kollimiert (parallel) auf das Prisma fällt. Daher ist es vorteilhaft, die Anordnung der einzelnen Bauteile im Strahlengang zu ändern. Wie im vorherigen Unterkapitel 4.1.1 geschildert, wird die Fokussierungseinheit auf zwei Linsen aufgeteilt. Um nun ein kollimiertes Strahlenbündel zu bekommen, wird die erste Linse vor das Dispersionsprisma positioniert. Diese plan-konvexe Linse erzeugt aus dem divergenten ein kollimiertes Strahlenbündel. Das parallele Licht kann somit auf das Prisma treffen und erzeugt dort die geringsten Bildfeh-

ler. Die zweite Linse wird hinter die Dispersionseinheit gebracht, um die nun nach Farben räumlich aufgetrennten Lichtstrahlen auf die Bildebene zu fokussieren. Dabei wird, wie schon geschildert, wiederum eine plan-konvexe Linse verwendet.

Ziel der Fokussierungseinheit und Dispersionseinheit ist die Trennung und Bündelung der monochromatischen Anteile des zu übertragenden Lichtes. Das Licht wird möglichst scharf auf die Bildebene fokussiert. Weiterhin sollen auf dieser Bildebene die Farben räumlich so weit auseinander entfernt auftreffen, dass diese einen möglichst großen Abstand voneinander aufweisen. Der Abstand muss ausreichend sein, um die Farben entweder mithilfe eines Detektors direkt von einem optischen Signal in ein elektrisches Signal zu überführen oder weitere POFs auf der Bildebene anzubringen, um damit das Licht getrennt in seine spektralen Anteile unabhängig voneinander weiterzuführen. Dabei wird ein Arbeitsabstand von $> 1{,}0\,\mathrm{mm}$ angestrebt (entspricht dem Durchmesser der POF).

4.1.3 Simulation

4.1.3.1 Erste Realisierung eines Demultiplexers

Unter Berücksichtigung der vorangegangenen Vorüberlegungen erfolgt ein erster Aufbau, siehe Abbildung 4.4.

In dieser Abbildung 4.4 ist zu erkennen, wie das Licht aus der POF austritt - die POF ist hier gelb dargestellt - und sogleich ein stark divergentes Lichtbündel bildet. Bei einer Standard-POF ergibt sich aus der NA ein kompletter Öffnungswinkel von 60°. Dieses Lichtbündel wird möglichst nah an der Faser mithilfe einer plan-konvexen Linse kollimiert. Je weiter das Licht auseinanderläuft, umso schwieriger ist es, dieses ohne erhebliche Bildfehler wieder zu bündeln. Für einen ersten Ansatz sind beide plan-konvexen Linsen aus BK-7. Es handelt sich dabei um ein Bor-Kronglas, welches einen Brechungsindex von $n_d = 1{,}517$ und eine Abbe-Zahl von $\upsilon_d = 64{,}17$ aufweist. Dieser Glastyp wird aufgrund seiner geringen Dispersion als Linsenmaterial in vielen Bereichen der Optik eingesetzt, beispielsweise in Lichtmikroskopen und Teleskopen.

Der parallele Lichtstrahl verlässt nun die erste Linse und trifft auf das Dispersionsprisma. Dieses Prisma bricht die monochromatischen Anteile des Lichts. Da der Brechungsindex keine Konstante darstellt, sondern sich mit der Wellenlänge ändert, werden die Anteile des Lichtes unterschiedlich stark gebrochen. Im Allgemeinen ist der Brechungsindex für niedrige Wellenlängen größer und nimmt zu höheren Wellenlängen hin ab. Daher wird der blaue Anteil des Lichtes stärker gebrochen als der rote Anteil. Dies geschieht sowohl beim Eintritt des Lichtstrahles in das Prisma als auch beim Austritt des Lichtes vom Prisma hin zu Luft.

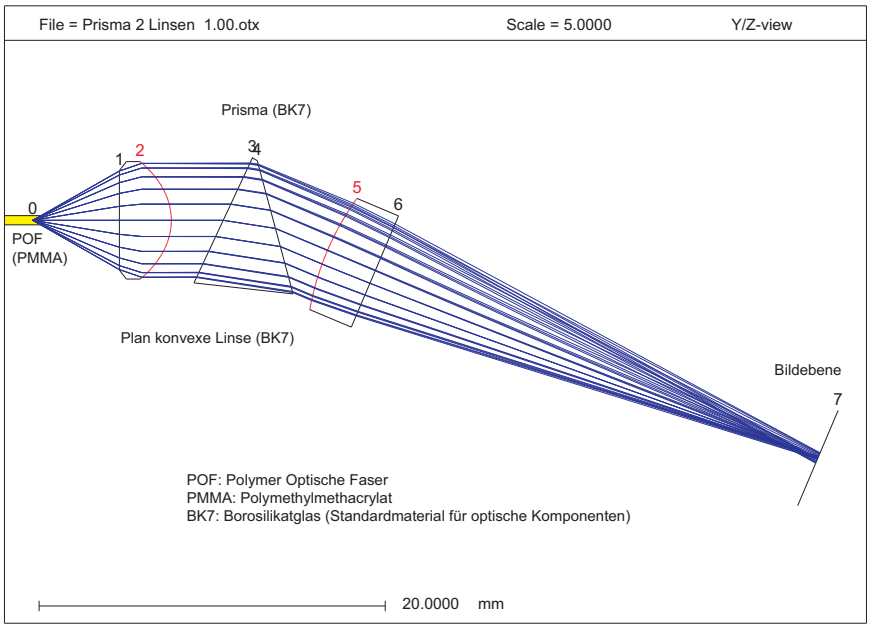


Abbildung 4.4: Zweidimensionale Darstellung des ersten Entwurfes des Demultiplexers mithilfe des optischen Simulationsprogrammes

Das Prisma ist so geformt, dass diese dispersive Wirkung besonders stark ausgeprägt ist. Das Prisma besteht wiederum aus BK-7. Die sich im Lichtweg anschließende zweite Linse dient zum Fokussieren des nun zerlegten Lichtstrahles auf die Bildebene.

Die einzelnen Ebenen mit den kompletten Parametern und entsprechenden Werten sind in den Abbildungen 7.1, 7.2 und 7.3 dargestellt. Für ein generelles Verständnis des Surface Editors wird auf Kapitel 3 verwiesen. Es ist aus den „Standard Data“ ersichtlich, dass alle Komponenten, wie bereits geschildert, aus BK-7 bestehen. Die beiden gewölbten Flächen der Linsen sind nicht mehr rein sphärisch, sondern weisen einen zusätzlichen Korrekturfaktor auf: die konische Konstante, die zur weiteren Minimierung der Bildfehler eingesetzt wird. Um die von der zweiten Linse erzeugten Fokuspunkte mit der Bildebene zu vereinigen, werden die konische Konstante der zweiten Linse und die z-Komponente der Bildebene zur Optimierung freigegeben.

Die Wirkungsweise des Aufbaus wird mithilfe eines Analysetools des optischen Simulationsprogrammes bewertet. Ein schnelles geometrisches Bewertungskriterium ist das Spot-Diagramm (siehe dazu Kapitel 3.3). Dieses untersucht die Bildebene mithilfe von Strahlen, die vom Ursprung der Lichtquelle ausgesendet werden und durch das optische System bis zur Bildebene geführt werden. Dort durchstoßen diese Quellstrahlen senkrecht die Bildebene

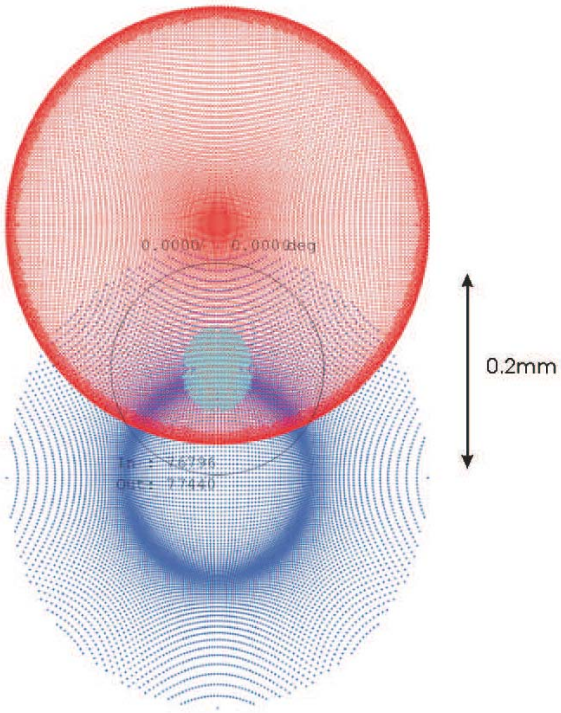


Abbildung 4.5: Spot-Diagramm für die erste Demultiplexer Realisierung

und erzeugen so die dargestellte Abbildung. Das Spot-Diagramm für diese erste Realisierung ist in Abbildung 4.5 zu sehen. In diesem Spot-Diagramm sind drei Farben zu erkennen: rot (660 nm), grün (530 nm) und blau (470 nm). Diese Festlegung auf drei Farben dient der schnellen Überprüfung des Aufbaus und stellt prinzipiell keine Beschränkung der Wellenlängen dar.

Es ist zu erkennen, dass es keinen einheitlich weißen Brennpunkt mehr gibt, sondern es mithilfe des Aufbaus gelingt, drei Brennpunkte zu erzeugen. Dabei ist ersichtlich, dass der rote Brennpunkt in positiver y-Richtung verschoben ist, darunter befindet sich der grüne Brennpunkt und unterhalb dieser der blaue. Das ist zu erwarten, da das Dispersionsprisma den blauen Anteil des Lichtes am stärksten und den roten Anteil des Lichtes am schwächsten bricht. Wie die Analyse zeigt, reicht die Dispersionskraft des Aufbaus und speziell des Prismas nicht aus, die drei Farben ausreichend zu trennen. Es ist klar eine Überdeckung der einzelnen Farben zu erkennen. Das bedeutet, der Aufbau kann als Demultiplexer für drei Farben in dieser Form nicht eingesetzt werden.

4.1.3.2 Verbesserte Realisierung des Demultiplexers

Es ist also notwendig, den Aufbau in einigen Punkten zu verbessern, um eine stärkere Trennung der Farben in der Bildebene zu erreichen. Die erste Linse dient zur Kollimierung des divergenten Strahlenbündels und erzeugt schon erhebliche Bildfehler, die durch die nachfolgenden Bauelemente noch verstärkt werden. Idealerweise tritt das Licht symmetrisch zur optischen Achse aus der POF. Ohne Trennung in seine monochromatischen Anteile handelt es sich um ein einziges divergentes Lichtbündel. Um dieses reflektiv zu kollimieren, wird die erste Linse durch einen Hohlspiegel ersetzt. Dieser ist als achsenferner Ausschnitt eines Paraboloiden geformt. Eine bildfehlerfreie Transformation in einen kollimierten Lichtstrahl kann somit erreicht werden.

Nun kann auch die Linse hinter dem Prisma durch einen Spiegel ersetzt werden, so dass anstelle zweier Linsen zwei Spiegel Verwendung finden. Eine Realisierung dieser Grundüberlegung ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

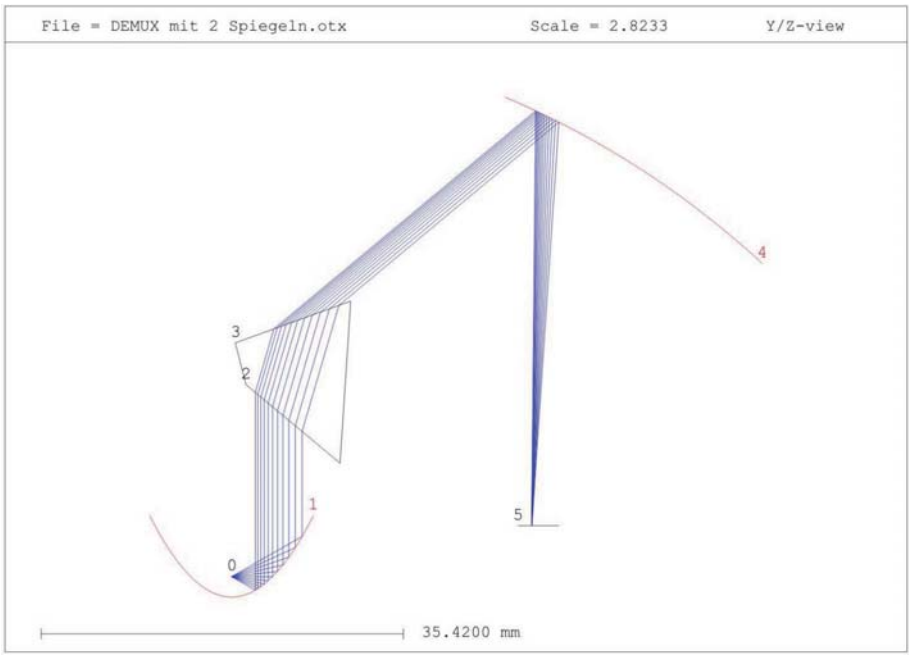


Abbildung 4.6: Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexer-Entwurfs mit zwei Spiegeln

Im dazugehörigen Spot-Diagramm 4.7 ist zu erkennen, dass zwar die drei zu übertragenden Wellenlängen voneinander räumlich getrennt sind, es jedoch durch erhebliche Bildfehler zu einer Veränderung der Fokusform kommt (siehe dazu auch Abbildung 4.24). Die Foki sind nicht mehr rund, sondern stabförmig und dies obwohl beide Spiegel durch ihre asphärische

Formung schon die sphärische Aberration unterdrücken und eine chromatische Aberration nur durch das Prisma erzeugt wird. Aus diesem Grund wird im Weiteren von einem zweiten Spiegel im Aufbau abgesehen und anstelle dessen wieder eine Linse verwendet.

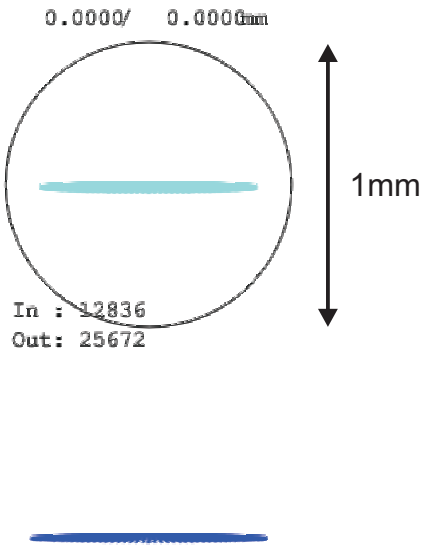


Abbildung 4.7: Spot-Diagramm für den Demultiplexer mit zwei Spiegeln

Das Prisma ist sowohl in seiner Ausrichtung im Strahlengang als auch in der Materialwahl verändert. Das Licht trifft in einem spitzeren Winkel auf das Prisma, dies führt zu einer größeren Auftrennung der Farben, da die Gewichtung mit dem wellenlängenabhängigen Brechungsindex verstärkt wird. Allerdings werden dadurch auch die Verluste durch Reflexionen an den Oberflächen erhöht. Weiterhin verbessert der Materialwechsel von BK-7 zu Polycarbonat (PC) die Dispersionsleistung des Prismas erheblich. Polycarbonat weist einen Brechungsindex von $n_d = 1{,}585$ und eine Abbe-Zahl von $\upsilon_d = 29{,}90$ auf. Der Brechzahlverlauf fällt also wesentlich steiler zu höheren Wellenlängen ab als bei BK-7 und ist damit deutlich höher dispersiv.

Die Linse im Strahlengang hinter dem Prisma dient weiterhin zur Fokussierung des Lichtes. Sie besteht bei dieser Realisierung aus Polymethylmethacrylat (PMMA). Dieser Werkstoff, genau wie PC ein Polymer, also Kunststoff, besitzt einen Brechungsindex von $n_d = 1{,}492$ und eine Abbe-Zahl von $\upsilon_d = 57{,}43$. Der Lichtweg von der Linse zur Bildebene ist verlängert,

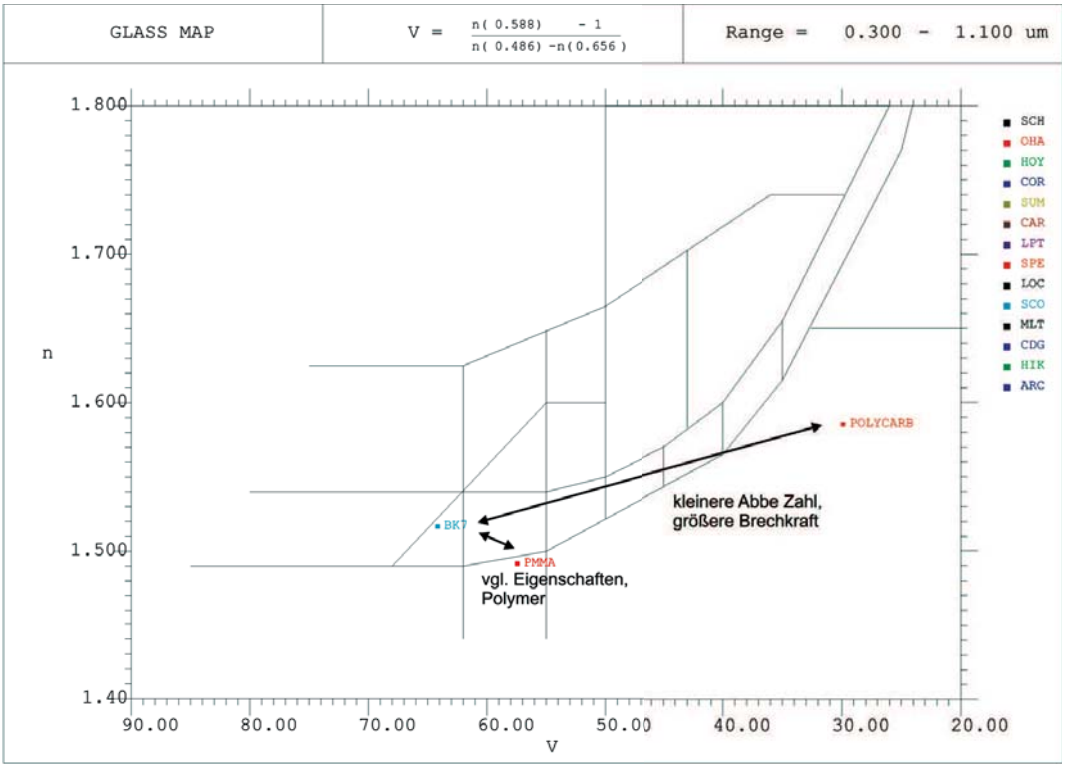


Abbildung 4.8: Glaskatalog zur Veranschaulichung der Optimierung der verwendeten Materialien

dadurch ist die benötigte Brechkraft zur Fokussierung des Lichtes kleiner. Das bedeutet, dass die Wölbung der Linse geringer ist und somit auch die dadurch erzeugten Bildfehler. Es kann daher auf eine Aspherisierung der Linse verzichtet werden und eine plan-konvexe Linse Verwendung finden, so dass der spätere Herstellungsprozess vereinfacht wird.

Da demzufolge alle optischen Komponenten beim verbesserten Aufbau aus einem optischen Polymer gefertigt werden können, ist es an späterer Stelle im Entwicklungsprozess möglich, einfache Kunststoffverarbeitungsmethoden zur Herstellung dieses Realisierungansatzes zu verwenden. Die Optimierung der Materialwahl ist in Abbildung 4.8 aufgezeigt.

Nachteil dieser Änderungen ist eine Vergrößerung des Platzbedarfes des Aufbaus. Alle aufgezeigten Verbesserungen sind in Abbildung 4.9 zu finden. Eine Übersicht der einzelnen Parameter dieser Realisierung sind in den Abbildungen 7.4, 7.5 und 7.6 dargestellt.

Aus den drei Karteireitern des Surface Editors sind die schon geschilderten Verbesserungen zu entnehmen. Es ist nur noch notwendig zwei Materialien zu definieren, da die erste Linse durch einen Hohlspiegel ersetzt wird. Daraus folgt eine Verringerung der Reflexionen des Lichtes auf dem Weg durch den optischen Aufbau, der bei jedem Medienwechsel zu Verlusten

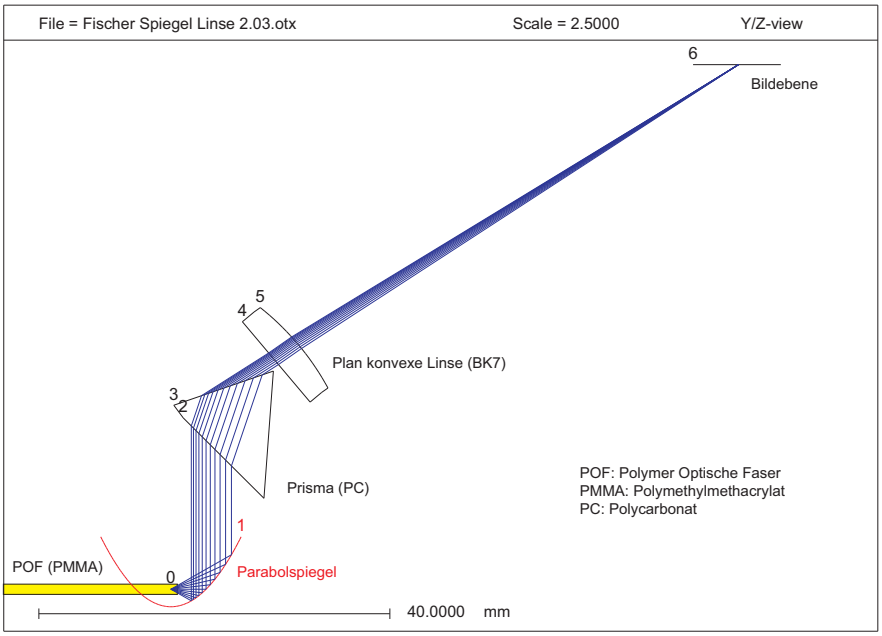


Abbildung 4.9: Zweidimensionale Darstellung des verbesserten Entwurfes des Demultiplexers mithilfe des optischen Simulationsprogrammes

führt. Weiterhin ist beim Spiegel erkennbar, dass dies die einzige asphärisierte Oberfläche im Aufbau darstellt und diese rein paraboloid ausgelegt ist, die konische Konstante nimmt den Wert $K = -1$ an. Die Optimierung des Setups dient wiederum zur Fokussierung der Strahlen auf der Bildebene. Der zur Optimierung freigegebene Parameter ist der Radius der Ebene 5, also die Krümmung des Linsenradiuses.

Zur Auswertung der Leistung des Aufbaus wird wie beim ersten Aufbau wieder das Spot-Diagramm verwendet. Es ist in Abbildung 4.10 zu erkennen, dass die Dispersionswirkung des verbesserten Aufbaus erheblich gesteigert werden kann. Die drei Farben können weiterhin getrennt werden, aber der Abstand zwischen diesen hat sich deutlich vergrößert. Bei der ersten Realisierung ist eine Überlappung der einzelnen Fokuspunkte zu erkennen. Nun liegen diese soweit auseinander, dass jede Farbe bzw. Kanal voneinander unabhängig getrennt werden kann. Die Skala zeigt, dass ein ungefährer Abstand von 5 mm zwischen blau und grün und zwischen grün und rot vorhanden ist. Weiterhin ist der grüne Fokuspunkt am kleinsten und die äußeren Fokuspunkte größer, doch aufgrund des großen Abstandes untereinander führt dieses nicht mehr zu einer Überlappung. Die Foki sind mehr als 5 mm getrennt, was einer Realisierung mit SI-POF in der Bildebene begünstigt.

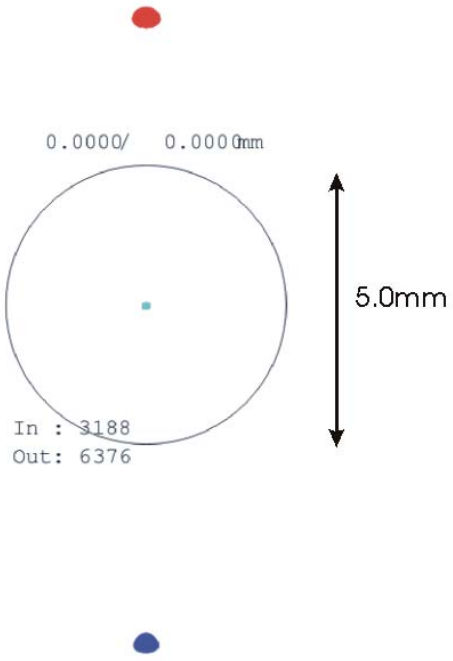


Abbildung 4.10: Spot-Diagramm für die verbesserte Demultiplexer-Realisierung

4.1.4 Prototyp im Laboraufbau

Im nächsten Schritt werden die Ergebnisse des verbesserten Aufbaus umgesetzt. Dafür wäre eine manuelle Herstellung der einzelnen Komponenten des Aufbaus notwendig. Dieser Aufwand ist allerdings zu groß und zu kostenintensiv, daher wird eine möglichst dem verbesserten Aufbau nahe Realisierung mit Komponenten gewählt, welche am Markt verfügbar sind. Aus diesem Grund sind einige Modifikationen notwendig. Die Materialien der einzelnen Komponenten und auch deren Form müssen teilweise erheblich verändert werden und sind nicht für diesen Aufbau optimiert. Der Radius des paraboloiden Hohlspiegels muss beispielsweise erheblich vergrößert werden. Der Aufbau mit den kommerziellen Komponenten ist in Abbildung 4.11 dargestellt.

Es ist erkennbar, dass aufgrund der größeren Brennweite des paraboloiden Hohlspiegels - von 12,5 mm zu 2,0 mm beim optimierten Aufbau - die Divergenz des Strahlenbündels zunimmt. Damit wird eine Auftrennung der Farben durch das Prisma und eine Fokussierung des Lichtes mithilfe der zweiten Linse erheblich erschwert. Es befinden sich dadurch viel mehr achsenferne Anteile im Lichtbündel und führen zu einer Verstärkung der Bildfehler. Die Winkel

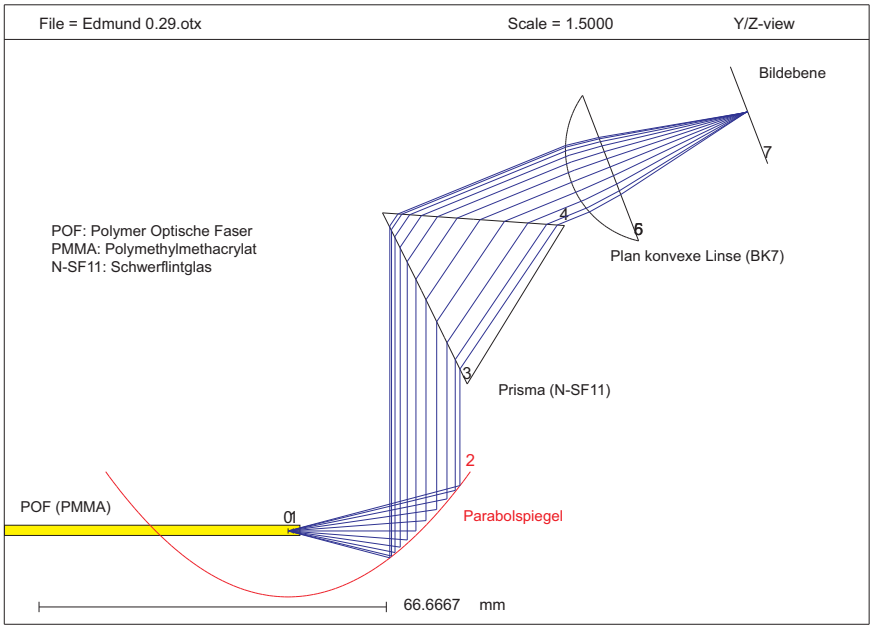


Abbildung 4.11: Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexers mit Standardkomponenten zur Verifizierung der Simulationsergebnisse

des Prismas betragen alle 60°. Resultat ist ein nicht optimiertes Dispersionsverhalten, während die Aufteilung der monochromatischen Anteile des Lichtes deutlich schwächer ist. Die Fokussierungslinse ist hierbei nicht asphärisch ausgelegt, sondern eine einfache sphärische plan-konvexe Linse. Diese kann deshalb die sphärischen Aberrationen nicht ausgleichen.

Die genauen Parameter der einzelnen Bauteile können dem Surface Editor entnommen oder bei [42, Seite 26 ff] nachgeschlagen werden. Die entsprechenden Daten finden sich in den Abbildungen 7.7, 7.8 und 7.9 im Anhang.

Das Spot-Diagramm ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Wie zu erwarten ist, verkleinert sich der Abstand der einzelnen Wellenlängen zum optimierten Aufbau. Die Zwischenräume sind um den Faktor 5 kleiner. Auch die Größe der einzelnen Fokuspunkte ist im Vergleich zum optimalen Aufbau angewachsen. Vor allem der untere Fokus zeigt eine deutliche Schweifbildung, wie sie bei Koma üblicherweise zu finden ist.

Die Koma (von lat.: Coma; Haar, Schweif) ist ein weiterer Fehler der Seidelschen Bildfehlertheorie. Bei der sphärischen Aberration trifft achsenparalleles Licht auf die Kugeloberfläche. WirdWenn nun das Objekt von der optischen Achse entfernt wird, sind auf der Bildebene typische Verläufe zu erkennen. Es treten kometenschweifartige Verschmierungen des Bildpunktes auf. Es werden wie schon bei der sphärischen Aberration Strahlen mit ver-

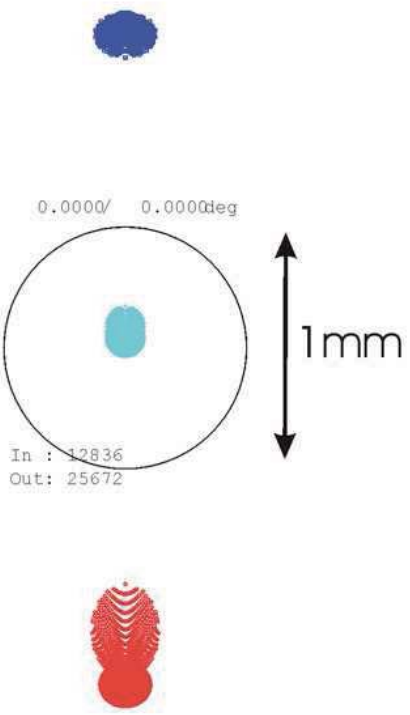


Abbildung 4.12: Spot-Diagramm für den Demultiplexer mit Standardkomponenten

schiedenen Einfallshöhen unterschiedlich stark gebrochen. Diese werden in Abhängigkeit der Blende entweder oberhalb oder unterhalb der paraxialen Abbildung in immer größer werdenden konzentrischen Kreisen versetzt abgebildet. Diese typische Schweifbildung ist in 4.13 zu sehen.

Die somit auftretende Koma ist also die Asymmetrie schiefer Bündel oder kurz der Asymmetriefehler (siehe dazu auch [37,43]). Dieser Asymmetriefehler kann durch einen symmetrischen Aufbau von identischen Linsen um die Systemblende ausgeglichen werden. So auch im von Ernst Abbe entwickelten *Aplanaten*, der aus zwei symmetrisch angeordneten *Achromaten* besteht und somit gleichzeitig Koma, sphärische und chromatische (für zwei Wellenlängen) Aberrationen korrigiert. Diese Linsenanordnung wird bei hochwertigen Projektionsscheinwerfern oder Diaprojektoren eingesetzt.

Der Laboraufbau wird im Rahmen einer Diplomarbeit realisiert (siehe [42]). Die einzelnen Komponenten des Demultiplexers sind gemeinsam auf einem Breadboard befestigt. Zur exakten Justierung sind die besonders verstellempfindlichen Komponenten mit Mikrometerschrauben versehen, die es ermöglichen, diese Komponenten in x/y/z-Richtung μm-genau zu positionieren. Dabei weisen die Mikrometerschrauben eine Verstellung in 10 μm Schritten

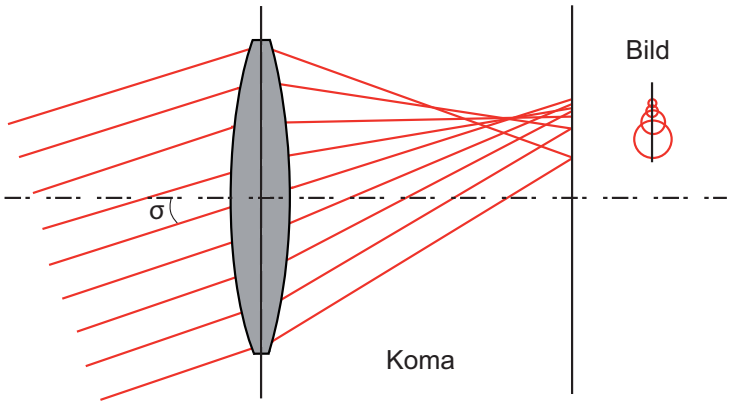


Abbildung 4.13: Komabildung eines außeraxialen Strahlenbündels bei einer Linse

bei einer Messungenauigkeit von $\pm 2\,\mu$m auf. Zu diesen Komponenten gehören das Faserende, der Parabolspiegel und die Bildebene. Der Parabolspiegel muss exakt justiert werden, damit aus dem divergenten Strahlenbündel ein kollimiertes Strahlenbündel entsteht. Der komplette Aufbau ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Die eingetragenen Bemaßungen dienen als Hilfe zur besseren Justierung.

Es zeigt sich, dass die Positionierung und die anschließende exakte Justierung der einzelnen Komponenten deutlich aufwendiger und schwieriger ist als erwartet. Es können einige Punkte in der Simulation nicht oder nur unzureichend berücksichtigt werden, welche im realen Aufbau zu Problemen führen. Es zählt die eigentliche Größe des Bauteiles dazu und dessen Halterung. Es muss beispielsweise die Halterung des Prismas mehrfach verändert werden, damit die simulierte Entfernung des Prismas zur Linse realisiert werden kann. Weiterhin sind die Bauteile Fertigungstoleranzen unterworfen, die teilweise zu erheblichen Veränderungen der Lichtausbreitung führen. Nach erfolgter erster Justierung ist allerdings auf der Bildebene zu erkennen, dass die drei übertragenen Wellenlängen getrennt sind, zu sehen in 4.15.

Die Größenordnung der einzelnen Fokuspunkte stimmt mit denen der Simulation überein. Doch die einzelnen Foki sind weitaus größer als in der Simulation berechnet. Dies kann mehrere Ursachen haben, zum einen die beschränkte Justagegenauigkeit, aber zum anderen auch die spektrale Bandbreite der eingesetzten Strahlquellen (Vgl. [42]). In der Simulation werden ideale Quellen mit einer Wellenlänge verwendet, aber LEDs, hier als Quellen verwendet, weisen eine spektrale Breite von bis zu einigen 10 nm auf.

Die Fokuspunkte werden nun mithilfe einer CCD-Kamera, die in der Bildebene positioniert

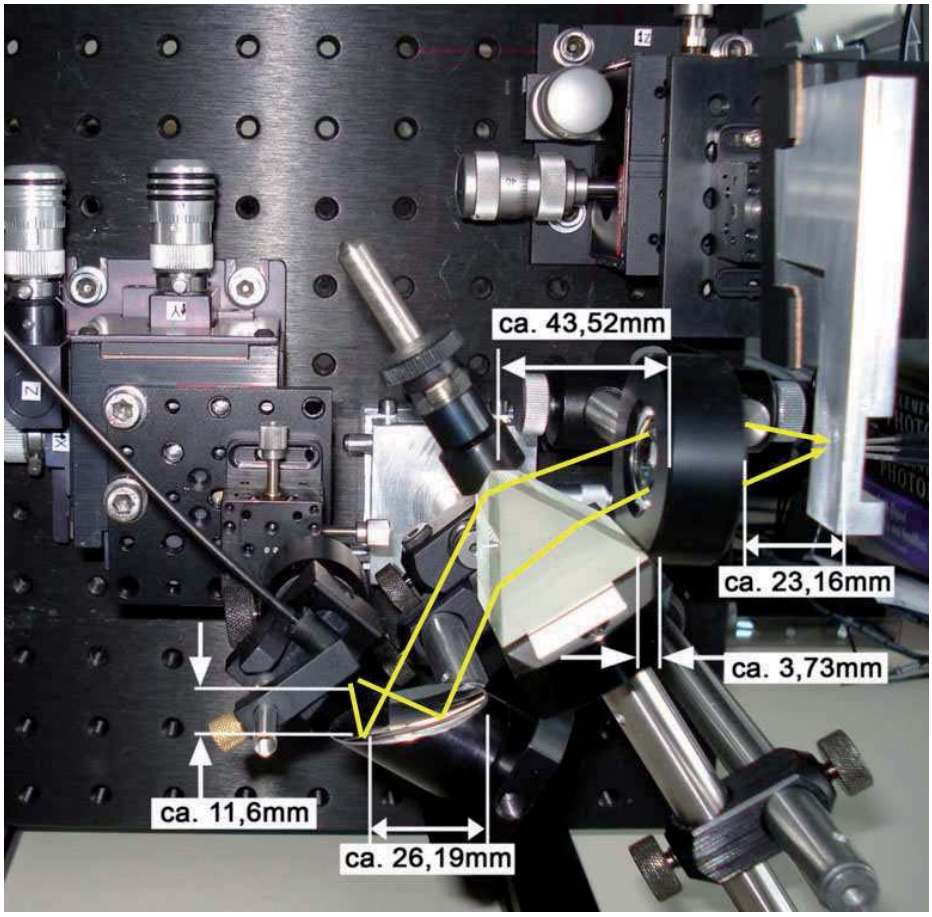


Abbildung 4.14: Laboraufbau mit Standardkomponenten

wird, auf ihre Intensität untersucht. Dies erlaubt Rückschlüsse auf den X-Talk (Nebensprechen) und somit auf die mögliche Trennbarkeit der einzelnen Wellenlängen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Die Intensitätsverteilung zeigt eine deutliche Trennung der drei Farben und einen klaren Intensitätsabfall zwischen den einzelnen Farben, allerdings beträgt dieser nur um die $-3\,\mathrm{dB}$.

Die dargestellten Farben aus Abbildung 4.15 sind mit einem einfachen Schirm eingefangen. Um nun diesen Aufbau für Kommunikationsversuche verwenden zu können, ist es notwendig das getrennte Licht weiterzuführen. Im nächsten Schritt wird eine auf den ersten Erkenntnissen aufbauende Konstruktion, welche eigens angefertigt wird, mit drei POFs eingesetzt, die die einzelnen Wellenlängen weiterleiten soll. Diese Metallkonstruktion ist schon in Abbildung 4.14 zu erkennen.

Als erstes wird nun mittels einer Weißlichtquelle untersucht, welche Wellenlängen von den sich nun in der Bildebene befindlichen POFs aufgenommen werden können und diese werden

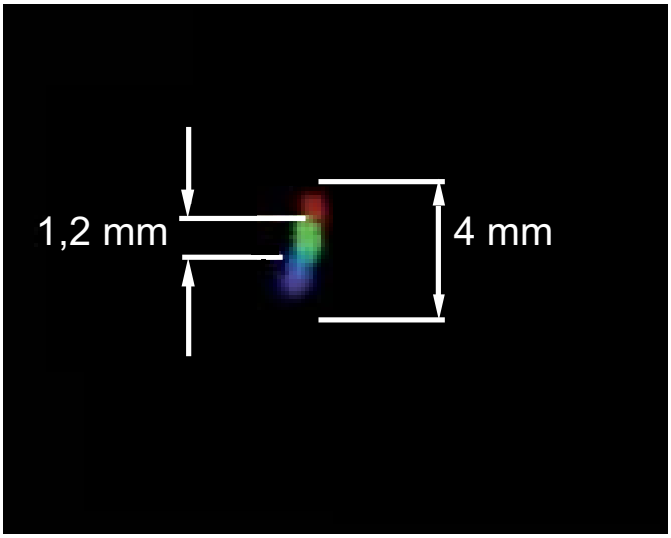


Abbildung 4.15: Bildebene des Laboraufbaus (zur Kontrasterhöhung mit schwarzem Hintergrund)

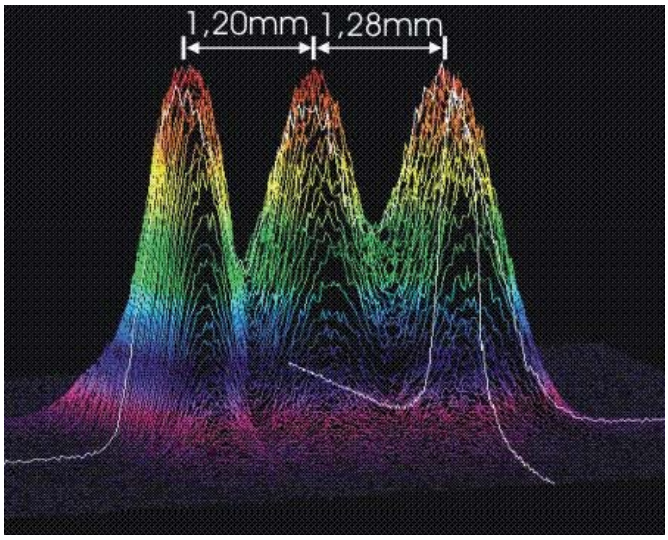


Abbildung 4.16: Intensitätsverteilung der verschiedenen getrennten Wellenlängen in der Bildebene

mit den spektralen Anteilen der zur Verfügung stehenden Quellen verglichen. Das zugehörige Diagramm ist in 4.17 abgebildet. Aufgrund der nichtlinearen Dispersionscharakteristik des Prismas nimmt die spektrale Breite der aufnehmbaren Wellenlängen der POFs zum Roten hin zu. Im grünen Wellenlängenbereich stimmen die beiden Spektren weitestgehend überein. Im roten und blauen Kanal sind die Abstände der POF in der Bildebene zu klein gewählt, so

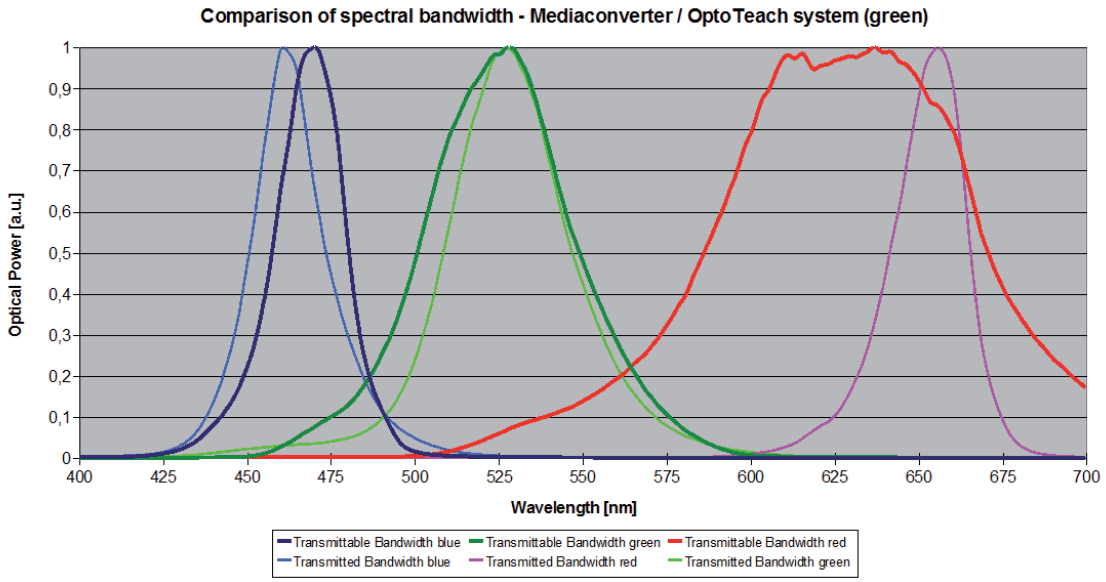


Abbildung 4.17: Spektrenvergleich

dass nicht das komplette von den verwendeten Quellen ausgestrahlte Spektrum weitergeleitet werden kann. Dies führt vor allem beim blauen Kanal zu weiteren Verlusten.

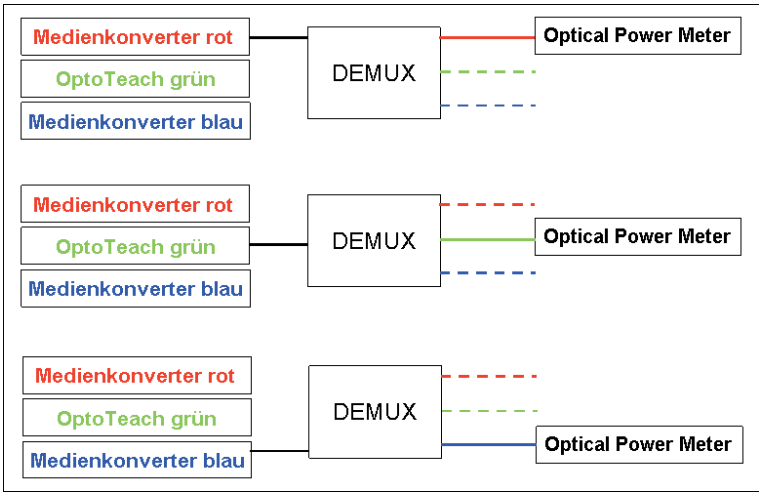


Abbildung 4.18: Prinzipieller Dämpfungsmessaufbau für drei Quellen

Es werden weiterführende Kommunikationsversuche mit dem Aufbau realisiert, um eine generelle Eignung aufzuzeigen. Exemplarisch wird hier ein Versuch beschrieben, bei dem mit der Hilfe von drei LED-Quellen (Centerwellenlängen: $\lambda_{blau} = 470\,\text{nm}$, $\lambda_{grn} = 530\,\text{nm}$ und $\lambda_{rot} = 630\,\text{nm}$) eine Dämpfungs- und Übersprechmessung am Demultiplexer erfolgt. Der

Tabelle 4.2: Gemessene Dämpfungswerte des Laboraufbaus für drei Kanäle

	$\lambda_{blau} = 470\,\text{nm}$	$\lambda_{grn} = 530\,\text{nm}$	$\lambda_{rot} = 630\,\text{nm}$
Dämpfung für einen Kanal	19,3 dB	12,1 dB	14,0 dB
Dämpfung mit einem Koppler und Stecker	23,9 dB	18,9 dB	19,8 dB

prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 4.18 dargestellt. Die Dämpfungswerte sind in Tabelle 4.2 dargestellt (die weiteren Kenndaten des Versuchs sind [42] zu entnehmen).

Die Daten der Tabelle zeigen eine Dämpfung, die für den grünen Kanal am niedrigsten ist. Dies ist durch bereits ausgeführten Fakten erklärbar. Ein zusätzlicher 1 : 2 Koppler bringt neben der idealen 3 dB Dämpfung pro Kanal noch mindestens 2 dB Verlust. Die gemessene Einfügedämpfung ist für eine Datenkommunikation zu hoch. Weiterhin ist die Trennung und das Übersprechen der einzelnen Kanäle von Interesse, eine Übersicht darüber ist in Abbildung 4.19 zu finden.

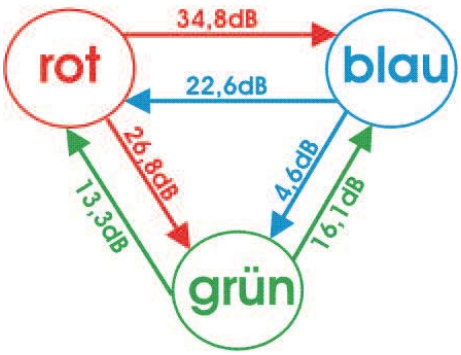


Abbildung 4.19: Übersprechen zwischen den drei Kanälen

Abschließend kann festgehalten werden, dass die Messwerte eine zu hohe Dämpfung der einzelnen Kanäle aufweisen, so dass zwar eine generelle Eignung gezeigt werden kann, aber eine direkte Übertragung mit drei Wellenlängen nicht möglich ist. Nutzbare Ergebnisse wären ein Insertion Loss, also eine Gesamtdämpfung, von $\leq 6\,\text{dB}$ und eine Übersprechdämfpung von $> 25\,\text{dB}$. Die erzielten Ergebnisse sind davon weit entfernt.

4.2 Gitterspektrometer

Wie aus dem vorangegangenen Kapitel ersichtlich, ist der Aufbau eines Prismenspektrometers mit hohen Dämpfungen über den gesamten spektralen Bereich verbunden. Aus diesem Grund ist es notwendig, die beiden Grundfunktionen eines Demultiplexers:

1. die Trennung
2. die Fokussierung

der monochromatischen Anteile des übertragenen Lichtes mithilfe von anderen Bauteilen neu zu überdenken.

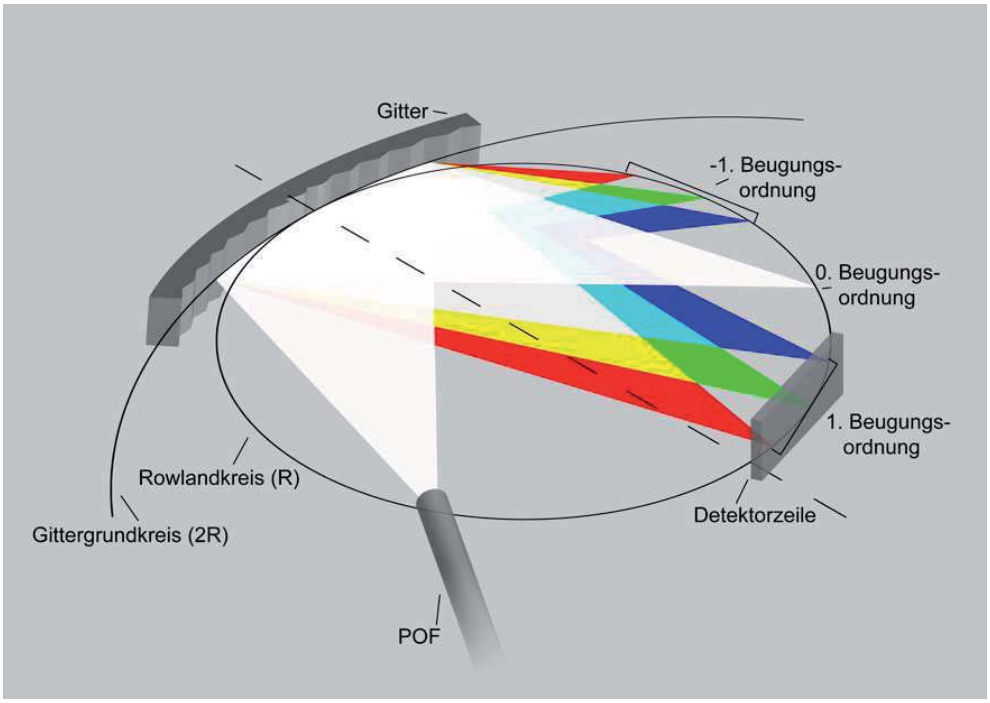


Abbildung 4.20: Schematischer Aufbau des Demultiplexers mithilfe eines reflektiven Dispersionsgitters

Abgesehen von Filtern, die aus schon benannten Gründen nicht eingesetzt werden (siehe Kapitel 2.4), kann das Licht auch mithilfe eines Dispersionsgitters aufgetrennt werden. Diese Gitter existieren sowohl als Transmissions- als auch als Reflexionsgitter. Prinzipiell können beide für diesen Verwendungszweck eingesetzt werden. Doch es ist aus dem Demultiplexeraufbau mit Dispersionsprisma ersichtlich, dass jeder Medienwechsel zu einer Dämpfung führt.

Es wird daher angestrebt, Medienübergänge zu vermeiden. Aus diesem Grund wird ein Ansatz mit einem reflektiven Dispersionsgitter gewählt [44]. Um eine Fokussierung des Lichtes zu gewährleisten, wird dieses Gitter auf einem Konkavspiegel aufgebracht. Der prinzipielle Aufbau ist in Abbildung 4.20 zu finden.

4.2.1 Simulation

Zur effizienten Realisierung der Patentidee kommt wiederum das optische Simulationsprogramm OpTaliX zum Einsatz. Eine zweidimensionale Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung 4.21 zu finden. Der Aufbau besteht aus deutlich weniger Komponenten als die Prismenrealisierung. Die Fokussierungseinheit, die im ersten Aufbau aus zwei Linsen besteht, wird durch einen Hohlspiegel ersetzt. Dadurch wird eine erhebliche Vereinfachung der Konstruktion erreicht.

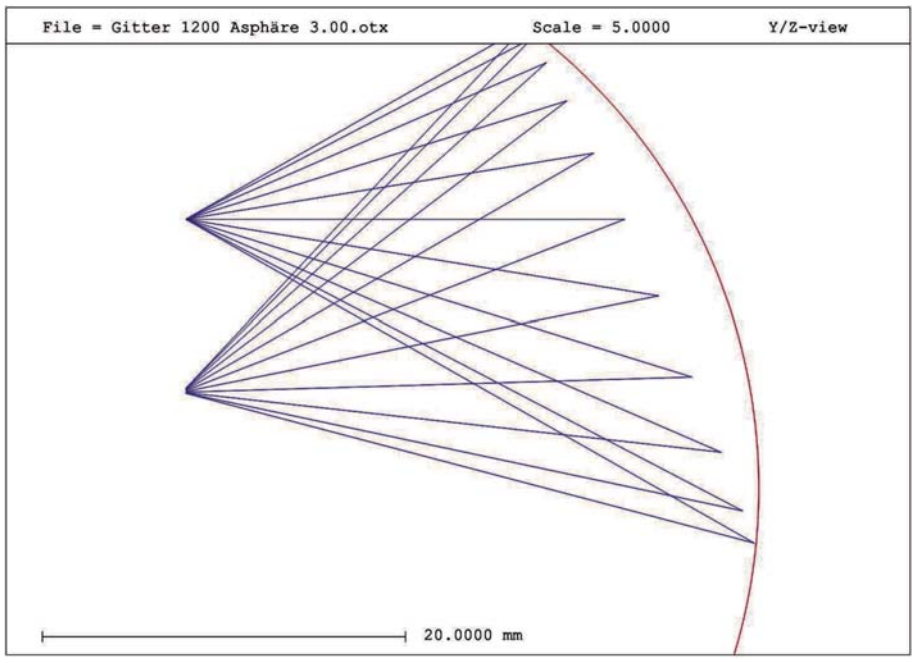


Abbildung 4.21: Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexers mit Luft im Grundkörper in Gitterspektrometerbauform

Es ist allerdings aufgrund der großen NA der POF und der benötigten Weglänge des Lichtes zur Trennung der verschiedenen monochromatischen Anteile in der Bildebene eine im Durchmesser große Spiegelanordnung notwendig. Diese besitzt bei diesem Aufbau einen Durchmesser von $d = 40\,\mathrm{mm}$. Weiterhin führt die große NA der POF zu vielen Randstrahlen, die große

Aberrationen hervorrufen. Es wird daher nach einer Möglichkeit gesucht, die Divergenz des Lichtbündels zu minimieren und somit den Spiegeldurchmesser zu verringern. Die Lösung liegt in der Materialänderung des Grundkörpers. Bisher wird Luft als Medium angenommen, wenn hingegen das Licht weiter in PMMA geführt werden kann, so ergibt sich eine effektive NA von 0,34. Dieser verbesserte Aufbau ist in Abbildung 4.22 zu sehen. Es ist zu erkennen, dass durch diese Optimierung das Lichtbündel schmaler und somit auch der Spiegeldurchmesser kleiner wird. Das Licht kann also in dem selben Medium bleiben, anstatt viermal das Medium im Vergleich zum Prismenaufbau zu wechseln. Das verringert zusätzlich die Reflexionen und Verluste erheblich. Dieser Ansatz gelingt, indem der Ausgang der POF direkt in einen PMMA-Körper geführt wird. Dieser PMMA Körper führt das Licht weiter und hat am anderen Ende eine Auswölbung (siehe dazu auch Abbildung 4.33). An diese Auswölbung kann von Außen das Gitter aufgeprägt werden. Dieses Dispersionsgitter ersetzt das Prisma als Dispersionseinheit. Bei einem Gitter wird das Höhenprofil ausgenutzt, um durch den Gangunterschied kohärente Quellen zu erzeugen, die in entsprechenden Mustern interferieren, siehe Kapitel 2.2. Diese Realisierung besitzt noch einen weiteren Vorteil:

- Wie in den vorherigen Kapiteln geschildert, ist die NA der POF bei einem Übergang zu Luft NA= 0,5. Dieser Wert wird verkleinert, wenn das Licht nicht aus der POF zu Luft hin austritt, sondern im PMMA bleibt. Dabei wird eine effektive numerische Apertur von NA= 0,34 erreicht. Somit ist es erheblich einfacher, das divergente Lichtbündel zu führen.

- Zudem werden die Reflexionsverluste an den Oberflächen minimiert. Es treten nur Medienwechsel am Eingang zum Demultiplexer und am Ende des Demultiplexers auf. In beiden Fällen sind es Übergänge von PMMA zu PMMA, die durch passenden Kleber keine oder eine nur sehr geringe Dämpfung aufweisen. Dabei muss der Kleber die gleiche Brechzahl wie die POF im Kern aufweisen, $n = 1{,}492$.

All diese Vorüberlegungen sind in der Realisierung festgehalten und lassen eine wesentlich niedrigere Einfügedämpfung des Bauteiles erwarten.

Abbildung 4.22 zeigt die Hohlspiegelform im y/z-Ebenenschnitt. Ein digitales Dispersionsgitter ist schon auf die Ebene aufgetragen. Die Quelle emittiert drei Farben, wie schon bei der Prismenrealisierung. Die eingezeichneten Strahlen geben den Verlauf für das grüne Licht wieder. In die Darstellung sind zur Veranschaulichung noch Leitungsenden der POF eingezeichnet. Auf der einen Seite kommen die drei Wellenlängen über eine POF geführt an und auf der anderen Seite sind die Anteile des Lichtes räumlich getrennt und werden entweder in einem Array von Fasern weitergeführt oder direkt in elektrische Signale umgewandelt.

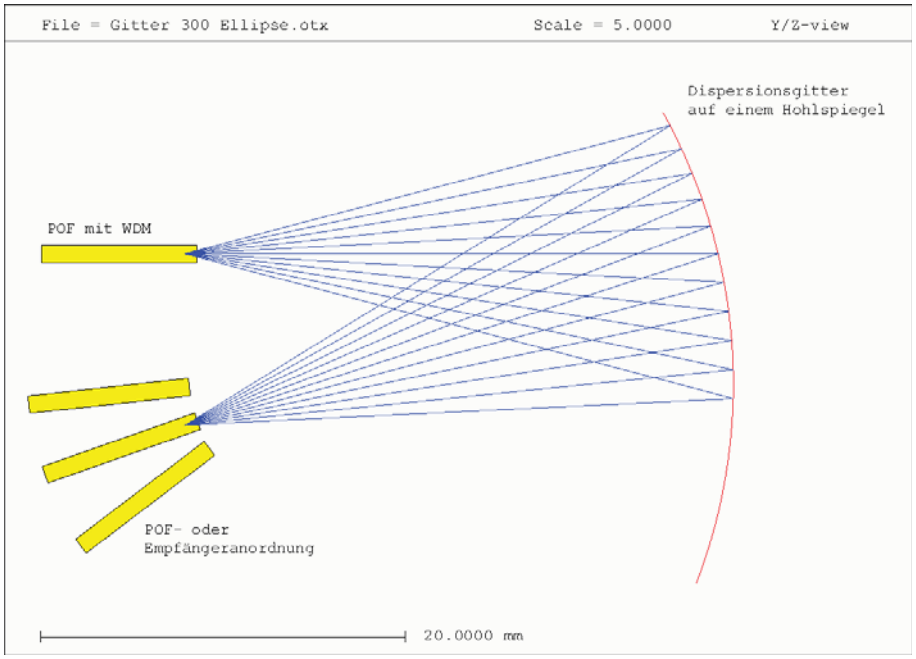


Abbildung 4.22: Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexers mit PMMA-Kern in Gitterspektrometerbauform

Zur Realisierung des Aufbaus sind einige Vorüberlegungen zu treffen:

- Der Hohlspiegel soll eine Punktquelle - die POF ist in erster Näherung eine Punktquelle - (siehe Kapitel 4.2.1.1) in einen Fokuspunkt überführen.
- Die geeignete Form des Hohlspiegels für diese Anwendung ist ein Ellipsoid. Dieser führt ohne Bildfehler eine ideale Punktquelle in einen unendlich kleinen Fokuspunkt über. Daher wird im ersten Ansatz ein ellipsoide Hohlspiegelform gewählt.
- Auf diesen Hohlspiegel wird ein lineares digitales Gitter mit einer Liniendichte von 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ aufgebracht (siehe dazu Kapitel 2.2).

Zur Beurteilung der Leistung des Aufbaus wird wiederum das Spot-Diagramm verwendet. Die erste Realisierung mit einem Gitter ist in Abbildung 4.23 links gezeigt. Es ist leicht erkennbar, dass das Gitter die drei Farben getrennt hat und diese sich nicht gegenseitig überlappen. Es entsteht allerdings kein runder Fokuspunkt, sondern die einzelnen Fokuspunkte sind in lateraler Dimension deutlich breiter als in der anderen, sie wirken langgestreckt. Weiterhin ist der Abstand zwischen den einzelnen Farben zu gering, um die Anteile mit einer POF weiterführen zu können. Der Abstand muss größer als der Durchmesser der POF von

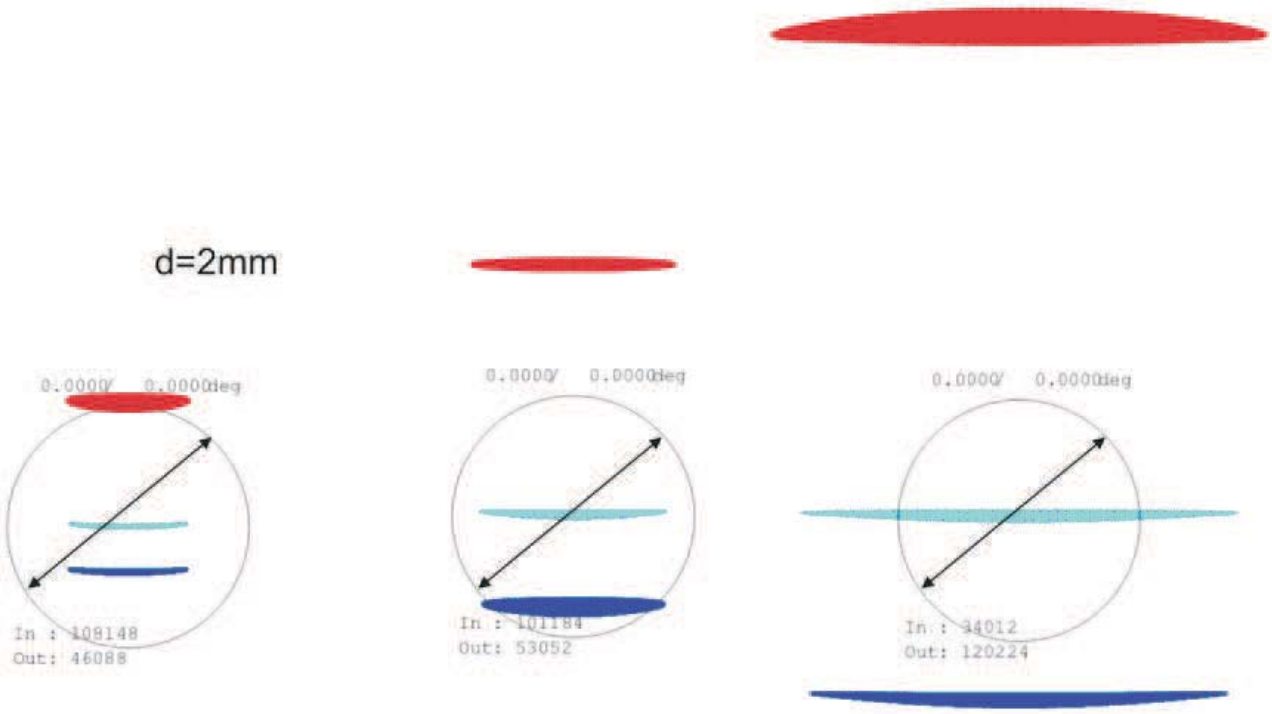


Abbildung 4.23: Spot-Diagramme für unterschiedliche Gitterkonstanten für den Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform mit elliptischem Hohlspiegel (Links: 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Mitte: 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Rechts: 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$)

1 mm sein. Bei einer Liniendichte von 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ beträgt der Abstand ungefähr 0,5 mm zwischen blau und grün. Zwischen grün und rot ist der Abstand ungefähr doppelt so groß. Im ersten Aufbau mit einem Prisma als Dispersionseinheit, sind dagegen die Abstände zwischen den jeweiligen Farben ungefähr gleich groß. Es besteht eine Abhängigkeit des Brechzahlverlaufes des Prismas von der Wellenlänge, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist, da dieser einen nicht-linearen Verlauf hat. Bei einem Dispersionsgitter hingegen ist diese Abhängigkeit linear. Der Abstand ist daher zwischen dem grünen und roten Anteil des Lichtes größer als beim blauen zum grünen Anteil.

Die Distanz zwischen den einzelnen Farben ist allerdings noch zu gering, um eine POF in die Bildebene zu platzieren, die diese monochromatischen Anteile weiterführt. Es ist daher notwendig, die Linienanzahl zu erhöhen. Es wird deshalb im nächsten Schritt die Linienanzahl auf 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ erhöht und damit die Lücke zwischen den einzelnen Farben verdoppelt. Weiterhin ist die Form der einzelnen Fokuspunkte noch langgestreckter im Verhältnis zum Aufbau mit niedriger Linienanzahl. Da die Entfernung der Farben untereinander noch zu

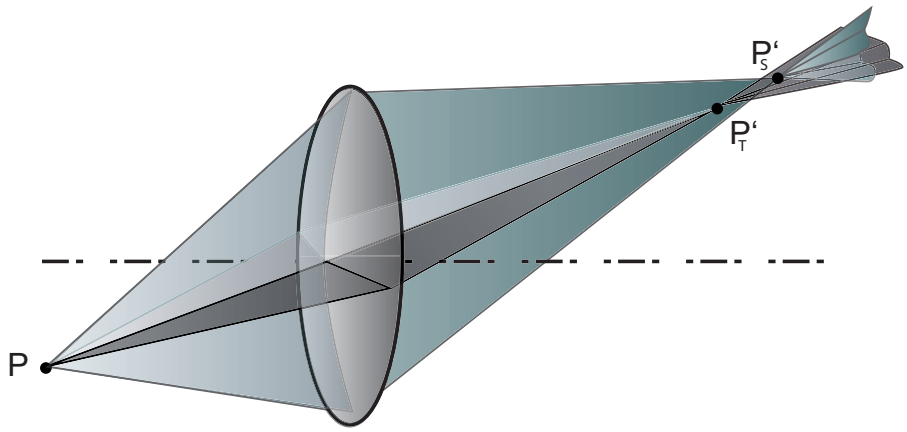


Abbildung 4.24: Darstellung von Astigmatismus bei einer Linse

gering für die laterale Trennung der SI-POF ist, wird die Liniendichte wieder um den Faktor zwei erhöht. Nun reicht der Abstand aus, was in Abbildung 4.23 rechts zu sehen ist, um die einzelnen Wellenlängen mithilfe von POFs weiterzuleiten. Die Distanz zwischen dem blauen und grünen Anteil beträgt ca. 2 mm und zwischen dem grünen und roten Anteil ca. 4 mm. Das ist ausreichend, um eine POF inklusive Führung in dem Kunststoffkörper unterzubringen (siehe Abbildung 4.33). Die Defokussierung in der einen Ebene hat sich durch die Verdoppelung der Liniendichte des Gitters noch erhöht.

Es ist offensichtlich, dass das Gitter die Fokuspunkte stark verzerrt, da in den beiden Hauptebenen (meridionaler und saggitaler Schnitt) die Brennpunkte uneinheitlich geworden sind. Dieser Bildfehler wird Astigmatismus oder auch Punktlosigkeit oder Zweischalenfehler genannt und weist für zwei senkrechte Schnitte durch die Stirnfläche einer Kugelfläche (entlang der x- und y-Achse) unterschiedliche Brennweiten auf. Das bedeutet, die bildseitige Schnittweite ist in ihrer Länge nicht rotationssymmetrisch, sondern unterscheidet sich in den beiden senkrechten Schnitten. Diese beiden Schnitte entlang der beiden Achsen werden auch Meridionalschnitt (entlang der y-Achse) und Saggitalschnitt (entlang der x-Achse) genannt. Für diese beiden Schnitte weist also der Bildpunkt unterschiedliche Schnittweiten auf. Das hat zur Folge, dass es nicht möglich ist, einen einheitlichen Bildpunkt zu erhalten. Dieser ist immer in einer der beiden Richtungen defokussiert (Vgl. Abbildung 4.24). Eine typische Form eines mit Astigmatismus behafteten Bildpunktes ist die so genannte Stäbchenform.

Dieser Bildfehler kommt auch beim menschlichen Auge vor, wenn die Hornhaut nicht in allen Richtungen die gleiche Krümmung aufweist. Dann kann auf der Netzhaut nur in einem Schnitt die Abbildung fokussiert werden, diese wird also unscharf wahrgenommen. Zur Korrektur werden torodiale Linsenformen verwendet, die diesen Effekt ausgleichen.

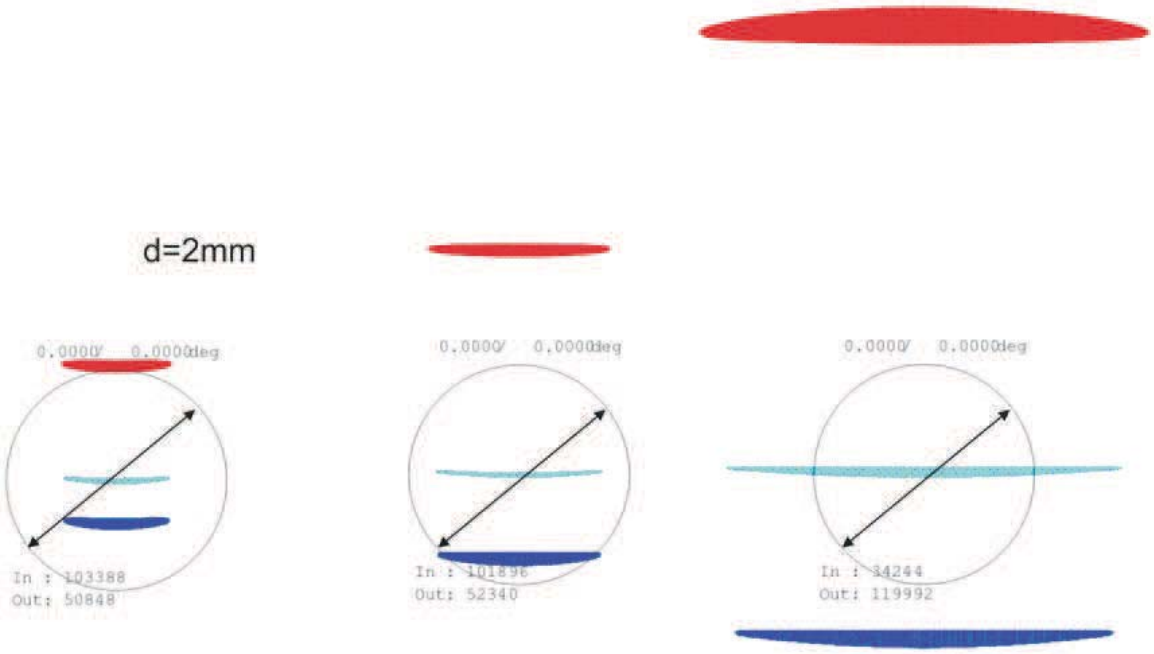


Abbildung 4.25: Spot-Diagramm für unterschiedliche Gitterkonstanten für den Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform mit sphärischem Hohlspiegel (Links: 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Mitte: 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Rechts: 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$)

Es wird im nächsten Schritt anstelle eines mit Astigmatismus behafteten ellipsoiden Hohlspiegels ein sphärischer Hohlspiegel verwendet. Dieser bietet den Vorteil, einfacher herstellbar zu sein. Ziel ist, wie schon aufgezeigt, eine möglichst einfache und damit kostengünstige Realisierung des Bauteiles zu erreichen. Die Ergebnisse mit der neuen Hohlspiegelform sind in Abbildung 4.25 zu sehen. Wieder ist die Liniendichte variiert. Die Resultate der Spot-Diagramme sind mit denen der ersten Realisierung fast identisch. Es ist damit nachgewiesen, dass die grundlegende Spiegelform nur noch eine untergeordnete Rolle bei der Form der Fokuspunkte besitzt.

Um eine verbesserte Form der Fokuspunkte zu erzielen, ist es essentiell, die einzelnen Fokuspunkte noch einmal näher zu untersuchen. Abgesehen von einer leichten Krümmung, die vor

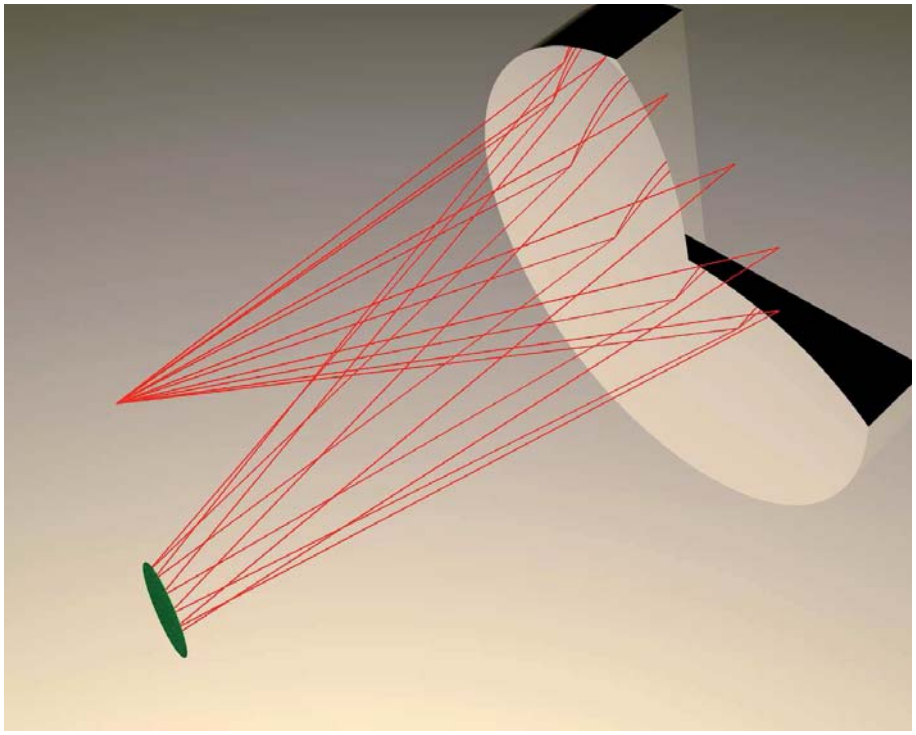


Abbildung 4.26: Dreidimensionale Darstellung des Demultiplexers in Gitterspektrometerbauform vor der Optimierung

allem bei niedrigen Liniendichten auftritt, ist eine schmale, langgestreckte Form bei allen Farben gleichermaßen zu erkennen. Dies spricht dafür, dass in der x/z-Ebene die Fokuslänge durch das Aufbringen des Gitters auf den Hohlspiegel verändert ist. Um dies zu überprüfen, wird eine dreidimensionale Zeichnung des Aufbaus erzeugt, die in Abbildung 4.26 zu finden ist und eine Veränderung des Fokus bewirkt.

Um diese Veränderung der Fokuspunkte der verschiedenen Wellenlängen zu kompensieren, wird die sphärische Hohlspiegelform optimiert. Theoretische Vorüberlegungen weisen auf die Eignung einer toroidalen Form des Hohlspiegels hin. Die entsprechenden Daten finden sich im Anhang (7.10, 7.11, 7.12 und 7.13). Der Radius in der x/z-Ebene ist also nicht mehr identisch dem Radius in der y/z-Ebene, sondern wird so optimiert, dass die Fokuspunkte möglichst klein werden. Dazu wird der Radius von $-32{,}2\,\mathrm{mm}$ auf $-28{,}5\,\mathrm{mm}$ verkürzt. Diese Veränderung der Fokuslänge beruht einzig auf dem Dispersionsgitter und nimmt mit Erhöhung der Liniendichte zu. Ein optimierter dreidimensionaler Plot ist in Abbildung 4.27 zu sehen.

Diese Optimierung der Fokuslänge zeigt sich auch im Spot-Diagramm, siehe Abbildung 4.28.

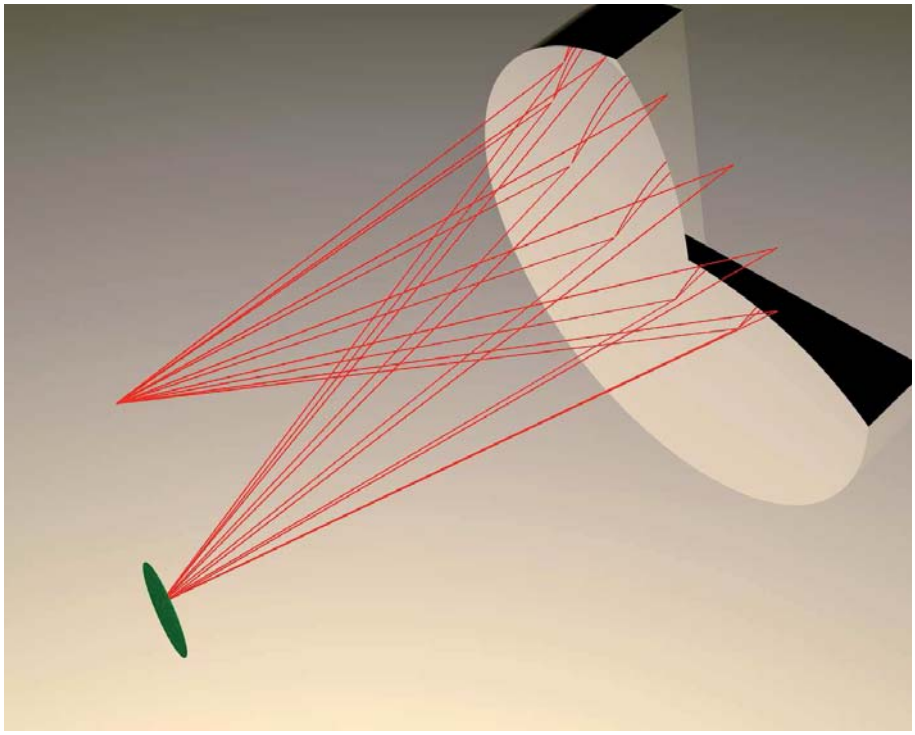


Abbildung 4.27: Dreidimensionale Darstellung des Demultiplexers in Gitterspektrometerbauform nach der Optimierung

Es ist zu erkennen, dass die einzelnen Fokuspunkte bei einer niedrigeren Linienanzahl kleiner sind. Eine weitere Optimierung wäre nur mit einer weiteren Veränderung der Hohlspiegelform möglich, die eine weitaus komplexere Spiegelform voraussetzt. Dies würde aber eine schwierigere Herstellung bedeuten. Allerdings sind diese Fokusgrößen nicht problematisch. Das Licht kann von einer POF aufgenommen werden, welche einen Kerndurchmesser von 980 μm aufweist. Das bedeutet, eine kleinere Fokusgröße als 0,98 mm im Durchmesser ist nicht notwendig.

4.2.1.1 Quellenmodell der POF

Wie im vorherigen Kapitel geschildert, vergrößern sich die Foki der einzelnen Wellenlängen mit zunehmender Liniendichte des Dispersionsgitters. Um nun eine korrekte Bewertung dieser Fokuspunkte zu bekommen, ist ein Blick auf das Quellenmodell der POF notwendig. Bisher wird davon ausgegangen, dass es sich bei der POF um eine ideale Punktquelle handelt.

Die Erklärung für dieses einfache Quellenmodell wird in Abbildung 4.29 gezeigt. Die Abstrahlcharakteristik der POF ist insoweit bekannt, dass die Strahlen beim Übergang von der

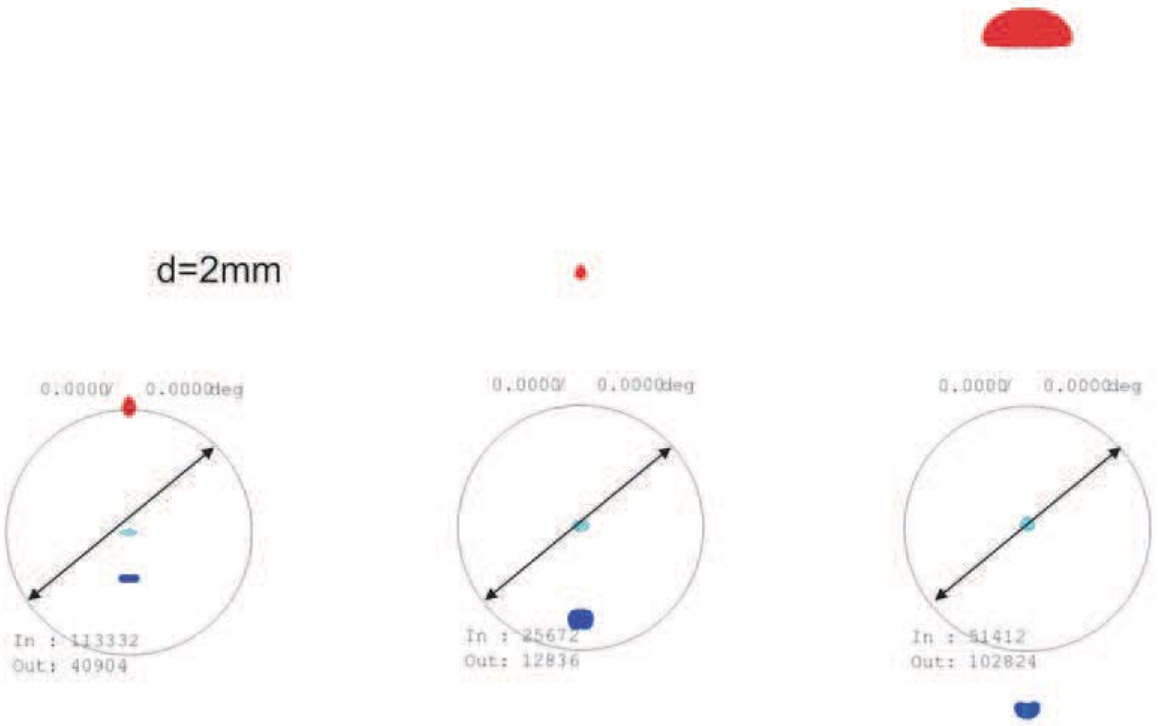


Abbildung 4.28: Spot-Diagramm für unterschiedliche Gitterkonstanten für den Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform mit optimiertem Hohlspiegel (Links: 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Mitte: 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Rechts: 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$)

POF zu Luft einen Öffnungswinkel von 60° bilden. Die Strahlen verlassen die POF über die komplette Stirnseite des Kernes. Daher werden die Randstrahlen sich genau am Übergang vom Kern zum Mantel befinden und unter besagtem Abstrahlwinkel die POF verlassen. Bei der Realisierung des Demultiplexers in Gitterbauform ist nicht diese numerische Apertur anzusetzen, da das Licht nicht weiter in Luft geführt wird, sondern in PMMA verbleibt, so dass ein geringerer Öffnungswinkel von NA= 0,32 vorhanden ist.

Um nun von der POF auf eine Punktquelle zu schließen, werden die Randstrahlen in die POF hinein verlängert. Diese schneiden sich in einem Punkt, der je nach Öffnungswinkel unterschiedlich weit in die POF hineingeht. Bei einem Öffnungswinkel von NA= 0,50 befindet sich dieser Schnittpunkt 0,849 mm von der Stirnseite entfernt innerhalb der POF. Genau in diesen Schnittpunkt wird eine ideale Punktquelle gelegt. Diese weist einen Abstrahlwinkel von $\theta = 60°$ (kompletter Öffnungswinkel bei NA= 0,50) auf und verhält sich wie ein Lambert-Strahler ($I = I_{max} \cdot cos(\theta)$). Damit lassen sich die Randstrahlen exakt beschreiben. Mit der Annahme einer idealen Punktquelle werden die Demultiplexer wie folgt betrachtet:

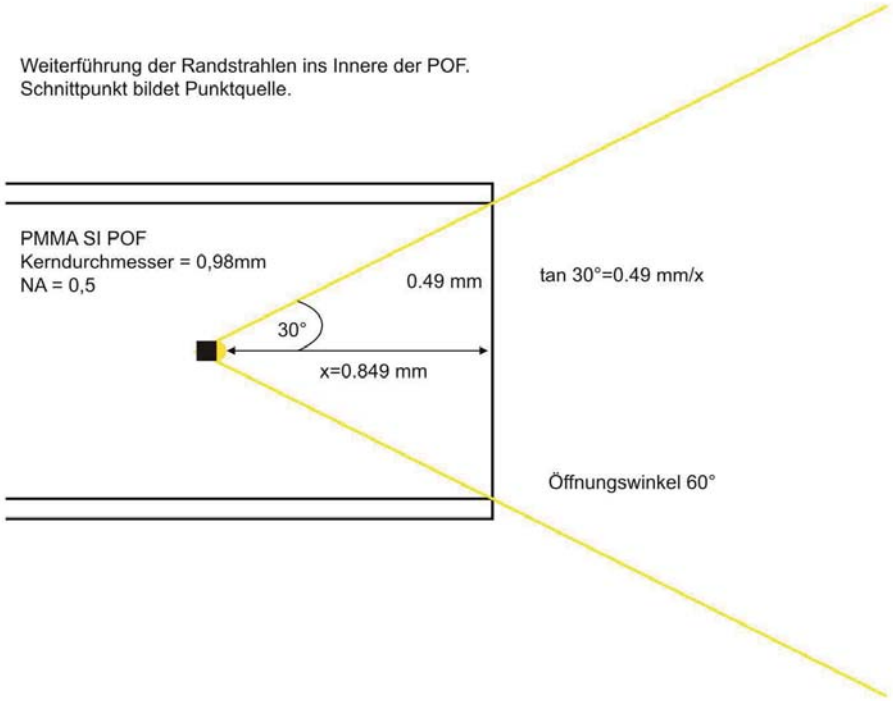


Abbildung 4.29: Darstellung der zugrundeliegenden Vereinfachung der POF als singuläre Quelle

Wie der Aufbau mit Dispersionsgitter zeigt, könnten durch die Optimierung der Hohlspiegelform alle wesentlichen Bildfehler kompensiert werden. Es ist daher notwendig, eine komplexere Quellensimulation zu wählen, um zu erkennen, ob die verschiedenen Lichtbündel von einer POF in der Bildebene aufgenommen werden können. Um nun eine bessere Einsicht zu erhalten, werden anstatt einer idealen Punktquelle fünf Punktquellen verwendet. Eine dieser Punktquellen befindet sich im geometrischen Mittelpunkt der Stirnseite der Faser. Die anderen vier Punktquellen sind äquidistant auf der Umrandung des Faserkerns angebracht. Alle diese Fasern besitzen die gleichen Eigenschaften wie die einzelne Quelle zuvor. Mit diesen fünf Quellen können die kompletten Randstrahlen der POF abgedeckt werden. In der einfachen Quellensimulation strahlen die Randstrahlen nur nach außen, aber nicht über den kompletten Öffnungswinkel ab. Die Randstrahlen sind besonders interessant, da die Strahlen mit dem größten Abstand zur optischen Achse in der Regel die stärksten Bildfehler hervorrufen. Eine Darstellung der Anordnung der Quellen und der Abstrahlcharakteristik ist in Abbildung 4.30 festgehalten. Die dargestellten Farben repräsentieren in dieser Abbildung keine unterschiedlichen Wellenlängen, sondern stehen für die fünf Quellen. Die Öffnungswinkel der Quellen sind dabei identisch zur POF und der Durchmesser der Bildebene entsprechend des

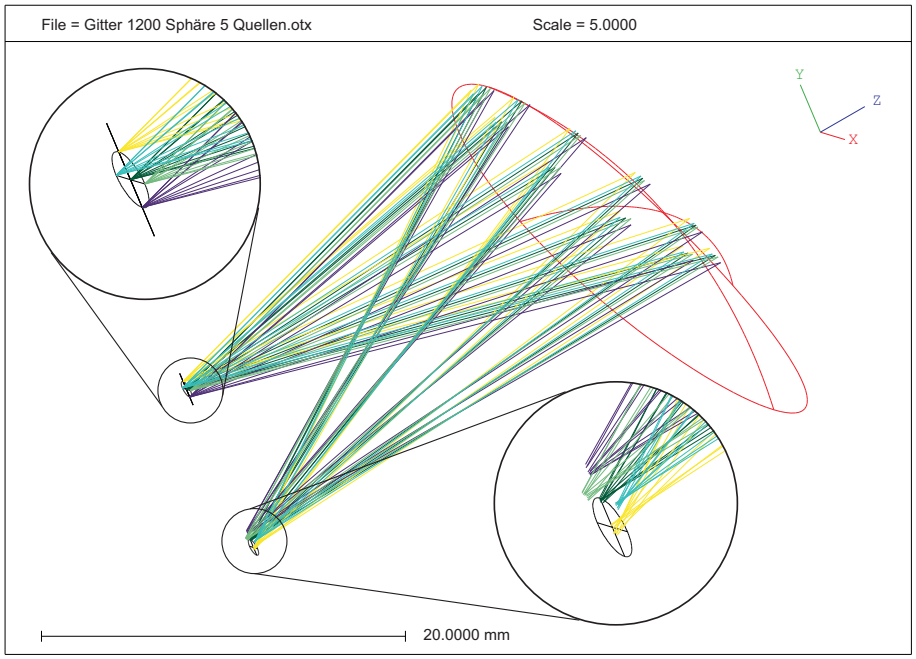


Abbildung 4.30: Dreidimensionale Gitterdarstellung des Demultiplexeraufbaus mit fünf Quellen

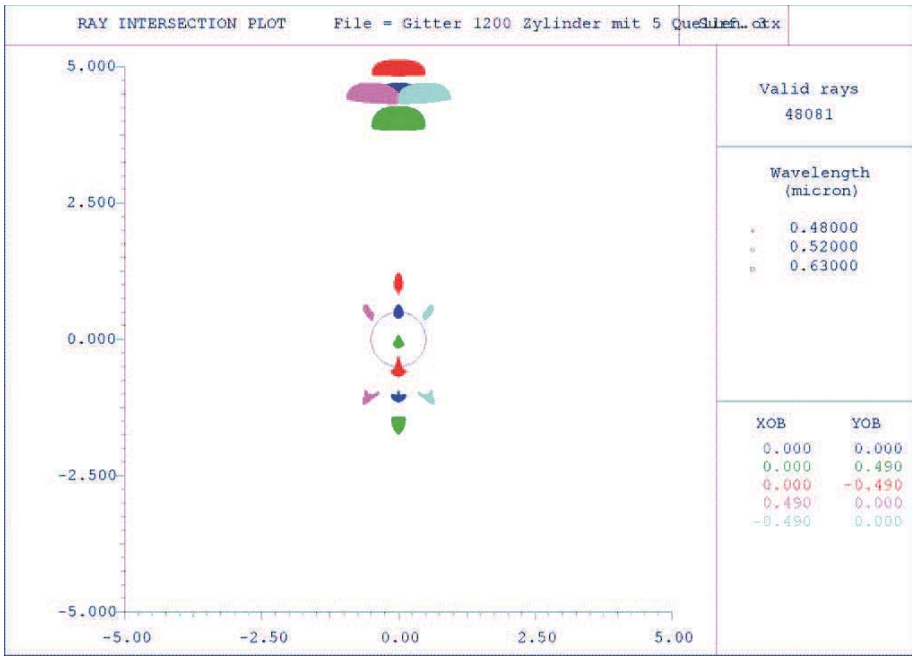


Abbildung 4.31: Ray-Intersection-Plot des Demultiplexers mit fünf Quellen

Kerndurchmessers des POF-Kerns 0,98 mm.

Die Untersuchung der Bildebene soll diesmal nicht mithilfe des Spot-Diagramms erfolgen, da dieses für jede Quelle einen eigenen Graphen zeichnet und somit die Lage der einzelnen Fokuspunkte untereinander nicht berücksichtigt. Es wird deshalb auf den Ray-Intersection-Plot zurückgegriffen (die detaillierte Darstellungsweise ist in Kapitel 3 nachzulesen). Die Positionen der fünf Quellen für die drei unterschiedlichen Wellenlängen sind in Abbildung 4.31 dargestellt. Die Fokuspunkte des roten Kanals sind am weitesten von der ursprünglichen Position entfernt. Die Fokuspunkte sind groß im Gegensatz zu den anderen Farben, was vornehmlich an der chromatischen Längsaberration liegt. Die Position der verschiedenen roten Fokuspunkte stimmt mit der Quellenposition überein. Eine Veränderung der Fokusform aufgrund der Lage der Quellen ist nicht festzustellen. Dies ist bei den grünen und blauen Fokuspunkten anders. Allerdings überdeckt dort die chromatische Aberration die einzelnen Foki nicht. Der Abstand der einzelnen Foki für jede Farbe ist zu der Position der Quellen unverändert. Dabei weisen die unterschiedlichen Foki verschiedene Formen auf, die auf verschiedene Bildfehler schließen lassen (vgl. dazu auch Kapitel 5.1.2).

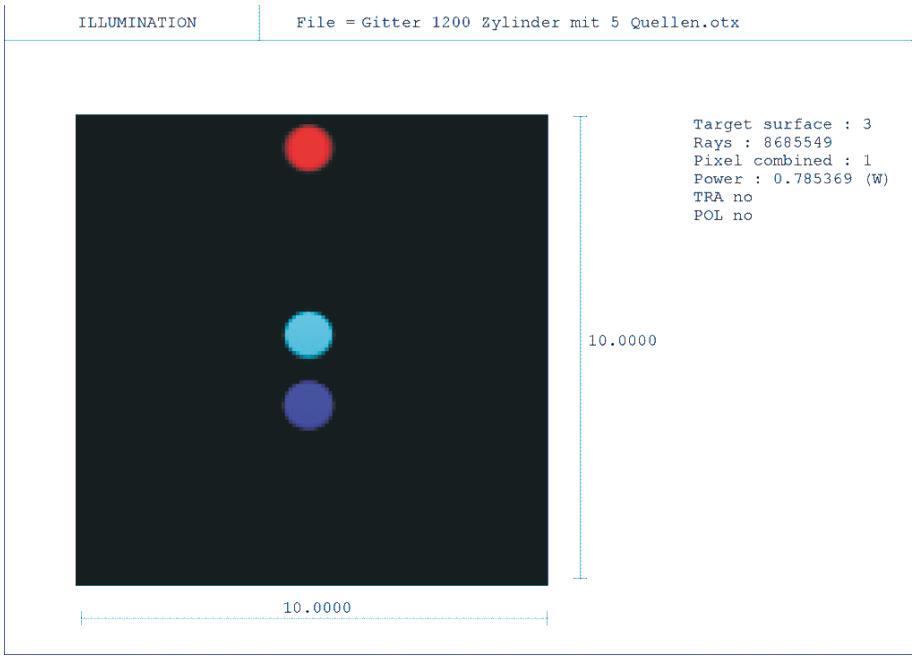


Abbildung 4.32: Fotorealistische Darstellung der Bildebene durch einen Flächenstrahler als Quelle

Eine abschließende Beurteilung der Fragestellung ist also auch mit diesem Modell nicht möglich, aber es gibt entscheidende Hinweise auf die reale Situation. Um weitere Erkenntnisse

zu erlangen, soll das Quellenmodell noch komplexer werden. Es wird von eindimensionalen Quellen zu zweidimensionalen Quellen, das bedeutet Flächenstrahlern, übergegangen. Diese Quellen senden über die komplette Stirnseite des Kerns der POF Licht aus. Jeder infinitesimal kleine Punkt sendet Licht unter einem Öffnungswinkel von 60° aus. Diese Erweiterung des Quellenmodelles ist die komplexeste, welche mit dem Simulationsprogramm realisiert werden kann. Bei dieser Art von Quellen können auch die klassischen Analysefunktionen nicht verwendet werden. Als einzige Möglichkeit zur Betrachtung der Bildebene dient eine berechnete, skalierte und fotorealistische Grafik (siehe Abbildung 4.32). Das Ergebnis zeigt drei Fokuspunkte, die den drei Wellenlängen entsprechen und die einen Durchmesser von $1mm$ aufweisen. Das Quellenmodell zeigt, dass es mit dem Aufbau möglich ist, die drei Farben sauber voneinander zu trennen, ohne dass sich diese überlappen, und die einzelnen Fokuspunkte im Durchmesser mit der POF übereinstimmen. Es wäre dadurch mit der in der Bildebene zu fixierenden SI-POF möglich, die kompletten Strahlenbündel aufzunehmen. Es ist dabei allerdings die bildseitige NA zu beachten, diese ist aber durch den symmetrischen Grundaufbau auf den Wert der objektseitigen NA festgelegt.

4.2.1.2 Optimierung des Dispersionsgitters

Die Ergebnisse zeigen, dass eine ausreichende Trennung der einzelnen Wellenlängen nur für eine Liniendichte von 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ vorliegt. Die Herstellung des Funktionsbauteiles sollte kostengünstig erfolgen, daher ist eine so hohe Liniendichte unwirtschaftlich und das Gitter muss optimiert werden. Es gibt hierbei zwei Möglichkeiten:

1. die Form oder
2. die Beugungsordnung anzupassen.

Wenn nach Gleichung 2.10 anstatt der ersten Ordnung die zweite Ordnung verwendet wird, halbiert sich die Linienanzahl bei gleichem Auflösungsvermögen. Dafür muss sich der Gangunterschied um λ erhöhen. Das bedeutet, dass der Abstand zwischen Tal und Berg des linearen Gitters um $\frac{\lambda}{2}$ anwachsen muss. Bei der zweiten Beugungsordnung wären nur noch 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ notwendig. Das würde einer Strukturgröße von 1,67 μm entsprechen. Dies scheint noch nicht ausreichend zu sein, so dass nicht die zweite Ordnung, sondern die dritte Ordnung verwendet wird. Damit sind nur noch 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$ und eine Strukturgröße von 3,33 μm erforderlich. Bei einem linearen Gitter nimmt aber die Intensität stark mit der Erhöhung der Beugungsordnung ab. Daher wird zur Optimierung der Energieführung das aus Kapitel 4.2 bekannte Echelette-Gitter verwendet. Damit kann durch die Einstellung eines Blazewinkels

annähernd die gesamte Energie in die vorgesehene dritte Beugungsordnung gebracht werden. Dieser muss der Bedingung 2.11 gehorchen. Dies ergibt für den Hauptstrahl des Aufbaus 4.22 einen Blazewinkel von $\delta \approx 5°$.

4.2.2 Prototyperstellung des Demultiplexers mit Dispersionsgitter

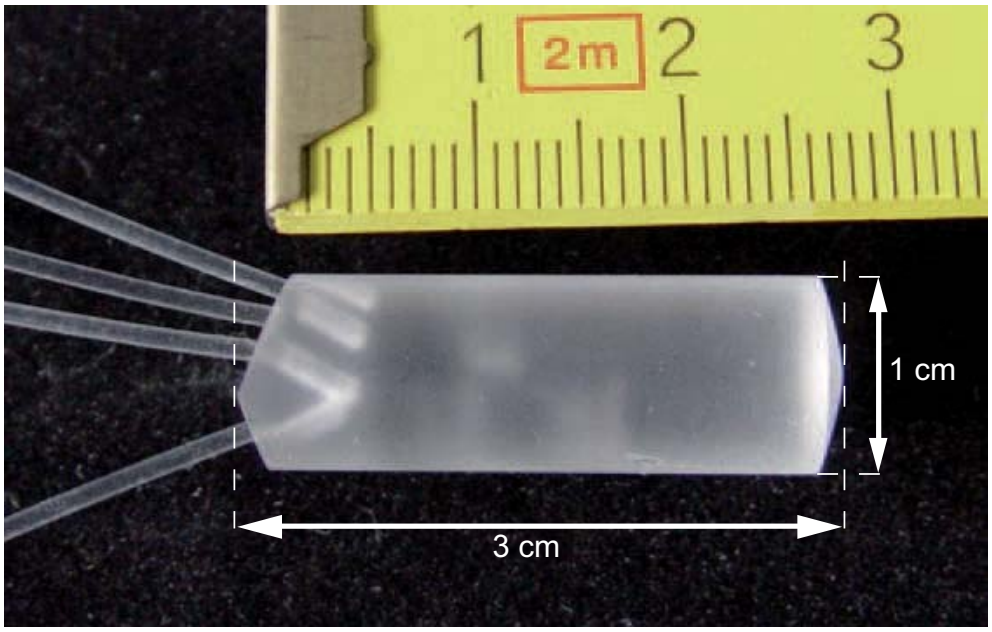


Abbildung 4.33: Prototyp zur Darstellung der Abmessungen des Demultiplexers

Um einen ersten Eindruck der Dimensionen des integrierten Demultiplexers zu erhalten, ist eine erste Realisierung in PMMA mithilfe von feinmechanischem Werkzeugbau realisiert (siehe Abbildung 4.33). Diese Realisierung hat noch keinen funktionellen Charakter, sondern dient einzig zur Demonstration der Größe des Demultiplexers. Die Wölbung der hinteren Seite des Kunststoffkörpers ist in der Größenordnung des optimierten Aufbaus, aber ohne Gitterstruktur gefräst.

5 Diskussion

Die in Kapitel 4 vorgestellten Ergebnisse werden in diesem Kapitel genauer betrachtet und vergleichend analysiert. Es soll beim Prismenaufbau vor allem geklärt werden, wie die im Laboraufbau gemessenen Ergebnisse zu bewerten sind und warum diese so ausfallen. Beim Gitteraufbau liegt der Fokus verstärkt auf dem Potential dieser Entwicklung.

5.1 Bewertung der Ergebnisse

5.1.1 Prismenspektrometer

Das Prismenspektrometer besteht bei der ersten Realisierung aus einer bi-konvexen Linse zur Fokussierung des zu übertragenden Lichtbündels und daran sich anschließend einem Prisma als Dispersionseinheit. Aufgrund des stark divergenten Lichtbündels weist die Linse kleine Krümmungsradien auf. Wie aus Kapitel 4 bekannt, führt diese Linsenform zu hohen sphärischen Aberrationen. Es wird dadurch kein einheitlicher Brennpunkt erreicht, da die bildseitigen Schnittweiten der verschiedenen Wellenlängen entlang der optischen Achse variieren. Dieses Problem wird verringert, indem anstelle einer bi-konvexen Linse zwei plan-konvexe Linsen eingesetzt werden. Die Bildfehler vermindern sich folglich aufgrund der größeren Krümmungsradien und der optimierten Form der Linse. Die Brechkraft der Linse ist durch die unsymmetrische Form besser auf die beiden brechenden Flächen verteilt, bei einer bi-konvexen Linse wird dies hauptsächlich durch die erste brechende Fläche geleistet. Weiterhin muss die Linse vor dem Prisma die Strahlen nicht mehr komplett fokussieren, stattdessen ist eine Kollimation des Strahlenbündels ausreichend. Es ist demnach weniger Brechkraft notwendig und somit fallen die erzeugten Bildfehler deutlich geringer aus.

Für das Prisma zeigen auch historische Aufbauten (siehe Abbildung 2.5), dass es die besten dispersiven Eigenschaften mit den geringsten Aberrationen aufweist, wenn paralleles Licht auf dieses fällt. Durch den Einfallswinkel und den vom Prisma eingeschlossenen Winkel α (siehe Abbildung 5.1) wird die wellenlängenabhängige Brechung bestimmt. Die letzte Linse ist, wie schon beschrieben, zur Fokussierung des nun in seine spektralen Anteile zerlegten Lichts zuständig.

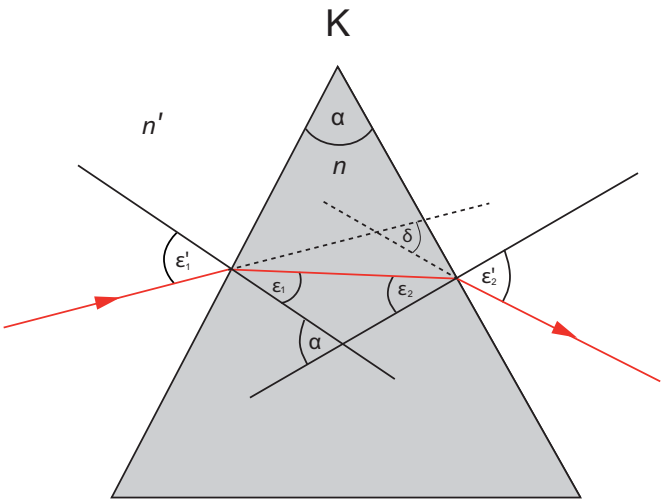


Abbildung 5.1: Strahlenverlauf an einem Dreiecksprisma

Das Ziel ist also die Verringerung der Bildfehler. Die von der ersten Linse erzeugten Bildfehler, dies sind vor allem sphärische und chromatische Aberrationen. Diese werden durch die nachfolgenden Bauteile noch verstärkt und es kommt zu einem unzureichenden Ergebnis (siehe 4.5). Aus früheren Arbeiten [36] ist bekannt, dass Spiegel im Gegensatz zu Linsen in bestimmten Situationen Vorteile besitzen.

Hohlspiegel weisen keine chromatischen Aberrationen auf, da diese nur durch wellenlängenabhängige Brechung entstehen können, das Licht aber am Bauteil reflektiert wird. Sphärische Aberrationen können durch geschickte Formung des Spiegels weitestgehend unterdrückt werden. Allerdings kann das nur für Lichtquellen erfolgen, die ihren Ursprung auf der optischen Achse haben. Handelt es sich um mehrere Quellen oder um eine sehr ausgedehnte Quelle, so werden die achsenfernen Strahlen mit starken Bildfehlern reflektiert. Das können:

- Astigmatismus,
- Bildfeldwölbung oder
- Koma

sein, wenn die Strahlen schräg auf die Spiegelfläche treffen. Dies wird anhand des folgenden Beispiels in Abbildung 5.2 verdeutlicht. Es ist klar zu erkennen, dass die Fokuspunkte nicht mehr in einer Ebene liegen, sondern die Bildebene stark gekrümmt wird.

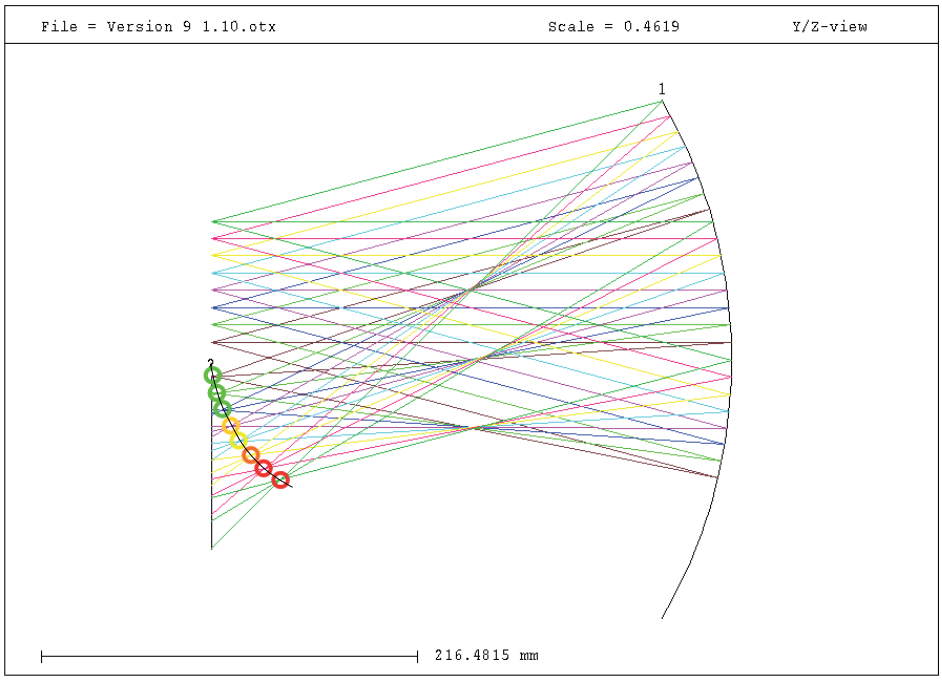


Abbildung 5.2: Bildpunktverschiebung an einem sphärischen Spiegel

Eine Linse ist dagegen wesentlich besser geeignet. Die sphärische Aberration aufgrund von außerparaxialen Strahlen ist weniger stark ausgeprägt. Es wird aus diesem Grund beim verbesserten Aufbau der Prismenrealisierung die erste Linse durch einen Spiegel ersetzt. Das Licht trifft aus einem konzentrierten Punkt auf den außeraxialen Ausschnitt eines Parabolspiegels. Dieser konzentrische Punkt ergibt sich aus den Geometrien der POF (vgl. 4.2.1.1). Der Spiegel kann einen perfekt kollimierten Strahl ohne jegliche Bildfehler erzeugen, wenn der Brennpunkt des Parabolspiegels mit der errechneten idealen Punktquelle, die die POF näherungsweise ergibt, übereinstimmt. Weichen diese Punkte allerdings voneinander ab, so ist aus Abbildung 5.2 zu erkennen, dass es sehr schnell zu großen Aberrationen kommt und der Strahl nicht mehr richtig kollimiert werden kann. Das würde über den gesamten Aufbau gesehen zu sehr starken Bildfehlern führen, was auch später im Laboraufbau zu erkennen ist. Die Justierung des Spiegels und der POF zueinander sind von entscheidender Bedeutung für die Leistung des Aufbaus und ist daher mit Abstand am empfindlichsten (siehe [42]).

Es ist also sinnvoll, zur Minimierung der Bildfehler die erste Linse durch einen Spiegel zu ersetzen, auch wenn dieser bei der späteren Realisierung erhöhten Justageaufwand erfordert. Wie schon beschrieben, kann die dispersive Kraft des Prismas durch geschickte Materialwahl

und Vergrößerung der Basislänge entscheidend verbessert werden. Daher werden in späteren Simulationen hochdispersive Materialien wie Polycarbonat (PC) verwendet und in der Realisierung ein entsprechendes Schwerflintglas. Beide weisen eine sehr niedrige Abbezahl auf ($V < 30$) und sind stark brechend.

Wenn die zweite Linse auch durch einen Spiegel ersetzt würde, so wären die zu erwartenden Ergebnisse in der Bildebene wesentlich schlechter. Dabei muss zwischen den Ergebnissen der Simulation und der Realisierung unterschieden werden. In der Simulation kann durch eine sehr kurze Brennweite des ersten Spiegels ein sehr schmales Lichtbündel erzeugt werden, wodurch auch nach erfolgter Brechung des Lichtes in seine spektralen Anteile mit Einschränkung noch ein Spiegel sinnvoll erscheinen würde. Dagegen spricht aber schon die in der Simulation gezeigte Optimierung des Brechungsverhaltens des Prismas. Das Ziel ist einen möglichst großen Abstand zwischen den einzelnen Anteilen des Lichtes zu erreichen, um nur eine geringe Bündelung der Strahlen zu erhalten.

Bei der Realisierung unter Laborbedingungen ist es nicht möglich, einen Parabolspiegel zu verwenden, der eine vergleichbare geringe Brennweite aufweist. Die Verwendung des kommerziell erhältlichen Spiegels führt zu einer erheblichen Aufweitung des kollimierten Strahles und somit zu einer wesentlich größeren Bündeldicke des Lichtes, welches auf den zweiten Spiegel treffen würde. Aus diesen Gründen ist davon abzusehen, einen zweiten Spiegel zu verwenden. Es wird in Folge dessen eine Linse zur Fokussierung eingesetzt. Um die dadurch entstehenden sphärischen und chromatischen Bildfehler zu minimieren, wird die Bildebene auf der optischen Achse weiter entfernt von der plan-konvexen Linse angebracht, was zur Folge hat, dass die Brechkraft der Linse kleiner ausgelegt werden kann, da die Strahlen nicht mehr so stark umgelenkt werden müssen.

5.1.1.1 Dämpfungsverluste an den einzelnen Bauteilen

Die gemessenen Ergebnisse des Laboraufbaus zeigen eine überaus hohe Einfügedämpfung (IL, Englisch: Insertion Loss). Diese bedarf einer genaueren Untersuchung. Die Einfügedämpfung besagt, wie viel von der am Eintritt des gesamten Bauteiles vorhandenen Lichtintensität am Ausgang noch zur Verfügung steht. Ziel ist ein möglichst geringer IL, um die Übertragung des Gesamtsystems nicht negativ zu beeinflussen. Im Folgenden wird die Transmission der einzelnen Bauteile untersucht. Der Transmissionsgrad T ergibt sich aus dem Reflexionsgrad R wie folgt:

$$T = 1 - R \qquad \text{mit} \qquad R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} \tag{5.1}$$

Schon für den Übergang der POF, bestehend aus PMMA, zur Luft ergibt sich damit:

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2} = \frac{(1 - 1{,}492)^2}{(1 + 1{,}492)^2} = 0{,}039 \tag{5.2}$$

Das bedeutet, dass schon 3,9 % des Lichtes beim Übergang von der Faser zur Luft reflektiert werden, es können also maximal 96,1 % des Lichtes auf den Spiegel treffen. Diese Verluste treten auch am Ende des Bauteiles an der Bildebene auf, wenn das Licht wieder in eine POF geführt wird. Wenn anstelle des Spiegels noch eine Linse vorhanden wäre, so käme es zweimal zu einem Medienwechsel und somit zu Reflexionen. In der Simulation wird wie im Beispiel auch PMMA für die Linse verwendet. Im realen Aufbau besteht die Linse aus BK7, dieses Material weist eine leicht unterschiedliche Brechzahl von $n = 1{,}517$ auf. Es ergibt sich damit eine Reflexion von oder nach Luft von 0,42. Das bedeutet, der Transmissionsgrad des Lichtes, welches durch eine Linse aus BK7 geführt wird, sinkt um 8,4 % und es stehen noch 91,6 % der Lichtenergie zur Verfügung. Dieser Wert tritt zweimal bei der ersten Realisierung auf. Beim verbesserten Aufbau ist die erste Linse durch einen Spiegel ersetzt und somit entsteht dieser Verlust nur bei der zweiten Linse.

Im Laboraufbau werden allerdings Komponenten eingesetzt, die entspiegelt sind, dadurch kann der Transmissionsgrad entscheidend erhöht werden. Entspiegelungen können auf verschiedene Arten erfolgen. Üblich ist bei optischen Komponenten, ein Material auf die Linse aufzubringen, welches eine Brechzahl aufweist, die zwischen den sie umgebenden Materialien liegt. Die Dicke ist wellenlängenabhängig und wird in der Regel über den einzusetzenden Wellenlängenbereich gemittelt. Sie weist dann eine Dicke von $\frac{\lambda}{4}$ auf, so dass in Reflexionsrichtung ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ zwischen dem an der Antireflexionsschicht und den am Kernmaterial reflektierten Anteilen entsteht. Dies führt zur destruktiven Interferenz zwischen den beiden Anteilen. Damit lässt sich der Transmissionsgrad von 91,6 % bei einer Linse aus BK7 auf beinahe 100 % (typisch sind Werte zwischen $98\,\% - 99\,\%$) anheben. Leider weist das Datenblatt der Linse keine genaueren Zahlenwerte auf, diese sind auch nicht konstant, sondern variieren aufgrund des Funktionsprinzips über den eingesetzten Wellenlängenbereich.

Das Bauteil mit der niedrigsten Transmission ist das Prisma. Es besteht in der Simulation, wie schon die Linsen, entweder aus BK7 mit entsprechendem Transmissiongrad oder aus Polycarbonat ($n = 1{,}585$) mit $T = 89{,}8\,\%$. Im Laboraufbau wird N-SF11 verwendet. Dies weist eine Brechzahl von $n = 1{,}785$ auf. Damit ergibt sich ein Transmissionsgrad von 84 %. Das heißt es würden schon alleine aufgrund des Materials 16 % des Lichtes durch Reflexionen nicht weitergeführt. Das Prisma aus dem Laboraufbau ist aber mit einer Antireflexionsschicht versehen, diese besteht aus MgF_2 (Magnesiumfluorid). Als Dicke der Antireflexionsschicht

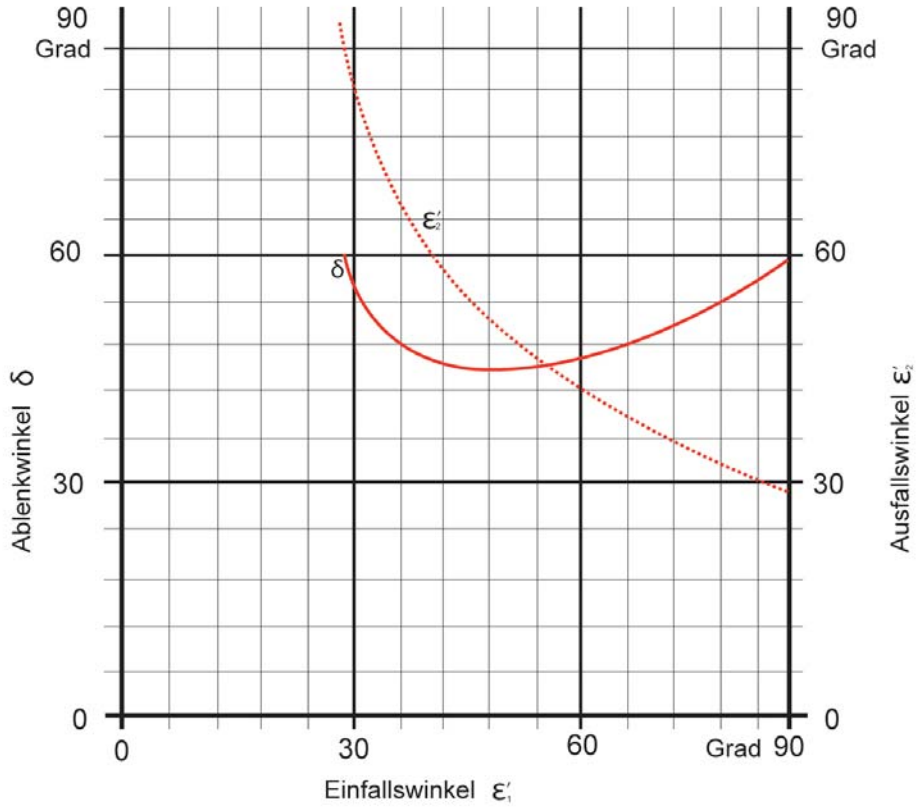


Abbildung 5.3: Ablenkwinkel δ und Ausfallswinkel ϵ_2' in Abhängigkeit des Einfallswinkels ϵ_1' bei einem gleichseitigen Prisma

ist auf jeder Seite $\frac{\lambda}{4}$ angegeben. Dies gilt allerdings immer nur für eine bestimmte Wellenlänge, üblicherweise befindet sich diese im Grünen bei 550 nm. Es ergibt sich somit für einen eingeschränkten Wellenlängenbereich ein Transmissiongrad von annähernd 100 %.

Die Leistung des Prismas hängt aber auch ganz entscheidend vom Einfallswinkel ab. Wenn dieser zu klein gewählt ist, kann das Licht das Prisma nicht wie gewünscht verlassen, sondern wird an der zweiten Fläche totalreflektiert. Das ist bei dem verwendeten Material bei einem Winkel von ϵ_2 gegeben bei (siehe Abbildung 5.1):

$$\epsilon_{2,g} = \arcsin \frac{1}{1{,}785} = 50{,}4° \tag{5.3}$$

Der entsprechende Einfallswinkel errechnet sich hieraus zu:

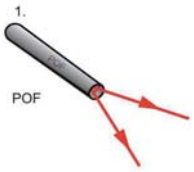
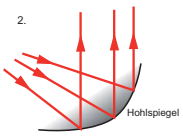
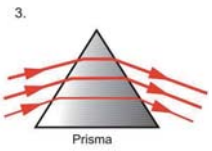
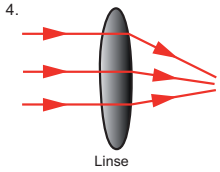
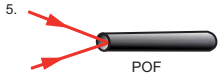
$$\epsilon_{1,g} = \arcsin(\frac{n}{n'} \sin(\alpha - \arcsin \frac{n'}{n}) = \arcsin(\frac{1{,}785}{1} \sin(60° - \arcsin \frac{1}{1{,}785})) = 17{,}3° \quad (5.4)$$

Diese Abhängigkeit wird im nachfolgenden Diagramm 5.3 verdeutlicht. Der Brechungsindex beträgt $n = 1{,}5$. Der Bereich der Totalreflexion ist klar zu erkennen (für kleine ϵ_1). Wenn sich der Einfallswinkel dem Ausfallswinkel der Totalreflexion annähert, so tritt nicht ad hoc eine komplette Reflexion ein, sondern im Grenzbereich nimmt die Reflexion kontinuierlich zu. Der Austrittswinkel nimmt wie zu erwarten mit steigendem Einfallswinkel ab. Der Ablenkungswinkel besitzt ein Minimum für $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 45°$. Das übertragene Licht wird mithilfe des Prismas in seine monochromatischen Anteile aufgeteilt. Das Licht beeinflusst sich aber nicht gegenseitig, so dass diese Aufteilung keine Verluste beinhaltet.

In der Summe treten bei jedem Medienwechsel Reflexionen, also Dämpfungen der Gesamtleistung, auf. Diese werden teilweise durch Antireflexionsschichten minimiert. Neben den Reflexionen sind vor allem die Justageungenauigkeiten für den hohen IL verantwortlich. Die hier aufgezeigten Verluste sind für jedes einzelne Bauteil in Tabelle 5.1 dargestellt.

Es geht also durch Reflexionen an Grenzschichten bis zu 1 dB der Gesamtleistung verloren. Dämpfungen im Material, Oberflächenrauigkeiten und Staub verursachen 2 dB. Der größte Anteil entsteht durch die Justagetoleranzen, diese summieren sich über die fünf Übergänge auf bis zu 10 dB. Dies trifft auf jede Wellenlänge zu. Es entstehen allerdings Unterschiede bei den einzelnen Wellenlängen durch die Fixierung der Bildebene auf eine Brennweite. Durch Defokussierung wird zusätzlich noch eine individuelle Einfügedämpfung aufaddiert.

Tabelle 5.1: Einfügedämpfung der einzelnen Bauteile der Prismenrealisierung (nach [12], [3])

Übergänge	Reflexionen	Materialdämpfung und Oberflächenrauigkeiten	Toleranz	
	$3{,}9\,\% \triangleq -0{,}18\,\mathrm{dB}$	$-0{,}1\,\mathrm{dB}$	$\triangle x \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle y \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle z \pm 20\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle \alpha \pm 1°$ $\triangle \beta \pm 1°$ $\triangle \gamma \pm 180°$	0,5 dB 0,5 dB 0,3 dB 0,5 dB 0,5 dB 0 dB
	$1\,\% \triangleq -0{,}04\,\mathrm{dB}$	$5\,\%{-}10\,\% \triangleq -0{,}46\,\mathrm{dB}$	$\triangle x \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle y \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle z \pm 20\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle \alpha \pm 1°$ $\triangle \beta \pm 1°$ $\triangle \gamma \pm 1°$	0,6 dB 0,6 dB 0,4 dB 0,3 dB 0,3 dB 0,3 dB
	$2\,\% \triangleq -0{,}09\,\mathrm{dB}$	$5\,\%{-}10\,\% \triangleq -0{,}46\,\mathrm{dB}$	$\triangle x \pm 20\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle y \pm 20\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle z \pm 50\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle \alpha \pm 2°$ $\triangle \beta \pm 2°$ $\triangle \gamma \pm 2°$	0,2 dB 0,4 dB 0,4 dB 0,4 dB 0,3 dB 0,3 dB
	$2\,\% \triangleq -0{,}09\,\mathrm{dB}$	$5\,\%{-}10\,\% \triangleq -0{,}46\,\mathrm{dB}$	$\triangle x \pm 20\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle y \pm 20\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle z \pm 50\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle \alpha \pm 2°$ $\triangle \beta \pm 2°$ $\triangle \gamma \pm 2°$	0,2 dB 0,3 dB 0,2 dB 0,3 dB 0,2 dB 0,2 dB
	$3{,}9\,\% \triangleq -0{,}18\,\mathrm{dB}$	$-0{,}1\,\mathrm{dB}$	$\triangle x \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle y \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle z \pm 30\,\mu\mathrm{m}$ $\triangle \alpha \pm 1°$ $\triangle \beta \pm 1°$ $\triangle \gamma \pm 180°$	0,2 dB 0,2 dB 0,2 dB 0,2 dB 0,2 dB 0 dB
Summe	$\approx 1\,\mathrm{dB}$	$\approx 2\,\mathrm{dB}$	$\approx 10\,\mathrm{dB}$	

5.1.1.2 Justage der einzelnen Bauteile

Die Justage, die Fertigungsbeschränkungen und die Toleranzen führen zu weiteren Verlusten. Die Berechnungen des vorherigen Kapitels zeigen, dass die größten Dämpfungsverluste durch Fehljustage zu erwarten sind. Es treten dadurch einige Probleme in der Realisierung des Laboraufbaus auf, welche in der Simulation nur unzureichend berücksichtigt werden können. Es zählen die Halterungen der einzelnen Bauteile dazu, diese besitzen größere Abmessungen als die optisch wirksamen Komponenten und erschweren daher eine exakte Positionierung der Bauteile im Strahlengang.

Wie schon geschildert, ist die Kollimierung des Strahlenbündels Grundvoraussetzung für einen geringen IL. Die POF muss daher zum Hohlspiegel möglichst exakt positioniert werden. Das ist aus verschiedenen Gründen äußerst komplex zu realisieren. Die im Quellenmodell der POF angenommene Näherung, dass die Punktquelle sich innerhalb der POF befindet und somit nicht direkt messtechnisch erfassbar ist, führt zu Justageungenauigkeiten. Das Ende der POF ist weiterhin aufbaubedingt 20 mm freischwebend und kann so nur auf $\pm 20\,\mu$m genau positioniert werden. Diese wichtige Nahtstelle im gesamten Aufbau ist in Abbildung 5.4 vergrößert dargestellt.

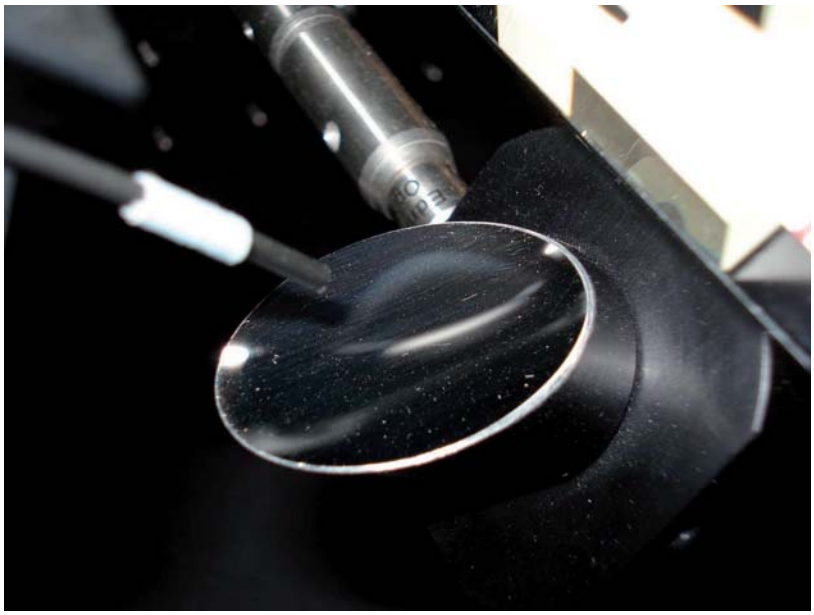


Abbildung 5.4: Übergang der Lichtstrahlen der POF zum Hohlspiegel im Laboraufbau

Gleichzeitig ist in Abbildung 5.4 die Oberflächenstruktur des Hohlspiegels veranschaulicht. Es sind deutlich Rillen und Rauigkeiten zu erkennen. Weiterhin sind Schmutz- und Staubablagerungen trotz Laborbedingungen nicht vollständig zu vermeiden. Beide Sachverhalte

führen zu Streulicht und damit zu Verlusten in Höhe von 5 % bis 10 %, diese entsprechen etwa −0,46 dB. Idealerweise soll das Licht kollimiert den Hohlspiegel verlassen. Der Abstand zwischen Hohlspiegel und Prisma ist aus diesem Grund möglichst klein zu wählen, damit diese Fehlerquelle minimiert werden kann. Ein Mindestabstand von 15 mm ist aber notwendig, da beide Komponenten durch zusätzliche Befestigungen gehalten werden müssen. Der Hohlspiegel wird auf einem in drei Dimensionen verstellbaren Mikrometertisch gelagert. Dieser erhöht zusätzlich den Lichtweg zwischen Spiegel und Prisma. Dieser Mikrometertisch dient zur mikrometergenauen Positionierung des Spiegels im Verhältnis zur POF. Wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist, führen schon kleinste Abweichungen zu hohen Verlusten.

Das Prisma wird auf der Basisseite und am Keil befestigt, wobei diese Befestigung nur grob zu justieren ist. Darüber hinaus ist die untere Befestigung deutlich größer als die Abmessungen des Prismas, so dass diese auch die minimale Entfernung von Prisma zu Linse bestimmt (vgl. Abbildung 5.5). Die Basisplatte muss auch nachträglich abgeschrägt werden, damit der Abstand nicht noch größer gewählt werden muss.

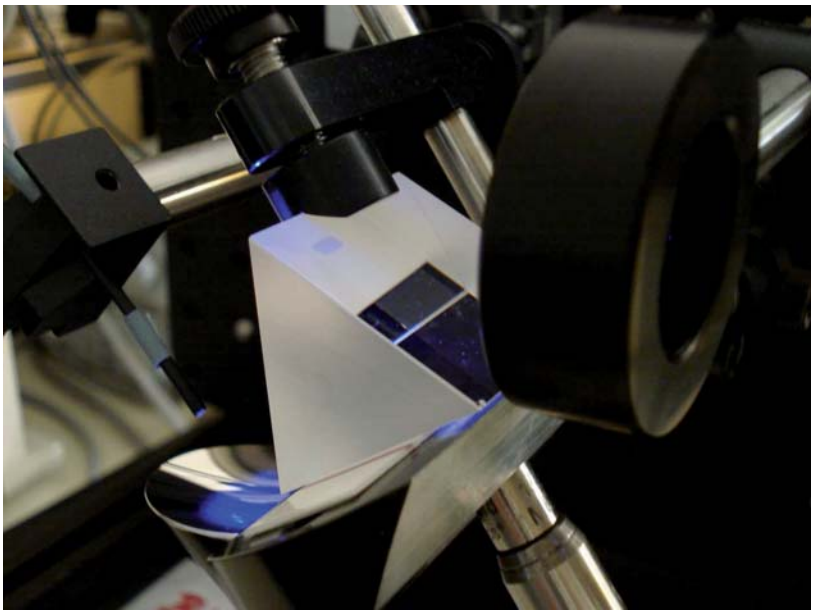


Abbildung 5.5: Befestigung des Dispersionsprismas

In der Abbildung 5.5 ist darüber hinaus auch die Halterung für die Fokussierungslinse zu erkennen, diese ist deutlich dicker als die eigentliche Linse und verstärkt die beschriebene Problematik. Je weiter die Linse vom Prisma entfernt angebracht wird, desto stärker sind die monochromatischen Anteile des Lichtes räumlich getrennt und desto weiter Außen treffen diese auf die Linse. Aus den vorherigen Kapiteln ist bekannt, dass jenseits der opti-

schen Achse verstärkt Bildfehler, vor allem sphärische Aberrationen, auftreten. Die bei dem Prisma herbeigeführten chromatischen Aberrationen treten auch bei der Linse auf. Diese chromatischen Längsaberrationen sorgen für eine uneinheitliche Bildebene. Aus Konstruktionsgründen kann aber nur eine feste Bildebene gewählt werden. Da die blauen Strahlen stärker gebrochen werden, befindet sich deren Fokuspunkt vor der Bildebene. Im Gegensatz dazu liegt der Fokuspunkt der roten Strahlen hinter der Bildebene. Dies führt zu einer Aufweitung des Strahlenbündels für diese Farben in der konstruktiven Bildebene. Es kann nicht das komplette Licht weitergeführt werden und es kommt zu Verlusten. Eine quantitative Aussage ist messtechnisch aufgrund der starren Befestigung der Bildebene nicht möglich. Es ist auch aus Abbildung 4.17 zu erkennen, dass nicht alle spektralen Anteile der Lichtquellen von den POF wieder aufgenommen werden können. Eine Veränderung der Position der POF in der Bildebene ist durch die starre Anordnung nicht vorgesehen. Diese Abweichung ist auch damit zu begründen, dass in der Simulation nur mit einer Wellenlänge pro Kanal simuliert werden kann, da dies im Programm nicht anders realisiert werden kann.

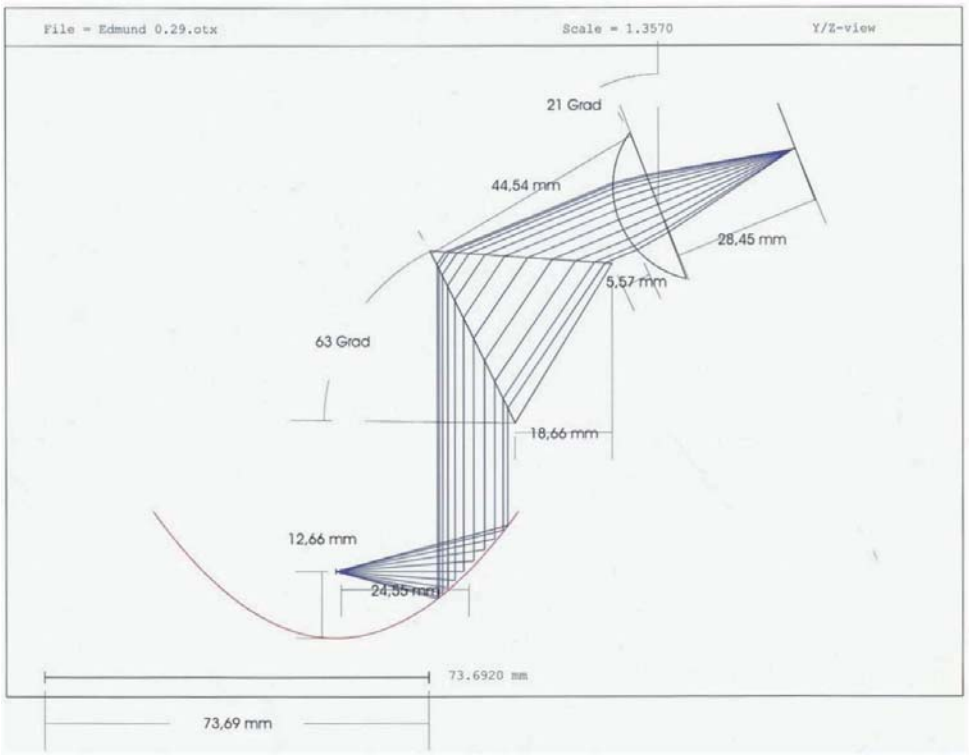


Abbildung 5.6: Übergang der Lichtstrahlen der POF zum Hohlspiegel in der Simulation

Die aufgezeigten Problemfelder verschlechtern den IL des Laboraufbaus erheblich. Zum Vergleich ist im folgenden noch einmal eine Bemaßung des Aufbaus in der Simulation und

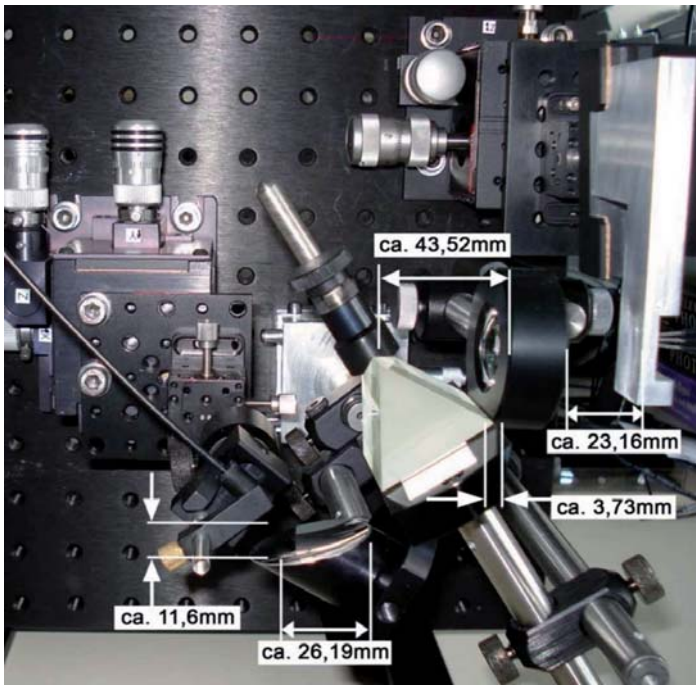


Abbildung 5.7: Übergang der Lichtstrahlen der POF zum Hohlspiegel im Laboraufbau

eine Bemaßung des Laboraufbaus dargestellt (siehe Abbildungen 5.6 und 5.7). Es sind doch Unterschiede in den Längenangaben von bis zu einigen Millimetern festzustellen, die im Wesentlichen auf die Halterungen der einzelnen Bauteile zurückzuführen sind und somit in der Simulation zu Abweichungen vom idealen Aufbau führen.

5.1.1.3 Vergleich der Fokusgrößen von Simulation und Laboraufbau

Die Fokusgrößen unterscheiden sich voneinander sowie in den einzelnen Wellenlängen bzw. Kanälen erheblich. Die in Abbildung 4.12 gezeigten Fokuspunkte für den Prismenaufbau sind mit idealen Standardkomponenten berechnet. Das Spot-Diagramm besitzt, wie aus Kapitel 3 bekannt, nur eine begrenzte Aussagekraft über die Intensitätsverteilung des Lichtes. Die gezeigten Fokuspunkte weisen für die blaue und grüne Wellenlänge jeweils runde Formen auf und besitzen einen Durchmesser von $< 0{,}5\,\mathrm{mm}$. Der rote Fokuspunkt ist durch Defokussierung - durch chromatische Längsaberration und Koma - langgezogen und weist in dieser Richtung einen Durchmesser von $0{,}6\,mm$ bis $0{,}7\,\mathrm{mm}$ auf. Eine wellenoptische Betrachtung der Fokuspunkte ist nicht möglich, da die Gesamtgröße aller Fokuspunkte zu groß ist, um wellenoptische Aussagen zu ermöglichen. Die Strehlsche Helligkeit liegt bei $< 0{,}1$. Die TRA zeigt, wie schon geschildert, eine Defokussierung für die drei Wellenlängen. Es sollte also eine

für alle Farben uneinheitliche Bildebene im Laboraufbau verwendet werden. Um allerdings eine operable Lösung zu erhalten, muss aus konstruktiven Gründen darauf verzichtet werden.

Es ist also nur möglich, die Größe der Fokuspunkte im Spot-Diagramm mit den im Labor gemessenen Fokusgrößen zu vergleichen. Der Abstand der Farben untereinander beträgt in der Simulation 1 mm zwischen blau und grün und zwischen grün und rot. Die Gesamtfokusgröße ergibt ungefähr 3,0 mm in der Höhe. Für die Aufnahme und Weiterleitung der Wellenlängen in der Bildebene ist neben der Fokusgröße auch die bildseitige numerische Apertur entscheidend. Sie zeigt auf, unter welchem Winkel das Licht auf die in der Bildebene positionierte POF trifft. Die POF kann nur Licht aufnehmen und weiterführen, wenn dieses unter einem Winkel kleiner dem Öffnungswinkel der POF auftrifft. Bei einem Übergang von Luft zu POF beträgt die numerische Apertur NA= 0,5. Es muss also der Auftreffwinkel kleiner als 60° gewählt werden, damit das Licht in der Faser geführt werden kann. Die bildseitige numerische Apertur beträgt laut Simulationsprogramm $NA_{bildseitig} = 0{,}31$. Das Licht besitzt somit einen kompletten Auftreffwinkel von 36°, ist also kleiner als der Öffnungswinkel der POF. Damit ist gewährleistet, dass das Licht, welches auf den Kern der POF trifft, in dieser geführt werden kann. Da der Unterschied vom tatsächlichen Winkel zum zulässigen Winkel erheblich ist, kann auch im Laboraufbau davon ausgegangen werden, dass hierdurch die gesamte Lichtmenge in die POF hineingeführt werden kann. Messtechnisch wäre diese Größe durch eine Messung des Fokusdurchmessers bei verschiedenen Entfernungen zur Linse unter Verwendung des Strahlensatzes erfassbar. Es liegen allerdings aufgrund von zu geringen Abständen der Halterungen der einzelnen Komponenten des Laboraufbaus keine genauen Daten vor. Der zu bestimmende Auftreffwinkel wird maßgeblich von der Brechkraft der Fokuslinse beeinflusst. Je größer die Brechkraft, desto größer wird auch der Auftreffwinkel. Weiterhin verkürzt sich damit auch die Weglänge von Fokuslinse zur Bildebene und die sphärischen Bildfehler nehmen zu.

Die Fokuspunkte im Laboraufbau unterscheiden sich von den simulierten Fokuspunkten. Diese sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Sie besitzen keine definierte Umrandung, wie in der Simulation zu sehen ist, sondern die Intensität fällt zu den Seiten hin ab. Es ist dadurch auch schwer, eine genaue Fokusgröße zu bestimmen. Aus der Intensitätsverteilung in Abbildung 4.16 ist ersichtlich, dass die volle Halbwertsbreite (FWHM) der drei Fokusgrößen im Bereich von $< 1{,}0$ mm liegt. Die Ursachen liegen u.a. in der unzureichenden Quellenbeschreibung des Simulationsprogrammes. Die im Laboraufbau verwendeten Quellen weisen eine spektrale Breite auf, die zu größeren Fokuspunkten führen. Die Gesamtgröße der Fokuspunkte liegt in der durch die Simulation berechneten Größenordnung. Die Ergebnisse sind nochmal tabellarisch in 5.2 festgehalten. Es ist dabei zu beachten, dass es sich bei der Größenangabe der Fokuspunkte in der Simulation um keine Intensitätsverteilung handelt (siehe Kapitel 3).

Es ist daher keine direkt vergleichende Angabe der FWHM möglich.

Tabelle 5.2: Vergleich der Fokusdurchmesser von Simulation zu Laboraufbau (Größenangabe in mm außer NA)

	Fokus-größe blau	Abstand	Fokus-größe grün	Abstand	Fokus-größe rot	Gesamt-größe	Bild-seitige NA
Simulation	$< 0{,}5$	1	$< 0{,}5$	1	$0{,}6 - 0{,}7$	3	0,31
Labor-aufbau	> 1	0	> 1	0	> 1	4	nicht er-fasst

Abschließend ist festzuhalten, dass die Fokusgrößen im Laboraufbau um den Faktor 2 bis 3 größer als in der Simulation ausfallen und dabei immer noch in der Größenordnung des Kerndurchmessers der POF liegen und damit prinzipiell geführt werden können. Allerdings reicht die dispersive Wirkung der im Labor eingesetzten Standardkomponenten nicht aus. Der verbesserte Aufbau aus Kapitel 4.1.3.2 weist eine wesentlich höhere Trennung der Kanäle in der Bildebene auf. Es wäre also möglich die Farben mit einem genügend kleinen Crosstalk zu trennen. Der Insertion Loss wird allerdings dadurch nicht verringert.

5.1.2 Gitterspektrometer

Die Vorteile der Gitterlösung gegenüber dem Prismenaufbau sind ausführlich in Kapitel 4 geschildert. Durch den integrierten Aufbau sind wesentliche Probleme des Prismenspektrometers gelöst. Durch die Führung des Lichtes in PMMA wird die effektive NA deutlich verkleinert (von NA= 0,5 auf NA= 0,34). Durch die Zusammenlegung der Funktionsbauteile in einen festen Körper sind keine Justageungenauigkeiten möglich. Allerdings stellt dieser Aufbau höhere Anforderungen an das Herstellungsverfahren, da wesentlich kleinere Strukturen erstellt werden müssen. Dies betrifft im Wesentlichen die Herstellung der Gitterstruktur.

Schon in den vorangegangenen Kapiteln ist ein Weg zur Optimierung der Gitterstruktur beschrieben. Denn ein Dispersionsgitter teilt die Energie in verschiedene Beugungsordnungen auf. Da nur eine Beugungsordnung weiter betrachtet wird, sind die Energieanteile in den anderen Beugungsordnungen als Einfügedämpfung zu betrachten. Das ist allerdings die einzige signifikante Stelle im gesamten Aufbau, die zu Verlusten führen kann. Geringe Verluste treten nur noch am Gitter durch die Reflexion auf. Dort sollte eine Verspiegelung aufgebracht werden. Diese kann beispielsweise aus einer dünnen Metallschicht bestehen, die auf das Bauteil

aufgedampft oder gesputtert wird. Es sind dadurch Reflexionsgrade von annähernd 100 % erreichbar. Ein Transmissionsgrad wäre mit maximal 2 % anzusetzen. Da es sich um einen geschlossenen Körper handelt, kann es auch nicht zu Streuprozessen durch Verschmutzungen oder Staubablagerungen bei der Lichtführung kommen. Die Ein- und Auskoppelung des Lichtes in das Bauteil wird mithilfe von Matching Gel - ein brechzahlangepasster Kleber - auf einen messtechnisch kaum noch erfassbaren Dämpfungswert reduziert.

Einzig der Wirkungsgrad der Gitteranordnung ist also entscheidend für den Insertion Loss des Bauteiles. Wenn das Gitter als digitales Gitter ohne Sägezahnprofil ausgelegt ist, wird die meiste Energie in die nullte Beugungsordnung reflektiert. Diese trennt aber nicht die monochromatischen Anteile des Lichtes. Um dies zu verhindern, kann das Echelette-Gitter verwendet werden. Dies wird in den Kapiteln 2 und 4 ausführlich vorgestellt. Es besitzt eine schräge Gitteranordnung, wodurch es möglich ist, die Energie in eine andere Beugungsordnung umzulenken. Das kann allerdings vollständig nur bei einer bestimmten Wellenlänge geschehen, da der Austrittswinkel bei festem Einfallswinkel wellenlängenabhängig ist (siehe dazu Abbildung 2.10). Es wird daher im Allgemeinen die Mittelwellenlänge des zu übertragenden Gesamtspektrums als Bezugsgröße zur Auslegung des Blazewinkel verwendet. Folglich ist das Gitter immer nur für eine Wellenlänge optimiert. Für diese kann durch die Sägezahnform des Gitters eine komplette Energieübertragung in eine Beugungsordnung erreicht werden. Je weiter sich die zu übertragenden Wellenlängen von dieser Mittelwellenlänge entfernen, desto mehr Energie wird auch in die anderen Beugungsordnungen geführt. Letztlich ist damit ein wesentlich besserer Insertion Loss im Vergleich zum Prismenspektrometer zu erreichen.

Allerdings besitzt das Beugungsgitter einen Nachteil: Es kann nur Licht in einem Wellenlängenbereich von einer Oktave oder kleiner sinnvoll trennen, da sich die verschiedenen Beugungsordnungen ansonsten wieder räumlich überlagern (vgl. mit Abbildung 2.8). Bei einem Prismenspektrometer gilt die Beschränkung nicht. Durch das auf den sichtbaren Wellenlängenbereich beschränkte Übertragungsfenster der POF relativiert sich dieser Nachteil aber.

5.1.2.1 Optimierung der Baugröße

Als Grundlage für den symmetrischen Aufbau des Gitterspektrometers dient die Struktur eines zweidimensionalen Rowlandspektrometers. Da der Akzeptanzwinkel auf der Empfängerseite identisch zur Senderseite ist, kann problemlos von POF zu POF ohne Zusatzverluste durch eine fehlangepasste Apertur eingekoppelt werden: $\mathrm{NA}_{objektseitig} = NA_{bildseitig}$.

Die Baugröße des gewölbten rotationssymmetrischen Grundkörpers sollte so gering wie möglich sein, um die Applikationsbreite zu erhöhen. Es sind dabei einige Punkte zu beachten, die

die Optimierung beeinflussen. Es soll ein möglichst kleines Bauteil erzeugt werden, welches die Anforderungen bezüglich der Trennung von mindestens drei Farben und der Energieführung in eine bevorzugte Beugungsordnung erfüllt. Es stehen also zwei Dimensionen zur Optimierung der Baugröße zur Verfügung:

1. die Dimension, auf der sich die optische Achse befindet, also nach der Konvention aus Kapitel 3 die z-Achse, sowie

2. die dazu senkrecht stehende y-Achse.

Die Ausdehnung in der longitudinalen z-Achse hat ganz erheblichen Einfluss auf die Trennung der Farben und auf die Fokusgröße. Durch die Führung des Lichtes im PMMA ist der effektive Öffnungswinkel kleiner als beim Prismenaufbau, er beträgt NA= 0,34. Das Licht ist damit besser gebündelt und divergiert nicht so stark. Wenn nun die Baugröße in diese Dimension vergrößert wird, läuft der Lichtstrahl immer weiter auseinander. Der Hohlspiegel am anderen Ende des Bauteiles muss deshalb größer gewählt werden. Zur guten Fokussierung des Lichtes muss der Hohlspiegel immer stärker asphärisch ausgelegt werden, um vor allem die sphärische Aberration zu unterdrücken. Weiterhin muss die Gitterstruktur auf dem Spiegel über eine größere Fläche aufgebracht werden. Das kann zu Herstellungsproblemen führen. Es ist also sinnvoll, den Abstand möglichst klein zu wählen, damit der Lichtstrahl nicht zu weit auseinanderläuft. Auf der anderen Seite darf der Abstand aber auch nicht zu klein gewählt werden, denn dabei könnte der geringe Abstand zwischen Objekt- und Bildebene kritisch werden. Weiterhin wäre aufgrund der kurzen Weglänge des Lichtes die dispersive Wirkung des Gitters nicht so ausgeprägt und die Fokuspunkte wären nicht so weit voneinander getrennt.

Die Baugröße in z-Achsen Richtung darf also nicht zu klein gewählt werden. Es muss ein Optimum zwischen einem zu kleinem und einem zu großen Bauteil gefunden werden. Als guter Kompromiss hat sich eine Länge des Bauteiles von 3 cm ergeben. Wenn das Bauteil kleiner wäre, so wäre der Abstand der Fokuspunkte in der Bildebene kleiner. Falls der Abstand vergrößert werden würde, so wären die einzelnen Fokuspunkte größer. Es ist bei der Optimierung des Quellenmodelles erkennbar (Kapitel 4.2.1.1), dass die Fokuspunkte einem Durchmesser entsprechen, der mit dem Kerndurchmesser der POF übereinstimmt. Weiterhin ist der Abstand zwischen den einzelnen Fokuspunkten so groß, dass ohne Probleme eine POF mechanisch in der Bildebene fixiert werden kann. Es muss weiterhin auch noch genug Material im Grundkörper des Gitteraufbaus vorhanden sein, um die verschiedenen POF in der Bildebene sicher aufzunehmen. Von einer direkten Angrenzung der einzelnen Fokuspunkte ist abzusehen, da der Grundkörper dann keine seitliche Führung für die POF aufweist.

Die optimale Länge der POF in lateraler Ausrichtung ist an die Dimensionierung des Bauteiles in z-Richtung gekoppelt. Der Lichtkegel weist nach 3 cm Weg unter Berücksichtigung der NA einen Durchmesser des Strahlenbündels von weniger als 1 cm auf. Der Körper sollte daher nur unwesentlich größer gewählt werden, denn eine deutliche Erhöhung der Baugröße würde zusätzlichen fertigungstechnischen Aufwand bedeuten. Die Optimierung der Baugröße ergibt somit einen Formkörper von 1 cm Durchmesser und 3 cm Kantenlänge.

5.2 Weitere Schritte zur Optimierung der Ergebnisse

Prinzipiell erfüllen beide Aufbautypen, die Version mit Dispersionsprisma und die optimierte mit Beugungsgitter, die grundlegenden Anforderungen: Sie trennen beide das Licht in seine monochromatischen Anteile.

Von der Grundidee bis zur Realisierung des Prismenaufbaus werden schon erhebliche Verbesserungen vollzogen. Die Linsenanordnung wird schrittweise von einer bikonvexen Linse zu einem Parabolspiegel und einer plan-konvexen Linse verbessert und mindert dadurch die Bildfehler erheblich. Das Prisma ist ebenso in seiner Form optimiert. Dementsprechend kann durch eine geschickte Materialwahl eine geringere Dämpfung und eine bessere Dispersion erreicht werden.

Der verbesserte Aufbau der Prismenrealisierung kann die geforderten Kenngrößen für Trennung und Fokuspunktgröße erfüllen. Dieser Aufbau kann aber nicht mit einfachen Mitteln realisiert werden, so dass ein Redesign notwendig ist. Dies führt im Ergebnis zu einer Abstandverringerung in der Bildebene zwischen den einzelnen Kanälen um den Faktor 5. Der Laboraufbau kann basierend auf dem Redesign die Farben nur bedingt auftrennen. Würde der eben aufgezeigte Faktor 5 wieder berücksichtigt, wäre allerdings eine mehr als ausreichende Trennung der Farben und damit eine Erhöhung der Anzahl der Kanäle auf $4-5$ möglich. Durch geschicktere Auswahl der Wellenlängen für die Quellen kann beispielsweise eine zusätzliche Quelle mit einer Wellenlänge von 400 nm eingesetzt werden und die Anzahl der Kanäle so auf bis zu 8 erhöht werden. Dies ist im Spot-Diagramm in Abbildung 5.8 zu sehen. Es wäre dafür aber zwingend die Umsetzung des verbesserten Aufbaus notwendig. Dieser kann aber nur in einer sehr teuern Sonderanfertigung hergestellt werden. Es wird daher der Umweg über das Redesign gewählt, um eine Verifizierung der Simulationsergebnisse zu erhalten. Wenn der verbesserte Aufbau in Spritzguss gefertigt werden könnte, so würden die Produktionskosten bei großen Stückzahlen für ein Einzelelement wohl in massenmarktkompatible Bereiche gesenkt werden. Das Ziel ist ein Endverbraucherpreis pro Demultiplexer von unter 10 Euro.

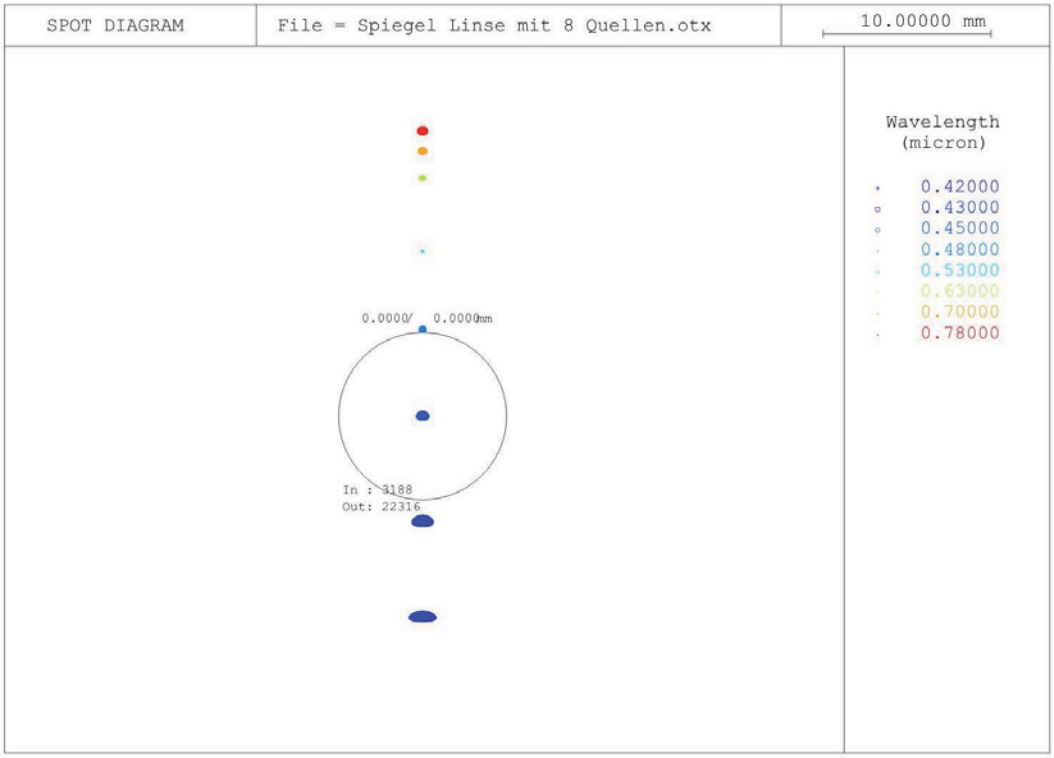


Abbildung 5.8: Spot-Diagramm des verbesserten Prismenaufbaus mit acht Quellen

Ein anderer Punkt, der sich aber als Problem erweisen kann, ist die Zerlegung der Funktionen des Demultiplexers in Einzelbauteile. Es ist weiterhin ein erhöhter Justageaufwand auch beim verbesserten Aufbau notwendig. Dies könnte allerdings durch einen geschickten Herstellungsprozess minimiert werden. Es wäre beispielsweise denkbar, einen Grundkörper mit passenden Aussparungen für Prisma und Linse in einem ersten Spritzgussprozess zu fertigen. Danach können die Linse und das Prisma, welche aus einem anderen Material, z.B. Polycarbonat, bestehen, hergestellt und in den Grundkörper eingesetzt werden. Der Bereich des Parabolspiegels, der schon im Grundkörper ausgeformt werden kann, sollte für bessere Reflektionseigenschaften im Anschluss mit Metall bedampft werden. Es sind dann nur noch Halterungen für die POF und für die Elemente der Bildebene, entweder eine Detektor- oder eine POF-Matrix, zu berücksichtigen. Es wäre damit eine einfache und in hohen Stückzahlen günstige Mikrospritzguss-Herstellung des Demultiplexers in Prismenspektrometerbauweise gegeben.

Durch den Laboraufbau ist aber ein vorher in der Simulation schwierig zu berücksichtigendes Problem aufgetreten: die Einfügedämpfung, die für alle Kanäle sehr hoch ist. Die Gründe hierfür sind in dem vorangegangenen Kapitel beschrieben. Kurz zusammengefasst, sind dafür

die vielen Einzelbauteile mit ihren verschiedenen Medien, besonders die damit verbundene Justage und die starre Anordnung der POF in der Bildebene verantwortlich. Dies kann im vorliegenden Laboraufbau nur durch genügend hohe Sendeleistung und somit einem ausreichend hohen Powerbudget kompensiert werden. Da die typischen Übertragungsstrecken der POF im Inhaus- und Automobilbereich nur einige Meter betragen, ist dies durchaus möglich. Allerdings ist eine Reduzierung des Insertion Loss zwingend notwendig. Dies kann beispielsweise erreicht werden durch:

1. eine individuelle Anpassung der Fokuspunkte oder
2. eine Verringerung der Brennweite des Parabolspiegels und damit einer stärkeren Bündelung der Lichtstrahlen.

Dies führt zu einer Minimierung der Bildfehler, da die Strahlen wesentlich näher an der optischen Achse geführt werden. Wenn diese Fehlerquellen minimiert werden, so könnte auch auf ein kostenintensives Entspiegeln des Prismas und der plan-konvexen Linse in der Herstellung verzichtet werden.

Eine Realisierung des Demultiplexers durch konkrete Bauteile führt zusätzlich auch zu einer manuellen Justierung. Es ist daher notwendig, über ein grundlegendes Redesign nachzudenken: Das Resultat ist der Demultiplexer mit Beugungsgitter. Bei diesem sind alle Funktionsbauteile in einem monolithischen Grundkörper realisiert. Es können dadurch mehrere Probleme schon beim Grunddesign vermieden werden:

1. Das Licht wird komplett in PMMA geführt, damit treten keine ungewollten Reflexionen an Grenzschichten auf.
2. Der Öffnungswinkel verkleinert sich erheblich auf unter 40°.
3. Nachteil bei dem Aufbau ist die Mikrostrukturgröße des Gitters von unter 1 μm, die bei der Herstellung neue Abformprobleme aufwirft.
4. Die Führung des Lichtes in eine Beugungsordnung und der begrenzte Wellenlängenbereich von einer Oktave stellen weitere Herausforderungen dar.

Die Strukturgröße und die Beugung in eine bevorzugte Beugungsordnung können durch eine Optimierung der Gitterstruktur erreicht werden. Es muss nun zur Reduzierung der Liniendichte eine höhere Beugungsordnung gewählt werden, damit die Gitterabstände vergrößert und somit mechanisch einfacher realisiert werden können. Um nun die Lichtleistung in die bevorzugte Beugungsordnung zu führen, wird ein geblaztes Gitter verwendet, so dass eine

erhebliche Minimierung des Insertion Loss erreicht werden kann. Typische Werte für geblazte Gitter liegen bei über 90 % der Energieführung in die avisierte Ordnung, so dass der Insertion Loss den geforderten < 6dB entsprechen sollte. Eine genauere Analyse ist erst nach Herstellung eines funktionierenden Prototypen möglich. Allerdings ist eine Abschätzung der Einfügedämpfung wie folgt möglich (s. Tabelle 5.3):

Tabelle 5.3: Einfügedämpfung bei der Gitterrealisierung (nach [12], [3])

Übergänge	Reflexionen	Materialdämpfung und Oberflächenrauigkeiten	Toleranz
POF → Grundkörper	$5\,\% \hat{=} 0{,}22\,\mathrm{dB}$		$\triangle xyz = 1\,\mathrm{dB}$
Grundkörper		$5\,\% - 10\,\% \hat{=} 0{,}46\,\mathrm{dB}$	
Gitter auf Hohlspiegel	$10\,\% \hat{=} 0{,}46\,\mathrm{dB}$	$5\,\% - 10\,\% \hat{=} 0{,}46\,\mathrm{dB}$	$\triangle x \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ 0,2 dB $\triangle y \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ 0,2 dB $\triangle z \pm 10\,\mu\mathrm{m}$ 0,1 dB $\triangle \alpha \pm 1°$ 0,4 dB $\triangle \beta \pm 1°$ 0,4 dB $\triangle \gamma \pm 1°$ 0,4 dB
Grundkörper → POF	$5\,\% \hat{=} 0{,}22\,\mathrm{dB}$		$\triangle xyz = 1\,\mathrm{dB}$
Summe	$\approx 1\,\mathrm{dB}$	$\approx 1\,\mathrm{dB}$	$\approx 1{,}5\,\mathrm{dB}$

Es es also aufbaubedingt eine Einfügedämpfung von 3,5 dB zu erwarten. Es verbleibt hierbei für die Optimierung des Aufbaus eine Pegeldifferenz von 2,5 dB für zusätzliche Verluste, um die geforderten 6 dB nicht zu überschreiten. Der Gitteraufbau ist daneben auch wesentlich kleiner als der Prismenaufbau und lässt sich somit besser in vorhandene Systeme integrieren. Es sind verschiedene Herstellungsverfahren für diese Realisierung aufgezeigt, die allerdings alle mit einem fünfstelligen Eurobetrag zur Prototyperstellung verbunden sind und in kommenden Verbundprojekten realisiert werden sollen.

Abschließend ist festzuhalten, dass der Prismenaufbau prinzipiell funktioniert, jedoch mit vielen Nachteilen behaftet und vor allem der hohe Insertion Loss problematisch ist. Der Aufbau mit Beugungsgitter bietet viele Vorteile, diese müssen als nächstes mithilfe eines Prototyps verifiziert werden. Es ist aber abzusehen, dass durch eine geeignete Herstellungsmethode ein massenmarkttauglicher Demultiplexer gebaut werden kann.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Dieses Kapitel fasst die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zusammen. Es wird eine Bewertung der erreichten Ziele gegeben und auf Verbesserungsmöglichkeiten hingewiesen. Darauf aufbauend wird auf weitere notwendige Schritte zur Entwicklung der Schlüsselelemente für WDM über POF bis hin zum massenmarkttauglichen Produkt eingegangen. Abschließend wird aufgezeigt, welcher Erkenntnisgewinn erreicht wird.

6.1 Kurze Übersicht der Ergebnisse

Das Ziel der Arbeit ist die Erhöhung der Bandbreite für Kurzstreckenkommunikation über POF mithilfe des WDM-Verfahrens. Es wird dabei auf das in der Glasfasertechnik etablierte Wellenlängenmultiplex im Infraroten zurückgegriffen und dieses Prinzip auf den sichtbare Wellenlängenbereich übertragen. Es ist offensichtlich, dass eine deutliche Erhöhung des Bandbreitenlängenproduktes mit dieser Technik erreicht werden kann ohne dabei das Übertragungsmedium selbst ändern zu müssen. Es sind dabei nur zwei neu zu entwickelnde Schlüsselelemente notwendig:

1. der Multiplexer und
2. der Demultiplexer.

Multiplexer können durch einfaches Kaskadieren von Splittern, allerdings mit hoher Einfügedämpfung (2 dB/Koppler), gebaut werden. Demultiplexer sind wesentlich komplexer zu realisieren, da diese die Kanäle nicht bündeln, sondern trennen müssen.

In der Arbeit sind hierfür im Wesentlichen zwei Grundprinzipien angeführt:

1. die Trennung der verschiedenen Kanäle bzw. Wellenlängen mittels eines Dispersionsprismas und
2. die Trennung der monochromatischen Anteile des Lichtes durch ein Beugungsgitter.

Die Ergebnisse der Entwicklungen sind in Kapitel 4 dargelegt, wobei im Folgenden eine vergleichende Betrachtung der beiden Grundprinzipien und deren Realisierung dargelegt werden soll. Diese ist als Übersicht in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Tabelle 6.1: Vergleichende Betrachtung: Prismenrealisierung gegen Gitterrealisierung

	Prismenaufbau	Gitteraufbau
Dispersionseinheit	Prisma	Gitter
Größe	5 cm × 9 cm	1 cm × 3 cm
Bauteile	3	1
Optisch aktive Medien	3	1
Spritzgussfähigkeit	−	○
AVT	−−	+
Komplexität Herstellung	○	−

Es ergeben sich durch die unterschiedlichen Wirkungsweisen der Aufbauten verschiedene Eigenschaften:

1. Die Baugröße der beiden Realisierungen unterscheidet sich erheblich. Dies liegt unter anderem in der Umsetzung der Funktionsbauteile begründet. Beim Prismenaufbau werden alle Funktionen von unterschiedlichen einzelnen Bauteilen abgedeckt, wohingegen beim Gitteraufbau eine Integration der Funktionen in einen Grundkörper gelingt.

2. Weiterhin führt die Reflexion am Beugungsgitter zu einer optimalen Ausnutzung des Grundkörpers. Die Lichtstrahlen werden zweimal in diesem geführt.

Bei der Realisierung des ersten Aufbaus mit Prisma wird das Licht sequentiell von einer Komponente zur nächsten geleitet und benötigt daher wesentlich mehr Platz. Die Baugröße ist neben den Herstellungskosten aber ganz entscheidend für die spätere Akzeptanz des Bauteiles auf dem Massenmarkt. Je kleiner das zu entwickelnde Bauteil, um so einfacher kann es in bestehende Übertragungssysteme integriert werden und auch zukünftige Übertragungssysteme können dadurch kleiner konzipiert werden. Ebenso wird die Ausprägung des Faktors AVT (Aufbau- und Verbindungstechnik, siehe Tabelle 6.1) von der Baugröße beeinflusst. Die Anbindung an unterschiedliche Übertragungsmedien und an elektronische Schaltungen ist durch eine kleinere Baugröße einfacher.

Die Anzahl der optisch aktiven Medien verdeutlicht noch einmal den Unterschied und die Entwicklung der beiden Bauvorhaben. Jeder Medienwechsel, bei dem die beiden Medien

einen unterschiedlichen Brechungsindex aufweisen, führt zu Reflexionen und damit zu einer Erhöhung des Insertion Loss. Beim Gitteraufbau wird das Licht die ganze Zeit in PMMA geführt. Dies verringert die Divergenz des Lichtstrahles erheblich und erlaubt somit eine Bündelung mit geringeren Bildfehlern. Durch den monolithischen Ansatz der Gitterlösung ist auch eine einfachere Spritzgussherstellung gegeben. Der Nachteil dabei ist allerdings die schwierige Gitterabformung. Es hat sich gezeigt, dass der Spritzguss eine sehr preiswerte Lösung für hohe Stückzahlen, die auf dem Massenmarkt gefordert sind, ist. Durch die Aufteilung der Funktionen in diskrete Bauteile bei der Prismenrealisierung ist der Herstellungsaufwand erhöht. Im Vergleich dazu ist der Grundkörper des Gitteraufbaus mit nur einem Spritzgussprozess herstellbar. Allerdings ist es danach noch notwendig, die Gitterstruktur auf den Grundkörper aufzubringen. Dies kann durch verschiedene Herstellungsprozesse erfolgen. Bei der ersten Lösung ist die Justage wesentlich komplexer, da dort viel mehr Freiheitsgrade in der Positionierung der einzelnen Bauteile existieren. Auch der Abkühlprozess bei der Herstellung in Spritzguss ist beim Prismenaufbau problematischer, da dort verschiedene Materialien mit unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten nebeneinander eingesetzt werden. Auch die Passungen des Grundkörpers bei der Prismenrealisierung können sich durch den Abkühlvorgang noch in ihrer Form verändern. Diese Punkte können auch nur begrenzt durch einen geschickten Herstellungsprozess minimiert werden. Oberflächenrauigkeiten oder Fertigungstoleranzen in der Baugröße sind wesentlich kritischer beim Prismenaufbau, da dort das Licht über die Oberflächen der einzelnen Komponenten geführt wird. Beim Gitteraufbau dagegen befindet sich das Licht komplett innerhalb des Grundkörpers, der damit allerdings möglichst homogen hergestellt werden muss. Diese Bedingung muss jedoch für beide Lösungen erfüllt sein.

6.2 Ausblick

In diesem Unterkapitel sollen weitere Verbesserungen an den Realisierungen aufgezeigt werden, um letztendlich ein massenmarkttaugliches Produkt zu generieren. Durch die Laborrealisierung des Prismenaufbaus sind verlässliche Messwerte vorhanden. Diese zeigen eine gute Trennung von unterschiedlichen Wellenlängen in der Bildebene für die POF-Empfangsfasern. Allerdings ist eine technisch akzeptable Lösung mit am Markt erhältlichen Standardkomponenten nicht erreichbar. Eine Umsetzung des verbesserten Aufbaus mit Parabolspiegel wäre ein möglicher nächster Schritt. Durch eine individuelle Anfertigung der einzelnen Bauteile in einem Grundkörper wäre auch eine erhöhte Justagetoleranz gegeben, die unter anderem für die hohen Zusatzverluste verantwortlich ist. Weiterhin könnten die Fasern, die zur Aufnahme des getrennten Lichtes in der Bildebene dienen, einzeln optimiert werden und müssten nicht

mehr in einer Ebene liegen. Dies würde zu einer deutlichen Verringerung des Insertion Loss führen. Eine Abschätzung, auf welchen Minimalwert der Insertion Loss unter optimalen Bedingungen reduziert werden kann, ist nur grob möglich, da zu viele Parameter unterschiedlich starken Einfluss auf den Wert haben. Es scheint aber noch erhebliches Optimierungspotential vorhanden zu sein.

Der Gitteraufbau bietet schon durch das monolithische Grundprinzip erhebliche Vorteile gegenüber der Prismenrealisierung. An dieser Stelle darf allerdings der beschränkte Wellenlängenbereich von einer Oktave nicht unerwähnt bleiben. Die Performance des Aufbaus ist unmittelbar mit dem Design des Gitters und dessen Herstellung verbunden. Die Liniendichte des Gitters und damit die Strukturgröße können durch eine Erhöhung der Beugungsordnung reduziert werden. Die Energieführung in eine bevorzugte Beugungsordnung kann durch eine Anschrägung des Gitters erfolgen. Wichtige Kenngröße hierbei ist der Blazewinkel (siehe dazu auch Kapitel 4.2), der abhängig von der Wellenlänge eine beinahe perfekte Bündelung der Energie in eine Beugungsordnung erlaubt.

Die Anzahl der Übertragungskanäle zu erhöhen, ist sehr sinnvoll, um Bandbreiten von bis zu $10\,\frac{\mathrm{Gbit}}{\mathrm{s}}$ mit acht Kanälen realisieren zu können. Um dies für den Prismenaufbau zu erreichen, sind die notwendigen Schritte schon dargelegt.

Beim Gitteraufbau kann dies durch eine weitere Optimierung der Gitterstruktur erreicht werden, beispielsweise durch Ausnutzung einer noch höheren Beugungsordnung und Beibehaltung der Liniendichte. Allerdings stößt dann der Grundkörper an seine bauartbedingten Grenzen. Die Stirnseite hat einen Durchmesser von 10 mm. Schon bei einer Auftrennung von drei Wellenlängen werden vier Fasern (eine Eingangsfaser und drei Austrittsfasern) benötigt. Wenn der Abstand der Fasern untereinander 0,5 mm beträgt, so ergibt sich daraus eine Gesamtbreite von 5,5 mm. Würde die Anzahl der POF aufgrund der Erhöhung der Kanäle auf acht erweitert, so wäre bei einem Abstand der einzelnen POF von mindestens 12,5 mm eine Vergrößerung des Grundkörpers notwendig.

6.3 Schritte zum technisch fertigen Produkt

Die Schritte von der Grundidee zum fertigen Design der Schlüsselemente für WDM über POF sind in dieser Arbeit ausführlich dargelegt. Eine erste Laborrealisierung ist für den Prismenaufbau schon erfolgt. Die erhaltenen Messwerte erlauben gute Rückschlüsse auf weitere Verbesserungsmöglichkeiten. Ein Prototyp des Gitteraufbaus kann aufgrund der monolithischen Struktur nur mit sehr hohen Produktionskosten individuell erstellt werden. Ein Rückgriff auf am Markt erhältliche Komponenten ist nicht möglich.

Der Prismenaufbau kann nun mit dem verbesserten Design sinnvoll hergestellt werden. Dafür sind entsprechende Masterformen zu erstellen, wenn dies in Spritzguss erfolgen soll. Es ist notwendig, dabei einen mehrstufigen Spritzgussprozess zu durchlaufen. In der ersten Stufe wird der Grundkörper mit passgenauen Aussparungen für Prisma und Linse erzeugt. Diese werden separat gespritzt und anschließend in den Grundkörper eingesetzt. Der Grundkörper besitzt weiterhin Halterungen für die Eingangs- und die Ausgangsfaser. Der Parabolspiegel sollte gleich im Grundkörper mitgeformt und dann verspiegelt werden. Hierfür sind die Prozessparameter noch zu ermitteln. Die einzelnen Schritte sind in der nachfolgenden Übersicht 6.2 nochmals dargestellt.

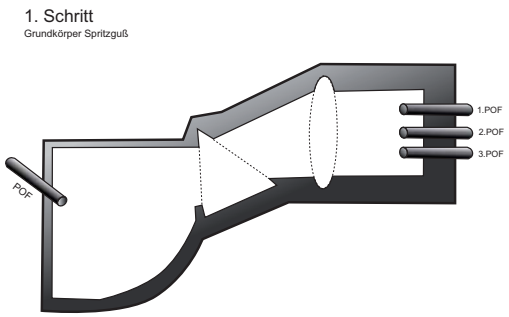
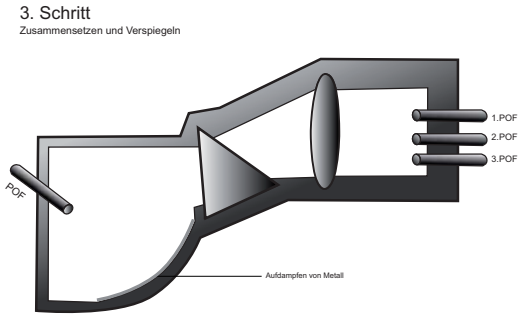
Es dürfen keine Einschlüsse und zu große Rauigkeiten an den optisch wirksamen Flächen entstehen. Auch der Abkühlprozess muss berücksichtigt werden, um eine passgenaue Schrumpfung der Bauteile zu erhalten. Es ist allerdings fraglich, ob die Herstellung aufgrund des vorteilhafteren Gitteraufbaus weiter zu verfolgen ist. Vor allem der hohe Insertion Loss durch Fehljustage der Bauteile ist problematisch.

Ähnliches gilt auch für die Erstellung des Gitteraufbaus, bei diesem wird allerdings nur ein Schritt zur Herstellung des Grundkörpers notwendig sein. Dem schließt sich noch die Aufprägung des Gitters an, hierfür sind in der Arbeit auch verschiedene Möglichkeiten aufgezeigt. In der Übersicht 6.3 ist die Herstellung nochmal zusammenfassend dargestellt.

Wenn der Produktionsprozess beherrscht wird, können auf sehr günstige Weise (einige Eurocent pro Stück) massenmarkttaugliche Stückzahlen realisiert werden. Selbst ein Demultiplexer mit nur drei Wellenlängen würde eine Verdreifachung der Bandbreite bedeuten. Da absehbar ist, dass in den beispielhaft genannten Anwendungsgebieten, also im Automobilbereich und in der Inhauskommunikation, die Bandbreitenanforderungen stetig wachsen, ist eine große Stückzahlabnahme wahrscheinlich. Darüber hinaus kann das WDM-Verfahren mit anderen Verfahren zur Bandbreitenerhöhung kombiniert werden, so dass eine direkte Konkurrenzlage auf dem möglicherweise in Zukunft stark umkämpften Märkten nicht gegeben ist. Es sind darüber hinaus noch weitere Anwendungsfelder für diese Technologie vorhanden, dazu zählen der Medizinbereich, Industriemaschinen oder die Avionik.

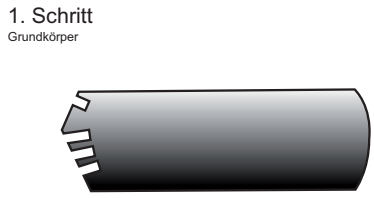
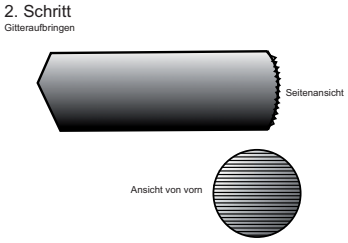
Konkret wird in der Inhauskommunikation der Einsatz der POF als Übertragungsmedium für Triple Play (gleichzeitige Übertragung von TV, Telefon und Daten) diskutiert. Es kann dabei jeder Quelle durch das WDM Verfahren ein eigener Kanal (Farbe) zugeordnet werden. Dies bietet nicht nur den Vorteil der Bandbreitenerhöhung, sondern auch der Abhörsicherheit. Der nächste Standard für Ethernet (10 $\frac{\text{Gbit}}{\text{s}}$ nach *IEEE* 802.3ae) soll mit WDM über acht Kanäle realisiert werden. Bei diesem kann auch die POF als Übertragungsmedium eingesetzt werden, nach [45] sind die erforderlichen Datenraten pro Kanal (1,25 $\frac{\text{Gbit}}{\text{s}}$ über 100 m) erreichbar. Dies

Tabelle 6.2: Produktionsschritte zur Herstellung des Prismenaufbaus in Spritzguss

Abformen einer Grundkörper-hälfte	
Anfertigung des Prismas und der Linse in separatem Herstellungsprozess	
• Einsetzen des Prismas und der Linse in den Grundkörper • Verspiegeln der Hohlspiegelfläche • Aufsetzen der anderen Grundkörperhälfte und Zusammenfügung	

wäre auch schon ein erster Schritt für die Umsetzung von FTTH 2020 (Fiber To The Home) und Internetanbindungen von 10 $\frac{\text{Gbit}}{\text{s}}$ für jeden Haushalt. Es ist abzusehen, dass auch durch

Tabelle 6.3: Produktionsschritte zur Herstellung des Gitteraufbaus in Spritzguss

Abformen des Grundkörpers	
Aufprägen des Gitters	

die Bandbreitenoffensive der Bundesregierung[1] in den nächsten Jahren ein sehr großer Markt für diese Technik vorhanden ist.

Daneben ist die Weiterführung des USB-Standards[2] in der Version 3.0 seit November 2008 durch das USB Implementers Forum definiert. Bei diesem Standard beträgt die Datenrate $5\,\frac{\text{Gbit}}{\text{s}}$. Dies wäre mit WDM über POF und vier Sendern bzw. Empfängern realisierbar.

6.4 WDM über POF

Das Wellenlängenmultiplexverfahren ist in der Glasfaserübertragungstechnik schon sehr lange etabliert. Es kann durch dieses Verfahren eine sehr einfache Erhöhung der Bandbreite erreicht werden. Es ist daher sinnvoll, dieses Verfahren auch für die POF zu adaptieren. Aufgrund der anderen optischen Eigenschaften der POF und der Strahlungsquellen ist aber eine komplette Neukonzeptionierung notwendig. Diese ist mit dieser Arbeit gelungen. Es wird aufgezeigt, wie die passenden Schlüsselelemente entwickelt und realisiert werden können. Das Hauptaugenmerk liegt auf einer kostengünstigen Umsetzung, da die Anwendungsbereiche im Lowcost-Sektor zu finden sind. Die Grundideen sind klassischen Spektrometertypen angelehnt, müssen aber aufgrund komplett unterschiedlicher Voraussetzungen stark angepasst werden. Es handelt sich hierbei um eine Entwicklung von Komponenten für die optische

[1] http://www.zukunft-breitband.de/
[2] http://www.usb.org/developers/ssusb

Nachrichtentechnik und nicht für die Analyse von Spektren. Spektrometer müssen weder modulierte Signale verarbeiten noch die komplette Energie übertragen. Gerade der letzte Punkt erweist sich als äußerst komplex in der Design- und Entwicklungsphase. Dies kann aber durch einen dreidimensionalen Ansatz weitestgehend gelöst werden.

Abschließend ist klar zu erkennen, dass WDM über POF nicht nur das Potential, sondern nun auch die Schlüsselelemente besitzt, um die Bandbreite in der Kurzstreckenkommunikation über POF deutlich zu erhöhen. Diese Schlüsselelemente haben damit sehr gute Chancen, den Massenmarkt in den aufgezeigten Anwendungsfeldern zu bedienen.

Literaturverzeichnis

[1] A. Weinert: Kunststofflichtwellenleiter: Grundlagen, Komponenten, Installation. Erlangen: Publicis-MCD-Verlag 1998.

[2] N. Grote, H. Venghaus: Fibre optic communication devices. Berlin: Springer Verlag 2001.

[3] O. Ziemann, J. Krauser, P. E. Zamzow, W. Daum: POF-Handbuch: Optische Kurzstrecken-Übertragungssysteme. Berlin: Springer Verlag 2007.

[4] S. Bäumer: Handbook of Plastic Optics. Weinheim: Wiley-VCH Verlag 2005.

[5] S. Steeb: Physikalische Analytik: Spektroskopie und Beugung von Strahlenarten zur Analyse von festen, flüssigen und gasförmigen Substanzen. Ehningen bei Böblingen: expert-Verlag 1988.

[6] W. Göpel, C. Ziegler: Struktur der Materie: Grundlagen, Mikroskopie und Spektroskopie. Stuttgart: Teubner 1994.

[7] C. B. Beach: The New Student's Reference Work for Teachers, Students and Families. Chicago: F. E. Compton and Company 1914.

[8] E. Hering, R. Martin, M. Stohrer: Physik für Ingenieure. Berlin: Springer Verlag 2002.

[9] JobinYvon: Homepage www.jobinyvon.de, letzter Zugriff: 03.10.2009 .

[10] A. Bononi: Optical networking. London: Springer Verlag 1999.

[11] K. Kazi: Optical networking standards: a comprehensive guide. New York: Springer Verlag 2006.

[12] U. Fischer: Optoelectronic Packaging. Berlin: VDE Verlag 2002.

[13] B. Mukherjee: Optical WDM networks. New York: Springer Verlag 2006.

[14] U. Freyer: Nachrichtenübertragungstechnik. München: Carl Hanser Verlag 2009.

[15] E. Voges, K. Petermann: Optische Kommunikationstechnik: Handbuch für Wissenschaft und Industrie. Berlin: Springer Verlag 2002.

[16] Yen, Friedrich, Morrison, Tangonan: *Planar rowland spectrometer for fiber-optic wavelength demultiplexing.* Optics Letters (1981).

[17] Arndt: Fehllicht in LIGA-Mikrospektrometern. Dt. Patentamt, DE 100 10 514 B4 2002.

[18] Uehara, Mizusawa: POF WDM video transmission system for the long wavelength band region. Berlin: 7th International POF Conference 1998.

[19] Junger: Wellenlängenmultiplex zur Multimediaübertragung in Gebäudenetzen. Köln: 9. ITG Fachtagung 2005.

[20] Boom, Khoe: CWDM Technology for Polymer Optical Fiber Networks 2002.

[21] M. C. J. Large, L. Poladian, G. W. Barton, M. A. van Eijkelenborg: Microstructured polymer optical fibres. New York: Springer Verlag 2008.

[22] L. Bartkiv, O. Ziemann, H. Poisel: A 3-Channel POF-WDM System for Transmission of VGA-Signals. ICPOF 2003.

[23] L. Bartkiv, Y. Bobitski, H. Poisel: Wavelength Demultiplexer with Concave Grating for GI-POF Systems. ICPOF 2004.

[24] Buckman, Lernoff, Schmit, Tella, Gong: Demonstration of a Small-Form-Factor WWDM Transceiver Module for 10 Gb/s Local Area Networks. IEEE Phot. Technology Letters 2002.

[25] C. T. Corp.: Durch Einpritzgiessformung erzeugte Sternkoppler und Verfahren zur Herstellung. Europäische PatentanmeldungWO 90/08030 2002.

[26] Fasanelle, Li, Wang: Low-Cost Planar Star-Coupling Structure for Large-Core Polymer Optical Fibers. US Patent Application Publication 6021243 2000.

[27] J. Just, U. Fischer, M. Haupt: WDM over POF - A chance für Low Cost. Berlin: 11th European Conference on Networks and Optical Communications 2006.

[28] H. Gross: Handbook of optical systems, Vol. 1: Fundamentals of technical optics. Weinheim: Wiley-VCH 2005.

[29] H. Gross: Handbook of optical systems, Vol. 2: Physical image formation. Weinheim: Wiley-VCH 2005.

[30] H. Gross: Handbook of optical systems, Vol. 3: Aberration theory and correction of optical systems. Weinheim: Wiley-VCH 2007.

[31] H. Gross: Handbook of optical systems, Vol. 4: Survey of optical instruments. Wiley-VCH 2008.

[32] V. N. Mahajan: Ray geometrical optics. SPIE Optical Engineering Press 1998.

[33] E. Hecht: Optik. München: Oldenbourg Verlag 2001.

[34] W. Demtröder: Experimentalphysik 2, Elektrizität und Optik. Berlin: Springer Verlag Lehrbruch Verlag 1995.

[35] F. Blechinger: OpTaliX - Software for Optical Design and Thin Films, Reference Manual, Version 7.08 2008.

[36] M. Haupt: Simulationsrechnung an Hohlspiegeln für eine multifokale Terahertz - Beleuchtungsoptik. Diplomarbeit, Institut für Hochfrequenztechnik, Technische Universität Braunschweig, 2005.

[37] T. Thöniß: Abbildungsfehler und Abbildungsleistung optischer Systeme. Göttingen 2004.

[38] W. J. Smith: Modern optical engineering: the design of optical systems. New York: McGraw-Hill 2007.

[39] M. J. Kidger: Fundamental optical design. SPIE Optical Engineering Press 2007.

[40] U. Fischer-Hirchert: Multiplex-Sender für Polymerfaserübertragung und Verfahren zu dessen Herstellung. Dt. Patentamt, DE 10 2005 050 747.6 2005.

[41] U. Fischer-Hirchert: Demultiplex-Empfänger für Polymerfaserübertragung und Verfahren zu dessen Herstellung. Dt. Patentamt, DE 10 2005 050 739.5 2005.

[42] D. Lutz: Entwicklung eines Demultiplexersystems für die optische Datenübertragung mittels polymeroptischer Fasern. Diplomarbeit, Labor für Kommunikationstechnik, Hochschule Harz, 2008.

[43] H. Haferkorn: Optik - Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen. Weinheim: Wiley-VCH Verlag 2003.

[44] M. Haupt, U. Fischer-Hirchert: Optische Frequenzweiche. Dt. Patentamt, DE 10 2007 020 138A1 2007.

[45] J. Lee, F. Breyer, S. Randell, H. van den Boom, T. Koonen: Gigabit Ethernet Over Standard Step-Index Polymer Optical Fiber. The 17th International Conference on Plastic Optical Fibers 2008.

Abbildungsverzeichnis

1.1 Einsatz der POF als Übertragungsmedium im Automobil 4
1.2 Einsatz der POF als Übertragungsmedium im Inhausbereich 7

2.1 MMA und sein Polymer 9
2.2 Vergleich der verschiedenen Fasertypen (Größenangaben sind in μm) 10
2.3 Dämpfungsverlauf der POF 11
2.4 Prinzipieller Aufbau eines Spektrometers 13
2.5 Historisches Prismenspektrometer mit seinen Bestandteilen (aus [7]) 14
2.6 Beugung am Gitter 16
2.7 Reflexionsgitter in Echeletteform 17
2.8 Reflexionsrichtung bei einem Gitterspektrometer für verschiedene Beugungsordnungen (nach [9]) 18
2.9 Übersicht der Basiskomponenten eines optischen Übertragungssystems (aus [12]) 20
2.10 Zeitmultplexverfahren 21
2.11 Wellenlängenmultiplexverfahren 23
2.12 ITU, genormte Übertragungskanäle 23

3.1 Brechung eines Lichtstrahls nach der Matrixmethode 28
3.2 Beispiel für die Matrixmethode 29
3.3 Konvention des Koordinatensystems in OpTaliX 30
3.4 Leeres Projekt im Surface Editor 31
3.5 Darstellung der verschiedenen Kegelschnitte für unterschiedliche konische Konstanten 33
3.6 Wahl des richtigen Startpunktes für die Optimierung 35
3.7 Zweidimensionale Darstellung des Doppelgaußobjektivs 37
3.8 Spot-Diagramm des Doppelgaußobjektivs 37
3.9 Ray-Intersection-Plot des Doppelgaußobjektivs 38
3.10 Queraberrationsdiagramm (TRA) des Doppelgaußobjektivs 39
3.11 Prinzipskizze für die Wellenaberration 40

3.12 Wellenaberration (OPD) des Doppelgaußobjektivs 41
3.13 Prinzipielle Darstellung der Modulationsübertragungsfunktion 42
3.14 Punktbildfunktion (links: ideal, rechts: fehlerbehaftet) 43

4.1 Schematischer Aufbau des Demultiplexers in Prismenspektrometerbauform . 45
4.2 Optimierung der Linsenform zur Kompensation der sphärischen Aberration . 47
4.3 Verlauf der Brechzahl in Abhängigkeit der Wellenlänge 49
4.4 Zweidimensionale Darstellung des ersten Entwurfes des Demultiplexers mithilfe des optischen Simulationsprogrammes 52
4.5 Spot-Diagramm für die erste Demultiplexer Realisierung 53
4.6 Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexer-Entwurfs mit zwei Spiegeln 54
4.7 Spot-Diagramm für den Demultiplexer mit zwei Spiegeln 55
4.8 Glaskatalog zur Veranschaulichung der Optimierung der verwendeten Materialien 56
4.9 Zweidimensionale Darstellung des verbesserten Entwurfes des Demultiplexers mithilfe des optischen Simulationsprogrammes 57
4.10 Spot-Diagramm für die verbesserte Demultiplexer-Realisierung 58
4.11 Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexers mit Standardkomponenten zur Verifizierung der Simulationsergebnisse 59
4.12 Spot-Diagramm für den Demultiplexer mit Standardkomponenten 60
4.13 Komabildung eines außeraxialen Strahlenbündels bei einer Linse 61
4.14 Laboraufbau mit Standardkomponenten 62
4.15 Bildebene des Laboraufbaus (zur Kontrasterhöhung mit schwarzem Hintergrund) 63
4.16 Intensitätsverteilung der verschiedenen getrennten Wellenlängen in der Bildebene 63
4.17 Spektrenvergleich 64
4.18 Prinzipieller Dämpfungsmessaufbau für drei Quellen 64
4.19 Übersprechen zwischen den drei Kanälen 65
4.20 Schematischer Aufbau des Demultiplexers mithilfe eines reflektiven Dispersionsgitters 66
4.21 Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexers mit Luft im Grundkörper in Gitterspektrometerbauform 67
4.22 Zweidimensionale Darstellung des Demultiplexers mit PMMA-Kern in Gitterspektrometerbauform 69

4.23 Spot-Diagramme für unterschiedliche Gitterkonstanten für den Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform mit elliptischem Hohlspiegel (Links: 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Mitte: 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Rechts: 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$) 70
4.24 Darstellung von Astigmatismus bei einer Linse 71
4.25 Spot-Diagramm für unterschiedliche Gitterkonstanten für den Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform mit sphärischem Hohlspiegel (Links: 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Mitte: 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Rechts: 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$) 72
4.26 Dreidimensionale Darstellung des Demultiplexers in Gitterspektrometerbauform vor der Optimierung 73
4.27 Dreidimensionale Darstellung des Demultiplexers in Gitterspektrometerbauform nach der Optimierung 74
4.28 Spot-Diagramm für unterschiedliche Gitterkonstanten für den Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform mit optimiertem Hohlspiegel (Links: 300 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Mitte: 600 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$, Rechts: 1200 $\frac{\text{Linien}}{\text{mm}}$) 75
4.29 Darstellung der zugrundeliegenden Vereinfachung der POF als singuläre Quelle 76
4.30 Dreidimensionale Gitterdarstellung des Demultiplexeraufbaus mit fünf Quellen 77
4.31 Ray-Intersection-Plot des Demultiplexers mit fünf Quellen 77
4.32 Fotorealistische Darstellung der Bildebene durch einen Flächenstrahler als Quelle 78
4.33 Prototyp zur Darstellung der Abmessungen des Demultiplexers 80

5.1 Strahlenverlauf an einem Dreieckprisma 82
5.2 Bildpunktverschiebung an einem sphärischen Spiegel 83
5.3 Ablenkwinkel δ und Ausfallswinkel ϵ_2' in Abhängigkeit des Einfallswinkels ϵ_1' bei einem gleichseitigen Prisma 86
5.4 Übergang der Lichtstrahlen der POF zum Hohlspiegel im Laboraufbau . . . 89
5.5 Befestigung des Dispersionsprismas 90
5.6 Übergang der Lichtstrahlen der POF zum Hohlspiegel in der Simulation . . . 91
5.7 Übergang der Lichtstrahlen der POF zum Hohlspiegel im Laboraufbau . . . 92
5.8 Spot-Diagramm des verbesserten Prismenaufbaus mit acht Quellen 98

7.1 „Standard Data“ des Surface Editors für die erste Realisierung des Demultiplexers 117
7.2 „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für die erste Realisierung des Demultiplexers 118
7.3 „Asphere“ des Surface Editors für die erste Realisierung des Demultiplexers . 118

7.4 „Standard Data“ des Surface Editors für die verbesserte Realisierung des Demultiplexers 119
7.5 „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für die verbesserte Realisierung des Demultiplexers 119
7.6 „Asphere“ des Surface Editors für die verbesserte Realisierung des Demultiplexers 120
7.7 „Standard Data“ des Surface Editors für den Demultiplexer mit Standardkomponenten 121
7.8 „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für den Demultiplexer mit Standardkomponenten 121
7.9 „Asphere“ des Surface Editors für den Demultiplexer mit Standardkomponenten 122
7.10 „Standard Data“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform 123
7.11 „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform 123
7.12 „Asphere“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform 124
7.13 „Hologram“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform 124

Tabellenverzeichnis

2.1 Vergleich der Kenngrößen von optischen Fasern 10

4.1 Bildseitige Schnittweitenänderung aufgrund der chromatischen Aberration . 50
4.2 Gemessene Dämpfungswerte des Laboraufbaus für drei Kanäle 65

5.1 Einfügedämpfung der einzelnen Bauteile der Prismenrealisierung (nach [12], [3]) 88
5.2 Vergleich der Fokusdurchmesser von Simulation zu Laboraufbau (Größenangabe in mm außer NA) 94
5.3 Einfügedämpfung bei der Gitterrealisierung (nach [12], [3]) 100

6.1 Vergleichende Betrachtung: Prismenrealisierung gegen Gitterrealisierung . . . 102
6.2 Produktionsschritte zur Herstellung des Prismenaufbaus in Spritzguss 106
6.3 Produktionsschritte zur Herstellung des Gitteraufbaus in Spritzguss 107

7 Anhang A: Daten des Surface Editores

7.1 Prismenspektrometer

7.1.1 Erste Realisierung

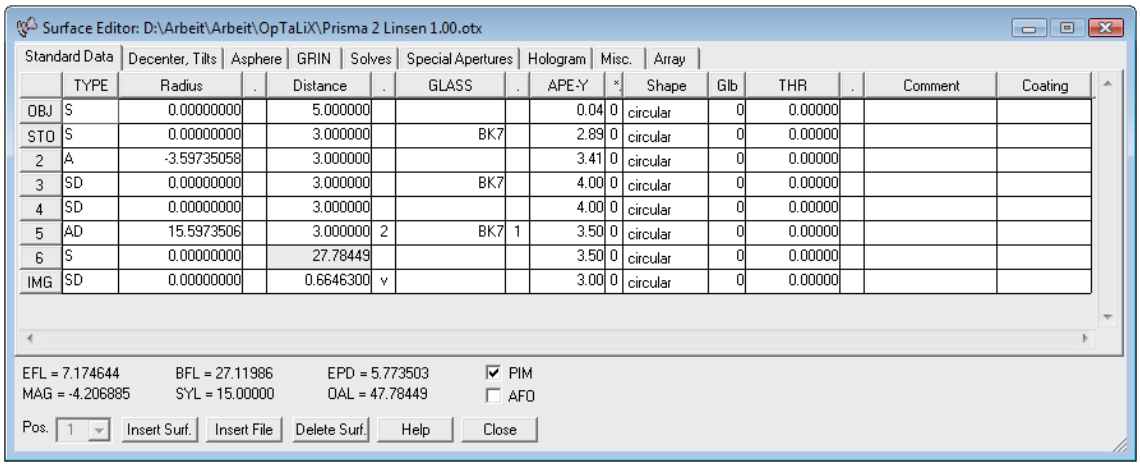


Abbildung 7.1: „Standard Data“ des Surface Editors für die erste Realisierung des Demultiplexers

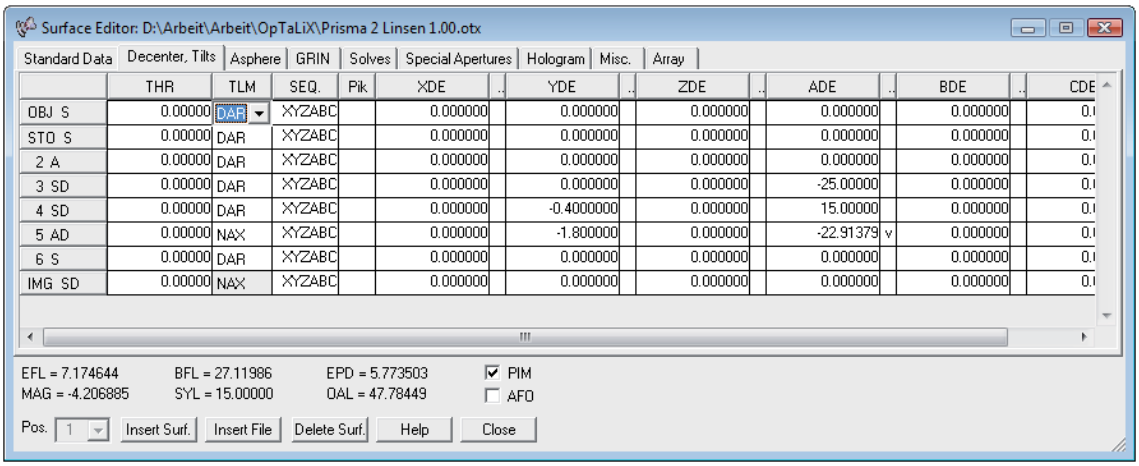


Abbildung 7.2: „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für die erste Realisierung des Demultiplexers

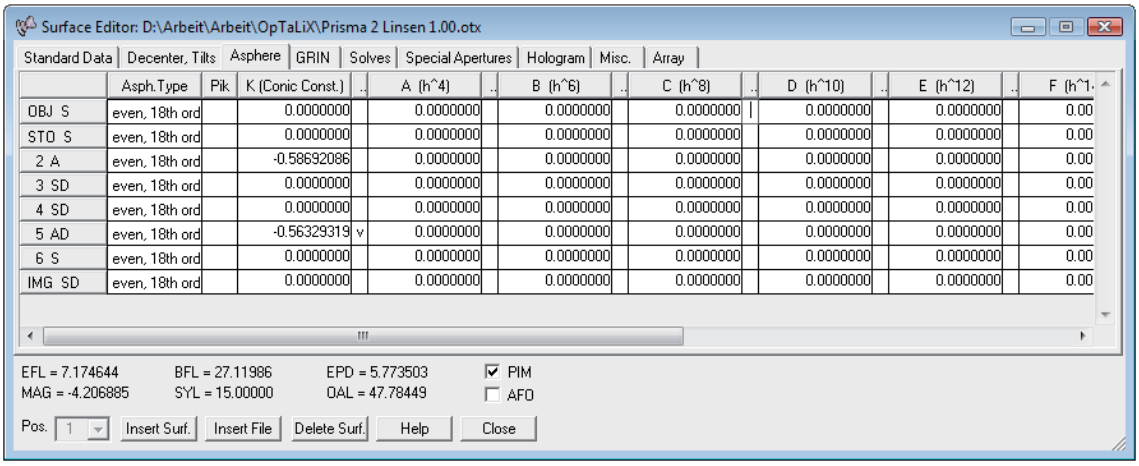


Abbildung 7.3: „Asphere“ des Surface Editors für die erste Realisierung des Demultiplexers

7.1.2 Verbesserte Realisierung

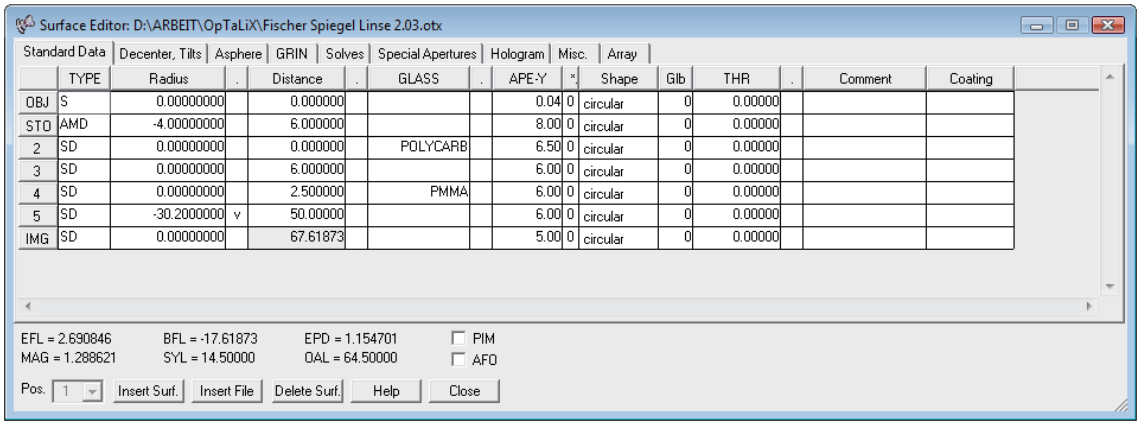


Abbildung 7.4: „Standard Data“ des Surface Editors für die verbesserte Realisierung des Demultiplexers

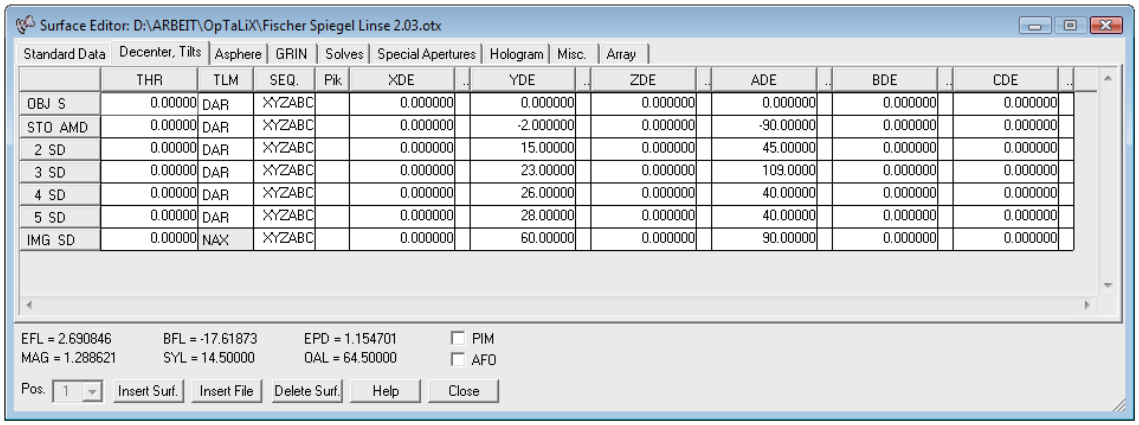


Abbildung 7.5: „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für die verbesserte Realisierung des Demultiplexers

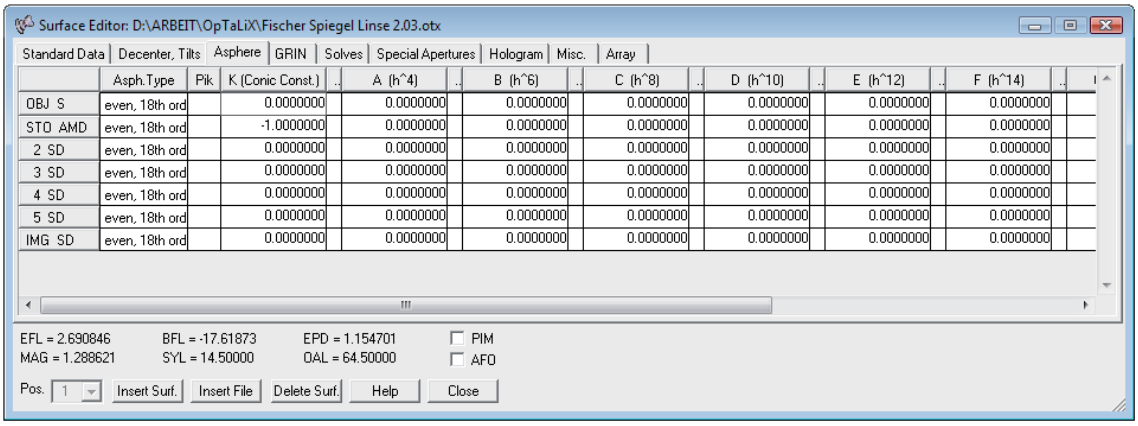


Abbildung 7.6: „Asphere“ des Surface Editors für die verbesserte Realisierung des Demultiplexers

7.1.3 Laboraufbau

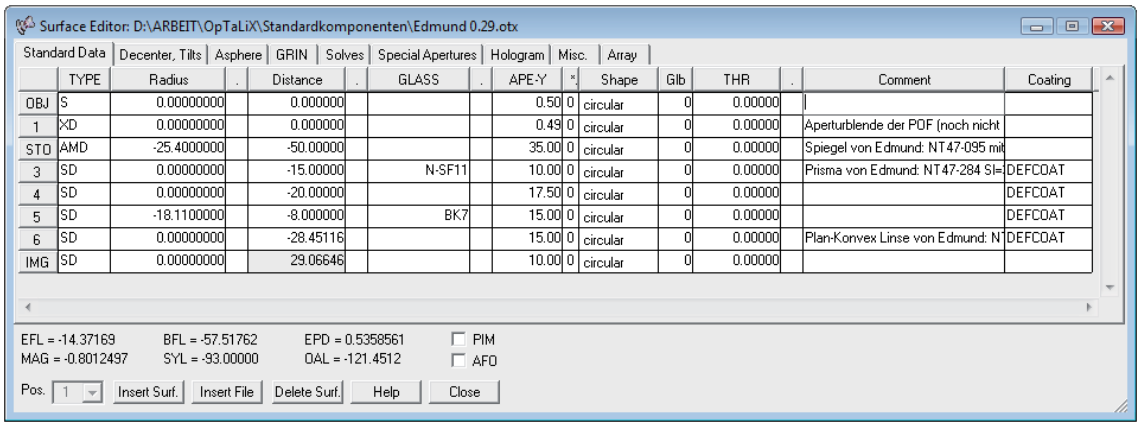


Abbildung 7.7: „Standard Data“ des Surface Editors für den Demultiplexer mit Standardkomponenten

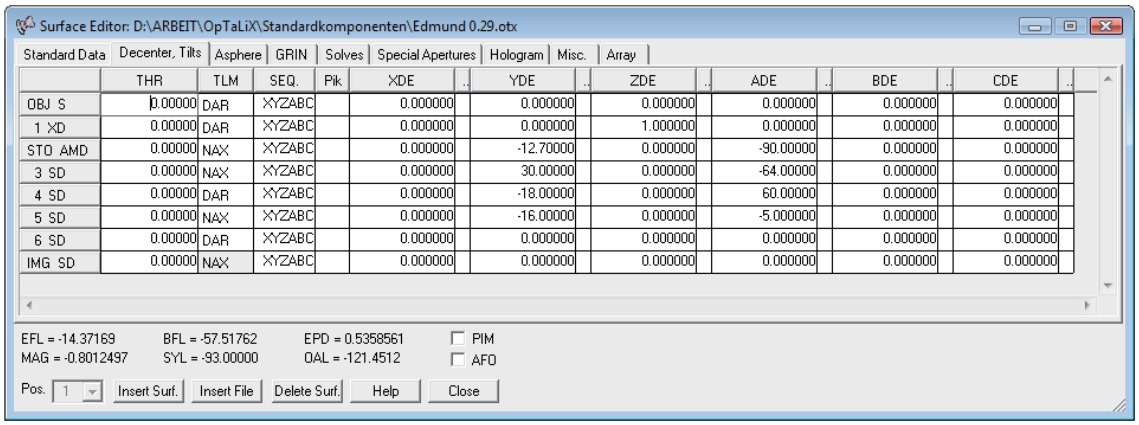


Abbildung 7.8: „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für den Demultiplexer mit Standardkomponenten

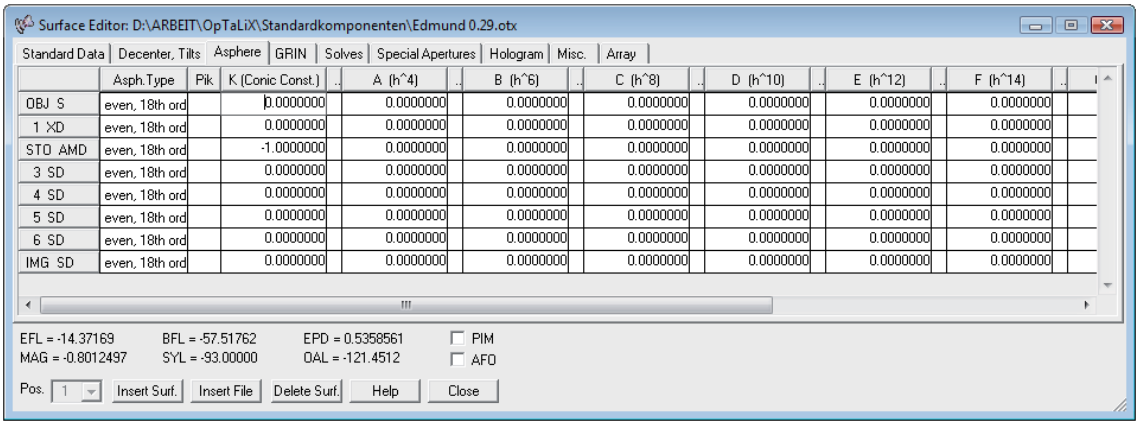


Abbildung 7.9: „Asphere“ des Surface Editors für den Demultiplexer mit Standardkomponenten

7.2 Gitterspektrometer

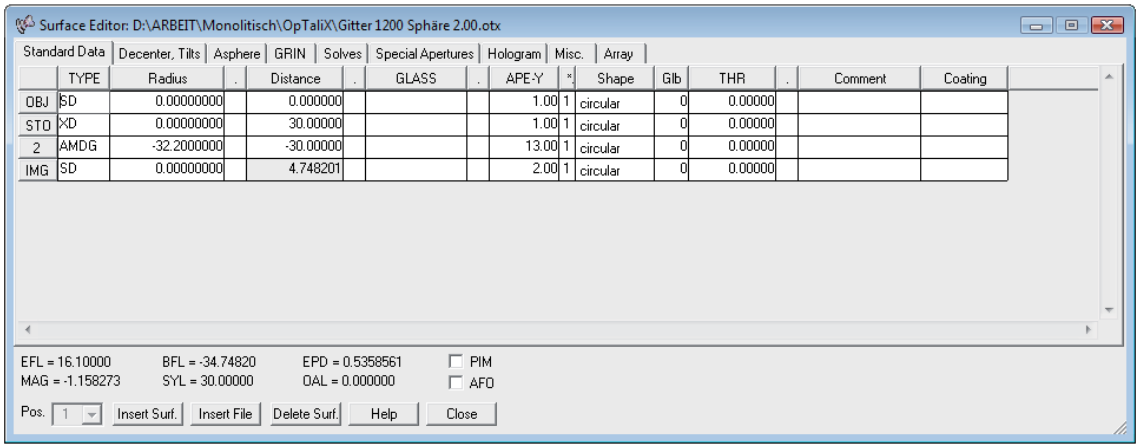


Abbildung 7.10: „Standard Data“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform

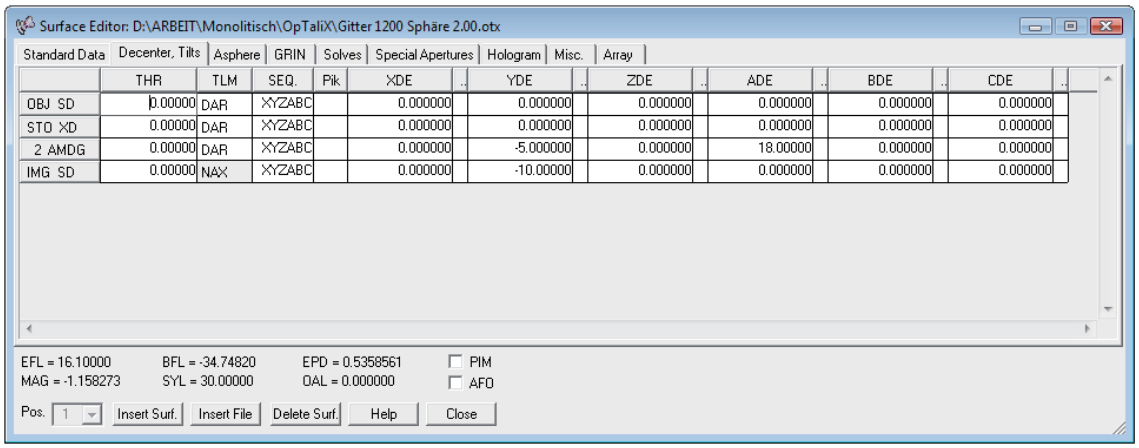


Abbildung 7.11: „Decenter, Tilts“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform

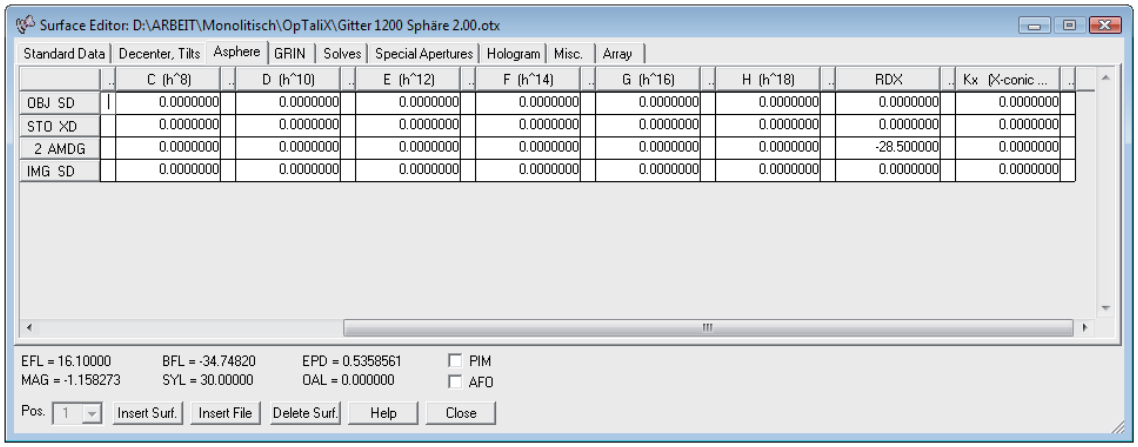


Abbildung 7.12: „Asphere“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform

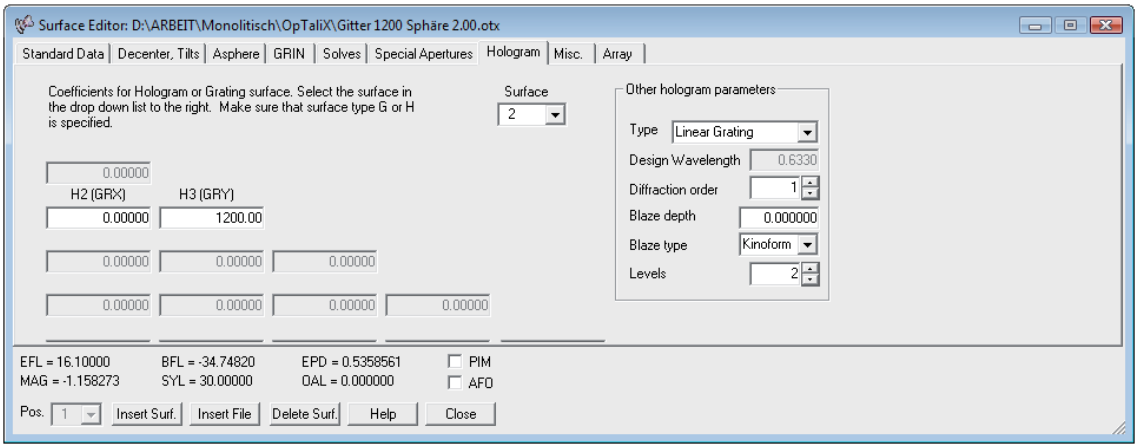


Abbildung 7.13: „Hologram“ des Surface Editors für den optimierten Demultiplexer in Gitterspektrometerbauform

8 Anhang B: Liste der Veröffentlichungen

8.1 Jahrgang 2006

1. U.H.P. Fischer, M. Haupt, C. Reinboth, „Realization of an economical Polymer Optical Fiber Demultiplexer“, International Students and Young Scientists Workshop „Photonics and Microsystems“, Wroclaw 2006

2. U.H.P. Fischer, M. Haupt, J. Just, C. Reinboth: „Augmented Learning in der optischen Nachrichtentechnik - Konzeption einer interaktiven Lernsoftware zur Unterstützung der selbständigen Laborarbeit“, in: F.Stolzenburg (Hrsg.): Harzer Hochschultexte Nr. 8 - Tagungsband der 2. Wernigeröder Automatisierungs- und Informatiktage, S.85-89, Wernigerode 2006 (ISSN: 1619-7323)

3. U.H.P. Fischer, M. Haupt, J. Just, „WDM over POF - A chance für Low Cost Optical Ethernet“, Paper zur 11th European Conference on Networks and Optical Communications (NOC 2006), Berlin 2006

4. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „WDM über POF - der kostengünstige Weg zur Erhöhung der Übertragungsbandbreite von Standard-POF-Fasern“, 13. ITG Fachtagung Kommunikationskabelnetze, Köln 2006

5. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „WDM über POF - Entwicklung eines kostengünstigen Demultiplexers zur Steigerung der Übertragungskapazität“, Optik in der Rechentechnik (ORT 06), Siegen 2006

8.2 Jahrgang 2007

1. U.H.P Fischer, M. Haupt, J. Just, T. Windel, C. Reinboth, „Zukunftsorientierte Forschung im Bereich der optischen Nachrichtentechnik am Fachbereich AI, Beitrag zur Festschrift“, „15 Jahre Hochschule Harz“, Wernigerode 2007

2. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „Design and Development of a Demultiplexer for WDM over POF“, SPIE Optifab 2007, ISBN: 9780819467362, Rochester, USA

3. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „Conceptual Design of an Inexpensive POF Demultiplexer“, SPIE Microtechnologies 2007, SPIE Vol: 6593, Gran Canaria, Spanien

4. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „WDM over POF - The inexpensive way to breakthrough the limitation of bandwidth of Standard-POF communication“, SPIE Photonics West 2007, SPIE Vol: 6478, San Jose, USA

5. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „WDM über POF - der sichere Weg zum Verbraucher“ ITG Fachkonferenz Breitbandversorgung in Deutschland - Vielfalt für alle?, ISBN: 9783800730100, Seiten 219-222, Berlin 2007

6. U.H.P Fischer, M. Haupt, J. Just, „Integrated injection molded devices for polymeric fiber systems“, PAVT Workshop, ISBN: 9783867271974, Seiten 47-50

7. U.H.P Fischer, M. Haupt, J. Just, C. Reinboth, „Applying the Principles of Augmented Learning to Photonics Laboratory Work“, ETOP 2007

8. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „Design and Development of a Mux/Demux Element for WDM over POF“, International Students and Young Scientists Workshop „Photonics and Microsystems“, Dresden 2007

9. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „Computer-aided Simulation of a Demux/Mux-Element for POF in the visible Spectrum“, POF Conference, Turin 2007

10. U.H.P Fischer, M. Haupt, T. Windel, D. Lutz, „WDM Übertragung für Triple-Play über Standard-POF“, ITG Kabelnetze, Köln 2007

8.3 Jahrgang 2008

1. U.H.P. Fischer, M. Haupt, „Multi-colored WDM over POF system for Triple-Play“, SPIE Proceedings Vol. 6992, SPIE Photonics Europe 2008, Strasbourg France

2. D. Lutz, U.H.P. Fischer, M. Haupt, „Demultiplexer for WDM over POF in Prism-Spectrometer Configuration“, IEEE 2008 International Students and Young Scientists Workshop, Wroclaw Poland

3. U.H.P. Fischer. M. Haupt, „Design and development of a MUX/DEMUX element for WDM communication over SI-POF“, IEEE 2nd Electronics System-IntegrationTechnology Conference, London GB

4. D. Lutz, U.H.P. Fischer. T. Windel, M. Haupt, „Demultiplexsystem für optische Datenübertragung mittels polymeroptischer Fasern“, 9. Nachwuchswissenschaftlerkonferenz Hochschule Anhalt, Köthen Germany

5. U.H.P. Fischer, M. Haupt, „Prism-Spectrometer as Demultiplexer for WDM over POF“, the 17th International Conference on Plastic Optical Fibers, Santa Clara USA

6. U.H.P. Fischer, M. Haupt, „Simulation of a Rowland spectrometer for optical communication over POF“, SPIE Proceedings Vol. 7100, SPIE Europe Optical Design and Engineering, Glasgow GB

7. D. Lutz, U.H.P. Fischer, M. Haupt, „Prism-Spectrometer as Demultiplexer for WDM over POF“, IPSI Journal, in press, http://www.internetjournals.net/

8.4 Jahrgang 2009

1. U. H. P. Fischer, M. Haupt, „Advanced integrated WDM System for POF Communication“, SPIE Photonics West 2009, San Jose, USA