

**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 5609

# **Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik**

**C. Müller, J. Mohr**

**Institut für Mikrostrukturtechnik**

**Juni 1995**

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**

**FZKA 5609**

# **Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik**

C. Müller\*), J. Mohr

Institut für Mikrostrukturtechnik

\*) von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe**

**1995**

Als Manuskript gedruckt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

# Miniaturisiertes Spektrometersystem in LIGA-Technik

## Zusammenfassung

Das LIGA-Verfahren bietet aufgrund der freien Geometriewahl die Möglichkeit, Komponenten mit beliebigen lateralen Abmessungen im Mikrometerbereich mit Strukturhöhen von einigen hundert Mikrometern und einer Strukturgenauigkeit im Submikrometerbereich zu strukturieren. Diese Eigenschaften erlauben bei Verwendung geeigneter Polymermaterialien die Fertigung von mikrooptischen Bausteinen.

Im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurde ein Mikrospektrometersystem entwickelt, mit dem es möglich ist, einen Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm abzudecken. Das System besteht aus einer miniaturisierten Lichtquelle, einem Gitterbaustein und einer Diodenzeile. Der Gitterbaustein, der für den Einsatz in Verbindung mit Fasersensoren ausgelegt ist, wird mit dem LIGA-Verfahren hergestellt, indem in einen planaren Polymerwellenleiter ein selbstfokussierendes Reflexionsgitter, Faserführungsgruben für eine Einkoppelfaser sowie die Fokuszeile zum Ankoppeln der Diodenzeile in einem Schritt strukturiert werden. Somit entfällt jeglicher Justieraufwand, was die Herstellung des Gitterbausteins wesentlich vereinfacht und damit auch kostengünstig gestaltet.

Im Hinblick auf eine kostengünstige Massenfertigung der Spektrometerbausteine wurde ein Verfahren zur Strukturierung zweischichtiger Wellenleiterstrukturen durch Prägen entwickelt. Die nach diesem Prozeß hergestellten Gitterbausteine zeigen eine vergleichbare Qualität zu den röntgenlithographisch hergestellten Bausteinen.

Der Aufbau des miniaturisierten Spektrometersystems erfordert neben dem Gitterbaustein auch eine geeignete, den Anforderungen der Miniaturisierung gerecht werdende Weißlichtquelle. Es wurden miniaturisierte Halogenlampen eingesetzt, die in einen Faserstecker untergebracht werden können und die aufgrund ihrer kleinen Leuchtweite eine effektive Einkopplung in die eingesetzten Glasfasern ohne abbildende Elemente erlauben.

Die Leistungsfähigkeit des Systems wurde durch die spektrale Analyse einer Reihe von Substanzen aufgezeigt. Am Beispiel der Sauerstoffmessung von venösem und arteriellem Blut wird die große Empfindlichkeit des Systems auch im Falle stark absorbierender Medien belegt. Die Messung von  $\text{NH}_3$  mit Hilfe von optochemischen Sensoren zeigt, daß auch schwach absorbierender Stoffe mit ausreichender Empfindlichkeit nachgewiesen werden können.

# Miniaturised spectrometer system in LIGA technique

## Summary

The LIGA process allows to fabricate microstructures of any lateral shape with structural heights of several hundred micrometers, lateral dimensions down to one micrometer, and submicron accuracy over the total height of the structure. These characteristics enable the production of microoptical units when using suitable polymer material.

The field of interest was the development of a microspectrometer system which enables to cover a spectral region from 400 nm up to 1100 nm. The developed system consists of a miniature light source, a grating unit and a diode line. The grating unit which is intended for the use in combination with fibre sensors is produced with the help of the LIGA technique by structuring a planar polymer waveguide in one step with a self-focusing reflection grating, fibre guiding tracks for a adjustment fibre as well as the focus line for coupling to the diode line. Thus no adjustment is necessary. For this reason on the one hand the production of the grating element is considerably simplified and on the other hand the production costs are reduced as well.

With regard to a low cost mass production of spectrometer units, a method was developed to structure two-layer waveguide units by stamping. The grating units produced by this method have a comparable quality as the units produced by the x-ray lithography.

The set-up of the miniaturised spectrometer system requires both the grating element and a suitable white light source also which is adapted to the miniature system. Miniaturised halogen lights have been used which can be built in a fibre plug. Owing to their tiny light coil they enable an effective adjustment to the glass fibre used without any projecting elements.

The efficiency of the system was shown for instance with the spectral analysis of a range of substances. The example of the oxygen measurement of vein and artery blood furnishes the proof of the high sensitivity of the system also when analysing high absorbing substances. The measurement of  $\text{NH}_3$  with the aid of optochemical sensors shows that also low absorbing substances can be checked with a sufficient sensitivity.

## Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung .....	1
2.	Theoretische Grundlagen für ein Reflexionsgitter .....	5
2.1	Reflexionsgitter als diffraktive Elemente .....	5
2.2	"Freier Spektralbereich" .....	6
2.3	Auflösung eines Gitters .....	7
2.4	"Blaze"-Gitter .....	10
2.5	"Rowland-Kreis" Anordnung .....	13
2.6	Schematischer Aufbau des LIGA-Gitterspektrographen .....	14
3.	Prozeßoptimierungen und Prozeßweiterentwicklungen .....	18
3.1.	Untersuchungen zur Strukturqualität der Maske bei der Elektronenstrahlolithographie .....	21
3.2.	Untersuchungen zur Strukturqualität bei der Röntgentiefenlithographie .....	26
3.3	Strukturieren einer 45 ° Kante .....	28
3.4	Herstellung der Spektrometer durch Abformung .....	28
3.4.1	Herstellung des Abformwerkzeuges .....	28
3.4.2	Abformung von lichtleitenden Spektrometerbausteinen .....	29
3.5	Materialeigenschaften der lichtleitenden Schichten und Reflektivität der Sputterschichten .....	32
4.	Experimentelle Untersuchungen .....	36
4.1	Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung der Bausteine .....	38
4.2	Messungen mit Hilfe einer Diodenzeile .....	43
4.3	Spektrale Auflösung der Bausteine bei Messung mit einer Diodenzeile .....	44
5.	Spektrometersystem .....	50
5.1	Weißlichtquelle .....	51
5.1.1	Standardlichtquellen .....	52
5.1.2	Mini-Halogenlampe .....	53
5.2	Gitterspektrometer .....	54
5.3	Photodiodenzeile .....	57
5.3.1	Spektrale Empfindlichkeit der Photodiodenzeile .....	57
5.3.2	Rauschen der Diodenzeile .....	58

5.4	Charakteristik des Systems .....	59
5.4.1	Dynamik des Systems .....	59
5.4.2	Nachweisbare Extinktion .....	62
5.4.2.1	Minimale Extinktion .....	62
5.4.2.2	Maximale Extinktion .....	63
6.	Anwendungsbeispiele für das Mikrosystem .....	65
6.1	Transmissionsmessungen .....	65
6.1.1	Indirekte Messung von Substanzen mit Hilfe von optochemischen Sensoren .....	66
6.1.2	Direkte Messung der Substanzen mit Hilfe einer Transmissionsküvette .....	67
6.2	Reflexionsmessung .....	72
6.3	Selbstleuchtende Meßobjekte .....	74
7.	Zusammenfassung und Diskussion .....	76
8.	Literaturverzeichnis .....	81

## 1. Einleitung

Im Jahre 1666 entdeckte Newton, daß ein Prisma das Sonnenlicht in seine spektralen Bestandteile aufteilt. Seitdem ist die wellenlängenselektive Detektion von optischer Strahlung Gegenstand wissenschaftlicher Aktivitäten. Aufgrund verbesserter technischer Möglichkeiten und Geräte fand Fraunhofer 500 dunkle Linien im Sonnenspektrum, die nach ihm benannt wurden. Die dritte grundlegende wissenschaftliche Entdeckung machten Kirchhoff und Bunsen, die 1859 herausfanden, daß unterschiedliche Elemente auch unterschiedliche Spektren aufweisen. Dies war der Ausgangspunkt spektroskopischer Untersuchungen.

Heute ist die chemische Analyse von Gasen oder Flüssigkeiten die wichtigste Anwendung der wellenlängenselektiven Detektion von optischer Strahlung. Dazu kommen die multispektrale Pyrometrie und die optische Nachrichtentechnik. In all diesen Anwendungen wird die emittierte spektrale Verteilung des Lichtes einer unbekannt Probe oder die Absorption eines unbekannt Mediums bei einer bekannten Intensitätsverteilung des eingestrahlt Lichtes gemessen.

Der Vorteil der spektroskopischen Messung zur Gas- und Flüssigkeitsanalyse im Vergleich zu anderen Meßmethoden besteht in der großen Selektivität, die sich durch die spezifische materialabhängige Reaktion der Substanzen ergibt, ohne daß eine nennenswerte Querempfindlichkeit zu anderen Elementen besteht. Der Grund dafür ist, daß das elektromagnetische Absorptionsspektrum substanztypisch und charakteristisch für ein bestimmtes Molekül ist, da es durch die Elektronen- und Bindungszustände im Molekül bestimmt wird. Man kann das Absorptionsspektrum als "Fingerabdruck" für ein Molekül ansehen.

Der Spektralbereich der Absorptionsspektroskopie erstreckt sich vom UV ab ca. 200 nm bis in den IR-Bereich mit ca. 20  $\mu\text{m}$ . Im UV bis zu den kurzen Wellenlängen im sichtbaren Bereich sind Anregungen von Elektronen für die Änderung der Molekülspektren verantwortlich, die absorbierte Energie entspricht der Energie der Elektronenschalen. Im IR-Bereich liegen die Vibrations- und Rotationsspektren der Moleküle. Dabei wird der nahe IR-Bereich für die spektroskopische Analyse von Flüssigkeiten eingesetzt, während Gase mehr im fernen IR-Bereich liegen.

Bei der konventionellen optischen Spektroskopie wird die Strahlung mit dispersiven Elementen untersucht, die die einzelnen Wellenlängen des Spektrums in unterschiedliche Richtungen aufteilen. Als dispersive Elemente können prinzipiell Gitter oder Prismen eingesetzt werden. Da bei Prismen der Zusammenhang von Wellenlänge und Winkel nicht linear ist, verlieren Prismen heute immer mehr an Bedeutung.

Somit bestehen konventionelle Spektrometeraufbauten aus einem Gitter, das über einen Einkoppelspalt ausgeleuchtet wird. Das diffraktiv zerlegte Licht wird über einen Auskoppelspalt wellenlängenselektiv ausgekoppelt. Je nachdem welche Wellenlänge ausgekoppelt werden soll, wird das Gitter in eine definierte Position gedreht, so daß das Licht auf den Auskoppelspalt abgebildet wird und dort detektiert werden kann. Einen derartigen Aufbau kennt man als Monochromator. Diese Aufbauten haben den Nachteil, daß in dieser Anordnung ein Element mechanisch gedreht werden muß. Außerdem wird zum Drehen des Gitters eine gewisse Zeit benötigt, so daß keine "online"-Messung der Intensitätsverteilung möglich ist. Durch den präzisen mechanischen Aufbau sind derartige Spektrometer sehr teuer und recht unhandlich. Sie sind für eine "online"-Analytik und einen Feldeinsatz nur bedingt geeignet.

Die heutige Analysetechnik fordert Spektrometer, die für einen "Vor-Ort-Einsatz" zur "online"-Analyse konzipiert sind. Diese Systeme sollten möglichst klein, kompakt und transportabel sein. Von der Firma Zeiss wird ein hybrid aufgebautes Miniaturspektrometer MMS1 angeboten, bei dem ein holographisch hergestelltes Gitter zum Einkoppelspalt, der über ein Faserbündel beleuchtet wird, positioniert werden muß. Zur Detektion wird eine Diodenzeile verwendet, die eine simultane Detektion aller Wellenlängen erlaubt, die jedoch auch präzise zum Gitter positioniert werden muß. Dieser Aufbau enthält zwar keine beweglichen Teile mehr, erfordert jedoch immer noch eine relativ präzise Aufbaumechanik. Außerdem ist durch die Verwendung von Faserbündeln die Adaption von Fasersensoren auf der Basis von Multimodefasern, über die die wellenlängenselektive Modulation des Lichtsignals detektiert wird, mit großen Intensitätsverlusten verknüpft.

Heutige 3-dimensionale Strukturierungsmethoden, wie das LIGA-Verfahren, bieten die Möglichkeit, die gesamten Funktionselemente des Spektrometeraufbaus in einem Fertigungsschritt positioniert zueinander herzustellen. Der Vorteil des LIGA-Verfahrens, das eine Kombination von Röntgentiefenlithographie, Galvanik und Abformung darstellt /Be85,Me93/, liegt darin, daß Strukturdimensionen im Sub-Mikrometerbereich über Strukturhöhen von mehreren hundert Mikrometern präzise hergestellt werden können. Damit kann das Gitter zusammen mit dem Einkoppelspalt, der als Führungsschacht für eine Multimodefaser ausgebildet ist, in einen lichtleitenden planaren Wellenleiter strukturiert werden (siehe Kap. 3). Mechanische Aufbauten sind nicht mehr notwendig.

In einer früheren Arbeit /And90/ wurden die Grundlagen zur röntgentiefenlithographischen Herstellung eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit einem selbstfokussierenden Reflexionsgitter erarbeitet. Bei dem Baustein handelt es sich um ein Element, das für den Einsatz in der Nachrichtentechnik vorgesehen war und daher nur einen kleinen Wellenlängenbereich abdeckte. Für den Einsatz als

Spektrometer muß dieser Baustein den gesamten sichtbaren und nahen IR-Bereich abdecken. Außerdem waren die Leistungsdaten der im Rahmen dieser Arbeit erzeugten Bausteine relativ schlecht, was zum Teil auf die damals verfügbare Prozeßtechnologie zurückzuführen war. Da der Baustein für die Nachrichtentechnik vorgesehen und damit eine Trennung von nur wenigen Wellenlängen notwendig war, sollte die Auskopplung des spektral zerlegten Lichtes über Fasern und nicht über eine Diodenzeile erfolgen, wie dies für spektroskopische Aufgaben unabdingbar ist.

Ziel der hier vorliegenden Arbeit ist es, basierend auf dem Modell des Bausteins der Nachrichtentechnik ein Mikrospektrometersystem aufzubauen, mit dem es möglich ist, einen Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm möglichst hochauflösend abzudecken. Es sollte dabei nicht nur ein Baustein realisiert werden, sondern ein komplettes System aus miniaturisierter Lichtquelle, Gitterbaustein und Diodenzeile hergestellt und charakterisiert werden, mit dem die Anforderungen nach einem Handgerät oder einer PC-Einsteckkarte für die "online"-Prozeßanalytik und für den Feldeinsatz erfüllt werden kann. Dabei sollte die Möglichkeit bestehen, Fasersensoren, die individuell auf eine Anwendung angepaßt werden können, an das Spektrometer anzuschließen. Dem Anspruch der Mikrotechnik sollte insofern Rechnung getragen werden, als durch den Nachweis der Herstellbarkeit solcher Spektrometer durch Abformtechniken eine kostengünstige Massenfertigung möglich ist.

Ausgehend von den bisherigen Arbeiten zu einem planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit integriertem Reflexionsgitter für die Nachrichtentechnik war es zuerst notwendig, die optischen Kenngrößen, wie Abbildungseigenschaften, Gitterzahnstruktur, Auflösungsvermögen, usw. für einen Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm zu formulieren und zu diskutieren (Kap. 2). Hieraus ergeben sich einerseits die theoretischen Grenzen und andererseits die Anforderungen an den Herstellungsprozeß.

Gerade die Anforderungen an die Gitterstrukturen führten zu Prozeßparametern, die über die bestehenden Grenzen hinausgingen und Prozeßverbesserungen in allen Herstellungsprozeßschritten erforderten (Kap. 3). Insbesondere mußte bei der Elektronenstrahlolithographie eine Optimierung der Schreibparameter durchgeführt werden, um nicht bereits beim ersten Schritt an der geforderten Genauigkeit der Zahnstruktur zu scheitern. Darüber hinaus mußte überprüft werden, wie die Qualität der Maskenstrukturen bei der Röntgentiefenlithographie übertragen werden kann. Insbesondere die thermische Belastung der Masken stellt dabei ein besonderes Problem dar. Mit Blick auf eine Massenfertigung durch Abformung war es notwendig, einen Prozeß zu entwickeln, der die Abformung von mehrschichtigen Polymeraufbauten ohne eine nennenswerte Änderung der Schichtdicken erlaubt und

der es ermöglicht, die Zahnstruktur mit der von der Röntgentiefenlithographie bekannten Qualität zu übertragen.

Im Hinblick auf die Realisierung eines Systems, mit dem der gesamte Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm abgedeckt werden kann, mußten Gitterbausteine verschiedener Ordnung hergestellt und optisch charakterisiert werden (Kap. 4).

Die Realisierung eines miniaturisierten Spektrometersystems setzt einen Aufbau voraus, der eine geeignete miniaturisierte Lichtquelle enthält und bei dem eindeutige Koppelstellen zum und vom Sensorelement als auch zur Auswerteeinheit vorhanden sind. Nur in diesem Fall kann der Endanwender ein solches Spektrometer als Black-Box in seinen Prozeß einfügen. Dies setzt jedoch auch voraus, daß die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems bekannt ist (Kap. 5). Aus diesem Grunde wurde die Dynamik des Systems, die sich aus dem Zusammenspiel von Lichtquelle und Diodenzeile ergibt, ermittelt und für spezielle Anwendungen wurden Wege aufgezeigt, wie die Dynamik in dem interessierenden Wellenlängenbereich optimiert werden kann.

Weitere Werte, die die Einsatzmöglichkeit des Systems bestimmen, sind die Streulichtdämpfung, die minimal und maximal detektierbare Absorption, die sich alle aus dem Zusammenspiel der einzelnen Systemkomponenten ergeben.

Um die Leistungsfähigkeit des Systems aufzuzeigen wurden unterschiedliche spektrale Analyseaufgaben beispielhaft bearbeitet (Kap. 6). Dabei wurden auch spezielle, auf den Fasereinsatz abgestimmte Sensorelemente, wie z. B. Faserküvetten oder Reflektionssensoren aufgebaut. Am Beispiel der Messung des Sauerstoffgehalts von venösem und arteriellem Blut wird die große Empfindlichkeit des Systems auch im Falle stark absorbierender Medien belegt. Die Messung von  $\text{NH}_3$  mit Hilfe von optochemischen Sensoren zeigt, daß auch schwach absorbierende Stoffe, mit ausreichender Empfindlichkeit nachgewiesen werden können. Weitere Anwendungsbeispiele wie die Farberkennung oder die Flammenanalyse zeigen die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten auf. Damit wird der Nutzen des Systems als leistungsfähiges, kompaktes Spektrometer deutlich.

## 2. Theoretische Grundlagen für ein Reflexionsgitter

Im Hinblick auf einen kompakten Aufbau werden heutige Spektrometernaufbauten mit Gittern, die in Reflexion arbeiten, realisiert. In den folgenden Abschnitten werden die theoretischen Grundlagen für die Realisierung effizienter Gitterbausteine, mit denen ein breiter Wellenlängenbereich abgedeckt werden kann, erarbeitet.

### 2.1 Reflexionsgitter als diffraktive Elemente

Reflexionsgitter bestehen aus einer spiegelnden Fläche, die eine periodische Struktur aufweist, die für die Beugung des Lichtes verantwortlich ist. Im Folgenden wird die Funktion eines solchen Gitters beschrieben.

Ein paralleler Lichtstrahl einer monochromatischen Wellenlänge  $\lambda$  fällt unter dem Winkel  $\alpha$  auf die periodische Struktur. Jeder Punkt der periodischen Struktur ist als Zentrum einer "Huygens"-Kugelwelle anzusehen /Bo86/. Die Überlagerung der Wellenfronten, deren Abstand eine Periodenlänge des Gitters beträgt, führt zu Interferenzen. Dabei ergibt sich eine "konstruktive" Interferenz sofern der Gangunterschied  $(a+b)$  der Wellenfronten ein Vielfaches von  $\lambda$  ist. Für die Wellenlänge  $\lambda$  kann die konstruktive Interferenz unter dem Winkel  $\beta$  beobachtet werden. In der Abbildung 01 ist das Schema eines Reflexionsgitters für eine monochromatische Wellenlänge  $\lambda$  dargestellt.

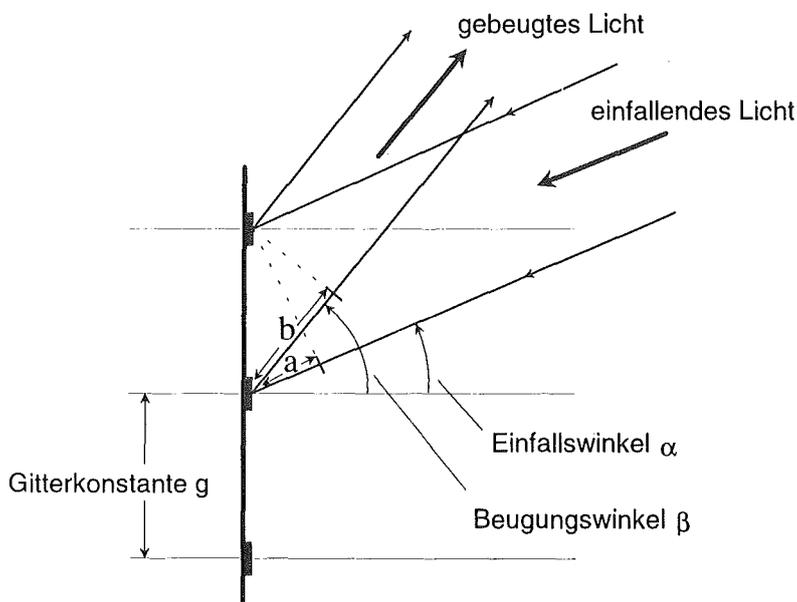


Abbildung 01: Schema eines Reflexionsgitters mit dem Gittereinfallswinkel  $\alpha$ , dem Beugungswinkel  $\beta$  und der Gitterkonstanten  $g$

Mit Hilfe der allgemeinen Gittergleichung läßt sich für jede unter dem Winkel  $\alpha$  einfallende Wellenlänge  $\lambda$  der Beugungswinkel  $\beta$  in Abhängigkeit von der Beugungsordnung  $m$  und der Gitterkonstanten  $g$  berechnen.

$$\text{Gittergleichung: } \sin(\alpha) + \sin(\beta) = \frac{m \cdot \lambda}{g}$$

Die Aufspreizung der Wellenlängen (Dispersion) nimmt, wie aus der Gittergleichung zu sehen, mit steigender Ordnung  $m$  und abnehmender Gitterkonstante  $g$  zu. Um für eine vorgegebene Ordnung an einem festen Ort eine möglichst große räumliche Trennung zweier Wellenlängen zu erhalten, muß eine möglichst kleine Gitterkonstante gewählt werden.

Die allgemeine Gittergleichung macht jedoch deutlich, daß die Gitterkonstante  $g$  nicht beliebig reduziert werden kann, da ansonsten die Beugungstheorie nicht mehr greift. Der Maximalwert von  $(\sin \alpha + \sin \beta)$  ist immer kleiner als 2 und der Minimalwert für die Beugungsordnung  $|m|$  ist 1. Daraus folgt z.B. für Gitter mit senkrechtem Einfall  $\sin \alpha = 0$  daß die Gitterkonstante  $g$  nicht kleiner als die maximale Wellenlänge  $\lambda$  des Spektralbereiches sein darf.

## 2.2 "Freier Spektralbereich"

Da der Faktor  $m \cdot \lambda$  für verschiedene Wellenlängen aus unterschiedlichen Ordnungen den gleichen Wert besitzt, sind unter dem gleichen Beugungswinkel immer verschiedene Wellenlängen aus unterschiedlichen Ordnungen zu beobachten, z.B. ist die Position der Wellenlänge 600 nm der 1. Ordnung identisch mit der Position der Wellenlänge 300 nm der 2. Ordnung und der Wellenlänge 200 nm der 3. Ordnung.

Aus der Gittergleichung läßt sich der "Freie Spektralbereich", in dem nur eine Ordnung detektiert wird, bestimmen. Es gilt für  $\lambda_1 < \lambda_2$  :

$$\text{Gleichung 01: } \lambda_2 \leq \lambda_1 + \frac{\lambda_1}{m} \text{ und } \lambda_1 > \lambda_2 - \frac{\lambda_2}{m+1}$$

Die Gleichungen machen deutlich, daß der "Freie Spektralbereich" mit steigender Ordnung reduziert wird. Ein Baustein, der in der 1. Beugungsordnung arbeitet, kann den "sichtbaren Bereich" von 400 nm bis 799 nm ohne Überschneidungen von Beugungsordnungen überstreichen. Reicht der Spektralbereich über 799 nm hinaus, so befinden sich Wellenlängen aus anderen Ordnungen an der gleichen Position. Für ein

Baustein, der in der 2. Ordnung arbeitet, reicht der "Freie Spektralbereich" nur von 400 nm bis 599 nm.

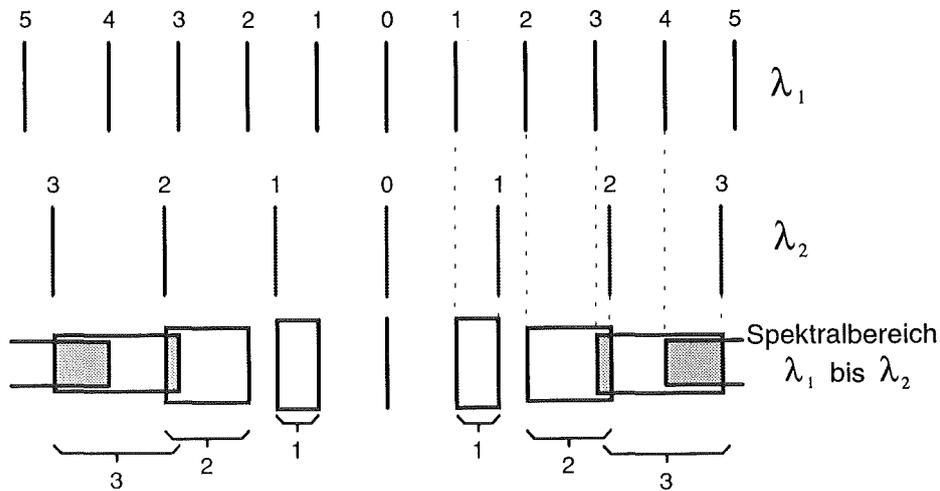


Abbildung 02: Schematische Darstellung der Überlagerung von mehreren Ordnungen am Beispiel von zwei Wellenlängen,  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ . In der unteren Zeile ist der räumliche Bereich für den Spektralbereich von  $\lambda_1$  bis  $\lambda_2$  für verschiedene Ordnungen dargestellt.

Um eine eindeutige Aussage über die Intensität einer Wellenlänge zu erhalten, muß daher immer dafür gesorgt werden, daß die anderen Wellenlängen mit geeigneten Filtern ausgeblendet werden.

### 2.3 Auflösung eines Gitters

Das Beugungsbild eines Gitters kann als Überlagerung von Spaltbildern angesehen werden. Die Gleichung 02 gibt die Intensitätsverteilung hinter einem Einfachspalt an [He74]. Die Konstante  $b$  entspricht der Breite des Einzelspalts und aus der Wellenzahl  $k$  läßt sich die Wellenlänge berechnen. Unter dem Beobachtungswinkel  $\beta$  sind breite Intensitätsmaxima zu sehen.

Gleichung 02: 
$$I \approx I_0 \cdot \left( \frac{\sin(\delta)}{\delta} \right)^2 \quad \delta \equiv \frac{k \cdot b}{2} \cdot \sin(\beta) \quad k = \frac{2 \cdot \pi}{\lambda}$$

In der Abbildung 3a ist die Intensitätsverteilung eines Einfachspalts in Abhängigkeit von dem Beobachtungsort dargestellt.

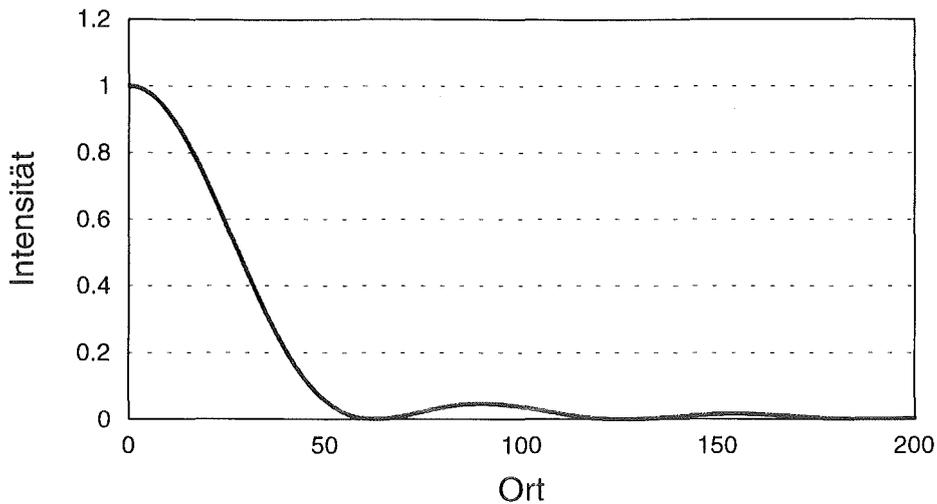


Abbildung 3a: Intensitätsverteilung eines Einfachspalts in Abhängigkeit vom Beobachtungsort

Die Intensität hinter einem Gitter ergibt sich aus der Überlagerung der Intensitäten der Einzelspalte. Mit Hilfe der Gleichung 03 kann die Intensität für verschiedene Beobachtungswinkel berechnet werden. Die Einhüllende der Intensitätsverteilung entspricht der des Einzelspaltes. Der 2. Faktor in der Gleichung moduliert zusätzlich die Intensität.

Gleichung 03: 
$$I \approx I_0 \cdot \left( \frac{\sin(\delta)}{\delta} \right)^2 \cdot \left( \frac{\sin(N \cdot \tau)}{\sin(\tau)} \right)^2 \quad \tau \equiv \frac{k \cdot g}{2} \cdot \sin(\beta)$$

Bei der Modulation treten zwischen den Hauptmaxima  $N-1$  Minima auf. Die Intensität in den Nebenmaxima sinkt mit zunehmender Anzahl der Spalte, gleichzeitig werden die Hauptmaxima schärfer. In der Abbildung 03b ist die Intensitätsverteilung für ein Gitter, das aus 5 Einzelspalten besteht, schematisch dargestellt. Erhöht man die Gitterzähne auf z.B. 20, sinkt die Intensität in den Nebenmaxima (Abb. 03c) und die Hauptmaxima werden entsprechend schmaler.

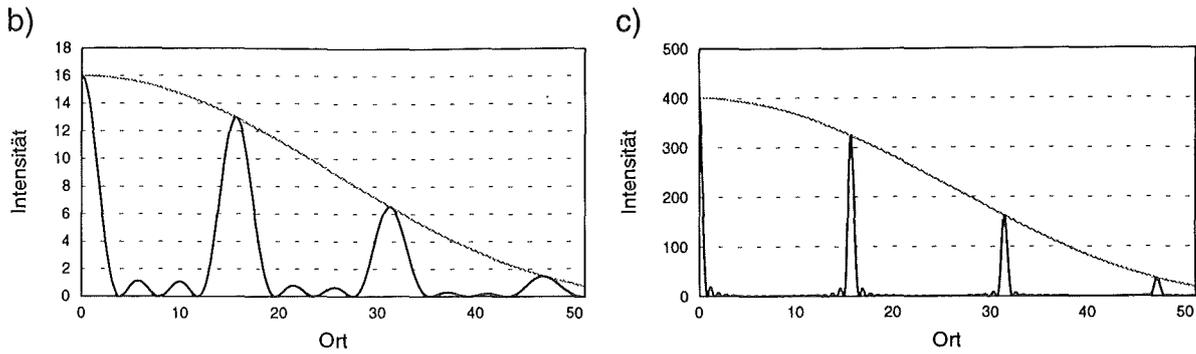


Abbildung 03: Intensitätsverteilung hinter einem Gitter in Abhängigkeit von dem Beobachtungsort, für ein Gitter mit 5 bzw. 20 Gitterstufen. Die Einhüllende entspricht der Intensitätsverteilung eines Einzelspalts.

Ein Gitter erzeugt um so schärfere Hauptmaxima, je mehr Striche bzw. Gitterstufen ausgeleuchtet werden. Damit hängt das spektrale Auflösungsvermögen des Gitters, definiert als  $\lambda/\Delta\lambda$ , nicht von der Gitterkonstanten  $g$ , sondern nur von der Anzahl der Striche  $N$  und der Ordnung  $m$  des benutzten Maximums ab. Mit zunehmender Anzahl der ausgeleuchteten Gitterstufen und mit höherer Beugungsordnung nimmt das Auflösungsvermögen zu.

Gleichung 04: 
$$\lambda/\Delta\lambda \leq m \cdot N$$

Nach dem "Rayleigh"-Kriterium können dann zwei Wellenlängen voneinander getrennt werden, wenn das Maximum der einen Wellenlänge  $\lambda_1$  mit dem ersten Minimum der zweiten Wellenlänge  $\lambda_2$  zusammenfällt. Dies ist gleichbedeutend damit, daß sich bei der Addition der beiden Intensitäten ein Minimum ergibt oder, daß der Abstand der Maxima größer als die Halbwertsbreite sein muß.

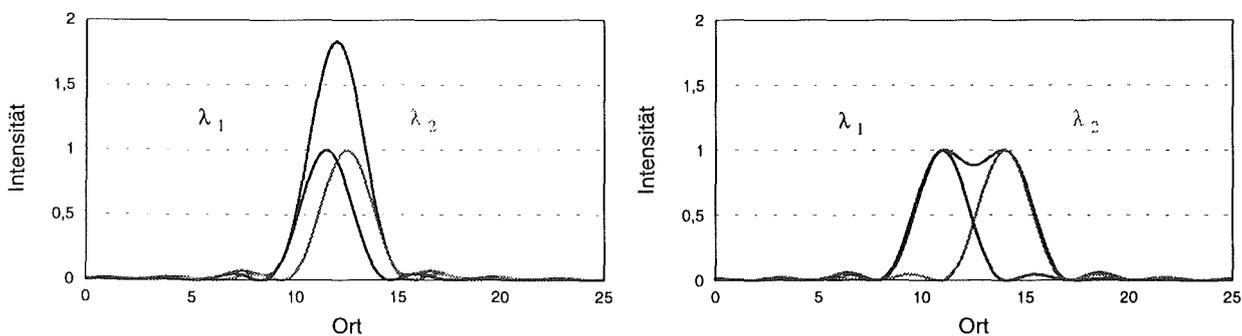


Abbildung 04: Bedingung für die Trennung von sich überlappenden Spektrallinien: Der Abstand der Maxima muß größer sein als die Halbwertsbreite.

## 2.4 "Blaze"-Gitter

Wird das Reflexionsgitter als Stufengitter ausgelegt, bei dem jede Gitterstufe auf dem Gittergrundkreis so ausgerichtet ist, daß das Licht an der Gitterstufe in die Richtung einer gewünschten Beugungsordnung gleichzeitig auch reflektiert wird, so kann eine deutlich höhere Intensität in dieser Beugungsordnung erzielt werden. Solche Gitter werden als "Blaze"-Gitter bezeichnet /Hut82/. In der Abbildung 05 sind die geometrischen Verhältnisse bei einem "Blaze"-Gitter dargestellt. Das eingestrahelte Licht fällt unter einem Winkel  $\alpha$  auf das Gitter und wird um einem Winkel  $\beta$  gebeugt. Beide Winkel sind von der Gitternormalen aus gemessen.

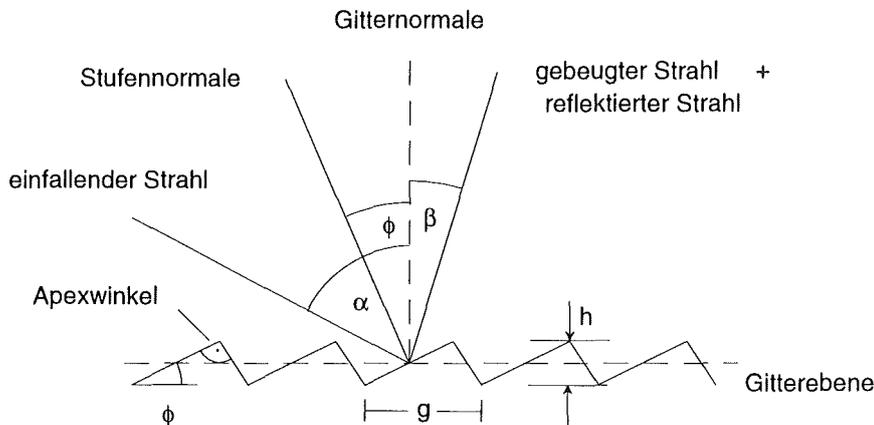


Abbildung 05: Schema eines "Blaze"-Gitters für einen Einfallswinkel  $\alpha > \phi$

Die "Blaze"-Bedingung ist dann erfüllt, wenn die Richtung des an der Gitterstufe reflektierten Strahls mit der des gebeugten Strahls identisch ist. Dies bedeutet, daß der Einfallswinkel, bezogen auf den Gitterstufenwinkel  $\phi$ , dem Reflexionswinkel an der Gitterstufe entspricht.

Gleichung 05: 
$$\alpha - \phi = \phi - \beta \Rightarrow \phi = \frac{\alpha + \beta}{2}$$

Da die Beugungswinkel wellenlängenabhängig sind, kann diese Bedingung nur für eine Wellenlänge, der sogenannten "Blaze"-Wellenlänge  $\lambda_{Blaze}$  erfüllt werden. Damit ergibt sich aus der Gleichung 06 für die Stufenhöhe  $h = g \cdot \sin(\phi)$  des Reflexionsgitters ein Wert von

Gleichung 06: 
$$h = \frac{m \cdot \lambda_{Blaze}}{2}$$

Mit zunehmenden Abstand von dieser Wellenlänge wird die "Blaze"-Bedingung stärker verletzt. Damit sinkt die in die gewünschte Ordnung reflektierte Intensität und damit die Effizienz des Gitters. Dabei versteht man unter der Effizienz eines Gitters den Anteil der in die geblazte Ordnung reflektierten Intensität bezogen auf die gesamte eingestrahlte Intensität. Sie läßt sich nach Gleichung 07 berechnen.

Gleichung 07: 
$$I(\lambda) \approx \left\{ \frac{\sin(H)}{H} \left[ \frac{\cos(\alpha) + \cos(2 \cdot \phi - \beta)}{2 \cdot \cos(\alpha)} \right] \right\}^2$$

Die Form der Funktion  $H$  hängt nur von der Gitterstufengeometrie ab. Für ein Gitter mit idealer Stufenstruktur gilt für  $H$  folgende Beziehung:

Gleichung 08: 
$$H = \frac{\pi \cdot g}{\lambda} \cdot [\sin(2 \cdot \phi - \beta) - \sin(\alpha)]$$

In der Abbildung 08 ist die simulierte Effizienz für Gitter in die 1., 2. und 3. Beugungsordnung mit einer Gitterkonstanten von  $2.5 \mu\text{m}$  dargestellt. Das Gitter ist auf eine Wellenlänge von  $740 \text{ nm}$  "geblazt". Die Abnahme der Effizienz mit steigendem Abstand von der "Blaze"-Wellenlänge ist für alle Ordnungen deutlich zu erkennen.

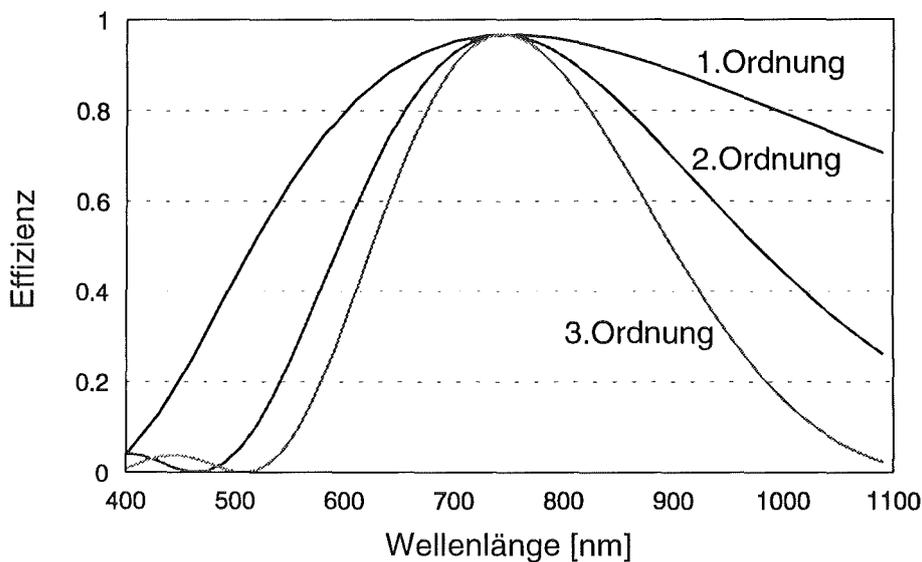


Abbildung 06: Simulierte Effizienz für Gitter, die in verschiedene Beugungsordnungen auf eine Wellenlänge von  $740 \text{ nm}$  geblazt sind.

Der stärkere Abfall für die höheren Ordnungen läßt sich damit erklären, daß sich bei höheren Beugungsordnungen der Beugungswinkel stärker ändert.

Aus prozeßbedingten Grenzen wird es nie möglich sein, eine ideale Stufenstruktur zu realisieren, vielmehr werden die Ecken der Gitterzähne immer ein gewisses Maß an Verrundung aufweisen. Mit steigendem Eckverrundungsradius  $R$  ähnelt ein "Blaze"-Gitter immer mehr einem Sinus-Gitter. Das heißt, daß sich im Regelfall die Effizienz aus der Überlagerung der Effizienz eines Sinus-Gitters und des "Blaze"-Gitters ergeben wird. Kennt man die Eckverrundung, so ist es mit Gleichung 09 möglich, den Einfluß der Eckverrundung auf die Effizienz des Gitters abzuschätzen /Eng82/. Umgekehrt kann man aus der Intensitätsverteilung der gemessenen Signale den Eckverrundungsradius des Gitters bestimmen (siehe Kap. 4).

Gleichung 09: 
$$H = \frac{\pi \cdot g'}{\lambda} \cdot [\sin(2 \cdot \phi - \beta + p) - \sin(\alpha + p)]$$

$$g' = g \left[ 1 - \frac{R}{g} \{ \cos(\alpha) - \sin(\phi) \} \right]$$

$$p = \frac{R}{g} \{ \sin(\alpha) - \cos(\phi) \}$$

In der Abbildung 07 ist die Effizienz eines "Blaze"-Gitters 1. Ordnung in Abhängigkeit des Eckverrundungsradius dargestellt. Mit steigendem Eckverrundungsradius sinkt die Intensität der "Blaze"-Wellenlänge am stärksten. An den Randwellenlängen kann der umgekehrte Effekt auftreten, so daß die Intensität dieser Wellenlängen zunimmt. Nutzt man diesen Effekt geschickt aus, so können Gitter realisiert werden, die aus einer Kombination von Sinus- und "Blaze"-Gitter bestehen, und eine hohe Effizienz über einen breiten Spektralbereich besitzen.

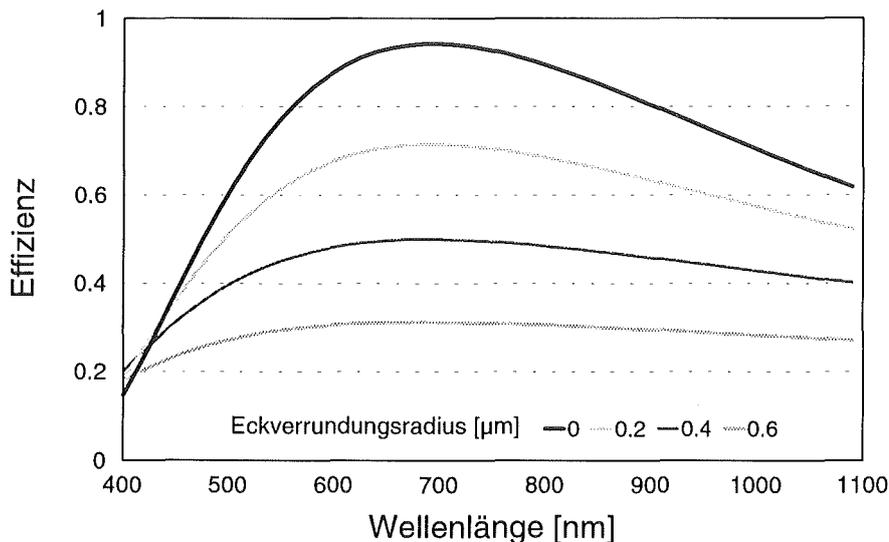


Abbildung 07: Einfluß der Eckverrundung auf ein Gitter, das in die 1. Ordnung geblazt ist bei einer Gitterkonstanten von 1.5 μm.

## 2.5 "Rowland-Kreis" Anordnung

Da die Herstellung eines planaren Reflexionsgitters relativ einfach ist, wird bei den derzeitigen marktüblichen makroskopischen Spektrometeraufbauten das von einer Lichtquelle abgestrahlte Licht mit Hilfe einer Linse parallelisiert und auf das planare Reflexionsgitter abgebildet. Das Reflexionsgitter teilt das Licht in seine Spektralteile auf und reflektiert es in Richtung des Auskoppelspaltes. Auf diesen muß es mit einer weiteren Linse fokussiert werden. In der Abbildung 08 ist der schematische Aufbau einer Gitteranordnung mit einem planaren Gitter dargestellt.

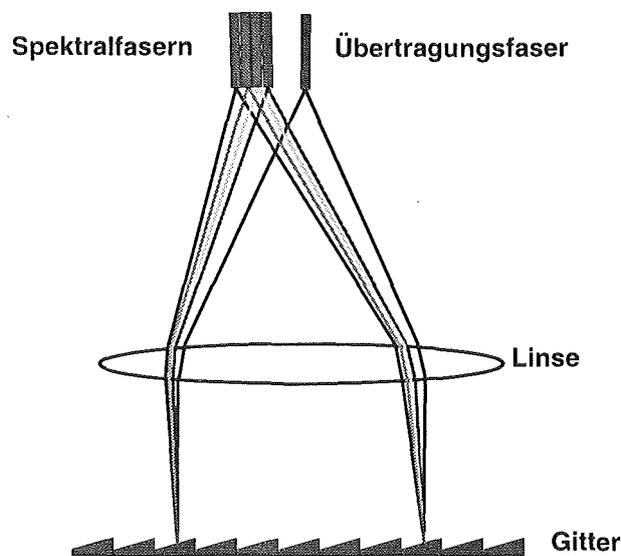


Abbildung 08: schematische Aufbau eines planaren Gitters bei dem das einfallende Licht mit Hilfe einer Linse parallelisiert wird

Zur Vermeidung der Linse ist die Herstellung von selbstfokussierenden Konkav-Gittern vorteilhaft. Dabei ist die Funktion der Linsen im Gitter integriert, d.h. das Gitter selbst ist gekrümmt, so daß eine Abbildung des Einkoppelspaltes auf den Auskoppelspalt erfolgt. Eine der bekanntesten selbstfokussierenden Gitteranordnungen ist die "Rowland-Kreis"-Anordnung /Ku88,Ye81/. In der Abbildung 09 ist der schematische Aufbau eines Gitters in der "Rowland-Kreis" Anordnung dargestellt. Der Eingangsspalt  $S$  und alle Spaltbilder  $F$  des spektral aufgeteilten Lichtes befinden sich auf einem Kreis, dessen Durchmesser dem Radius  $R$  des Gittergrundkreises  $G$  entspricht.

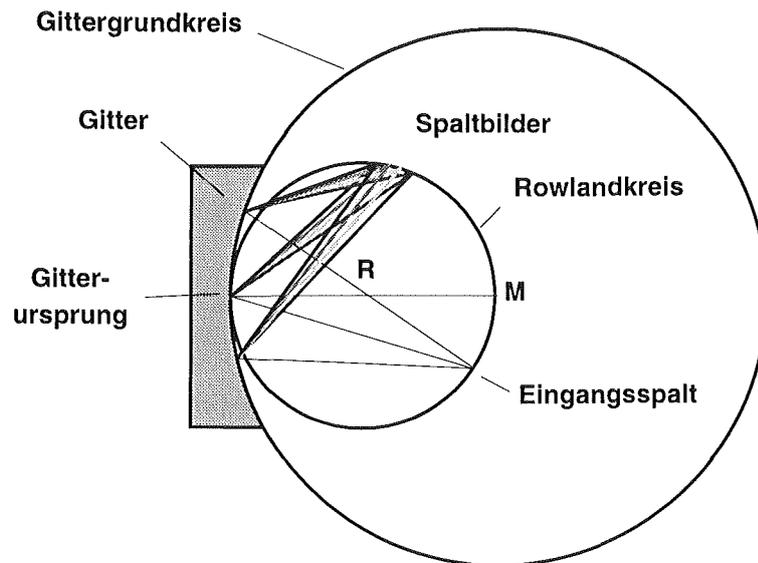


Abbildung 09: "Rowland-Kreis" Anordnung, der Eingangsspalt und die Spaltbilder liegen auf dem "Rowland-Kreis". Der Gittergrundkreis-Radius wird mit  $R$  bezeichnet

Gitter in "Rowland-Kreis" Anordnung machen eine 1 zu 1 Abbildung, d.h. die Größe der Fokuspunkte entsprechen der Größe des Einkoppelspalt. Außerdem bleibt bei dieser Abbildung die Apertur der Strahlung erhalten.

## 2.6 Schematischer Aufbau des LIGA-Gitterspektrographen

Die bisherigen Betrachtungen gelten allgemein für Reflexionsgitter. Betrachtet man den Aufbau des LIGA-Gitterspektrographen, der in einem planaren Lichtwellenleiter gefertigt wird (Abbildung 10), so müssen weitere theoretische Überlegungen zur Modenausbreitung und zur Lichtauskopplung in Betracht gezogen werden.

Beim LIGA-Gitterspektrographen wird das von einer Multimode-Glasfaser in die Kernschicht des 3-Schicht-Resistaufbaus eingestrahle polychromatische Licht am Reflexionsgitter, das mit Silber bzw. Gold besputtert ist, spektral aufgeteilt und auf die Fokuszeile abgebildet. Das spektral aufgeteilte Licht wird an der linearisierten Fokuszeile entweder mit verschiedenen Multimode-Fasern oder mit einer Photodiodenzeile ausgekoppelt. Dabei wird die Photodiodenzeile auf dem Baustein angebracht und das Licht durch Totalreflexion an einer um  $45^\circ$  geneigten Auskoppelzeile entsprechend umgelenkt.

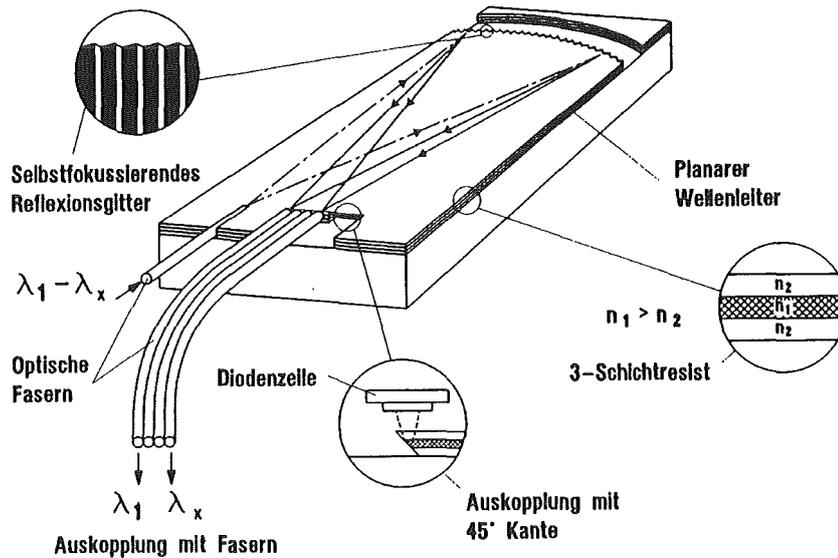


Abbildung 10: Schematischer Aufbau eines planaren Gitterspektrographen mit einem integrierten selbstfokussierenden Reflexionsgitter

Durch die Ausbreitung unterschiedlicher Moden in dem planaren Schichtwellenleiter entstehen durch unterschiedliche Strahlausbreitungswinkel  $\gamma$  senkrecht zur Wellenleiterebene modenabhängige Abbildungsunschärfen. Die Unschärfe kann durch eine Projektion in die Ebene beschrieben werden. Durch die Projektion der Wellenlängen in die Ebene verkürzt sich die Wellenlänge. Für eine zweidimensionale Abbildungsrechnung werden die sogenannten effektiven Modenwellenlängen  $\lambda_M$  eingeführt /Reu83/.

Gleichung 10: 
$$\lambda_M = \frac{\lambda}{\cos(\gamma)}$$

Der maximale Öffnungswinkel  $\gamma$  der Strahlung läßt sich aus der numerischen Apertur des eingekoppelten Lichtes berechnen. Bei einer numerische Apertur  $NA = 0.2$  folgt für den Öffnungswinkel der Strahlung im Wellenleiter ein maximaler Winkel von  $\gamma = \pm 8.2^\circ$ . Daraus folgt für die größte Wellenlänge  $\lambda_{vac} = 1100nm$  im Spektralbereich eine maximale Modenunschärfe von  $\Delta\lambda = 11.4nm$ .

Die Modenunschärfe bewirkt, daß sich ein Teil der Intensität der Wellenlänge 1100 nm im Bereich der Position der Wellenlänge 1088.6 nm bis 1100 nm befindet. Die Intensitätsverteilung wird durch die Winkelverteilung des eingekoppelten Lichtes bestimmt.

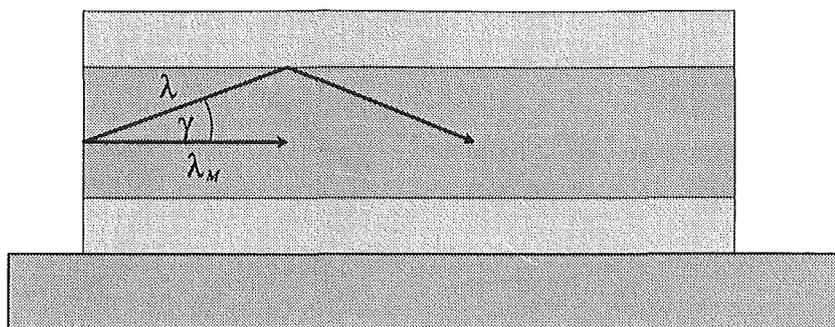


Abbildung 11: Schematischer Querschnitt eines planaren Multimode-Wellenleiters mit einem Strahlengang unter dem Strahlausbreitungswinkel  $\gamma$  senkrecht zur Kernschichtebene

Die Tatsache, daß das Licht mit einer bestimmten Numerischen Apertur von der Einkoppelfaser abgestrahlt wird, wirkt sich bei der Detektion mit Fasern oder Diodenzeile unterschiedlich aus. Werden zur Detektion Fasern verwendet, so kann nur das Licht in die Fasern eingekoppelt werden, für das der Auftreffwinkel kleiner ist als der Akzeptanzwinkel der Faser. Da die Numerische Apertur der Detektorfaser in der Regel nur geringfügig größer ist als die der Einkoppelfaser, darf die Abbildung des Gitters die numerische Apertur der Strahlung nicht vergrößern, sofern keine Intensitätsverluste auftreten sollen. Dies wird nur von einer 1 zu 1 Abbildung oder von vergrößernden Abbildungen geleistet. Aufgrund der Aperturbegrenzung hat die Detektion mit Fasern jedoch den Vorteil, daß Streulicht, das mit beliebigen Winkeln auf die Faserstirnfläche trifft, nur zu einem geringen Anteil in die Detektionsfaser eingekoppelt werden kann.

Bei der Detektion mit einer Diodenzeile entfällt der aperturbegrenzende Effekt, so daß in diesem Fall die Apertur größer sein kann und damit auch eine verkleinernde Abbildung realisiert werden kann, ohne daß Intensitätsverluste auftreten. Allerdings wird die Diodenzeile auch das gesamte Streulicht erfassen.

Wie aus Abbildung 09 zu erkennen, liegen die Fokuspunkte auf dem "Rowland-Kreis", der einer nichtlinearen Fokuskurve entspricht /Mü91/. Um ein möglichst einfaches Anbringen der Fasern bzw. einer linearen Photodiodenzeile zu ermöglichen, muß die Fokuskurve linearisiert werden. Dabei muß zusätzlich beachtet werden, daß ein konstanter Kanalabstand eingehalten wird.

Diese Linearisierung führt jedoch zu Abbildungsfehlern, die um so größer werden, je größer die laterale Abmessung der Fokuslinie ist. Um eine abbildungsfehlerarme

Fokuszeile zu erhalten, die der geometrisch optimalen Fokuskurve am nächsten kommt, ist es notwendig, die Lichtwegfunktion des Reflexionsgitters zu berechnen (Ray-Trace). Relevante Parameter für die Fokuskurve sind hierbei die Krümmung der Gitterkurve und die Variation der Gitterkonstanten  $\lambda$ . Beide Parameter werden bei den Optimierungsrechnungen als Polynomfunktion 4. Grades beschrieben.

### 3. Prozeßoptimierungen und Prozeßweiterentwicklungen

Der in Abbildung 10 schematisch dargestellte Gitterbaustein wird durch die Strukturierungsmethoden des LIGA-Verfahrens hergestellt. Dabei kann sowohl die Röntgentiefenlithographie, was bei Einzelbausteinen sicherlich sinnvoll ist, als auch die Abformung im Hinblick auf eine Massenfertigung eingesetzt werden. In beiden Fällen wird die gesamte Struktur in einem planaren lichtleitenden Mehrschichtaufbau erzeugt.

Im Falle der röntgentiefenlithographischen Herstellung des Mikrospektrometers wird ein 125 µm dicker, lichtleitender Dreischichtaufbau strukturiert, der sich auf einer röntgenunempfindlichen Grundplatte befindet. Der Dreischichtaufbau besteht aus einer 50 µm dicken Kernschicht aus Polymethylmethacrylat (PMMA) zwischen zwei totalreflektierenden je 37,5 µm dicken Mantelschichten aus einem Copolymer bestehend aus 78% Methylmethacrylat (MMA) und 22 % Tetrafluorpropylmethacrylat (TFPMA). Die Dicken der einzelnen Schichten sind optimal an die der Glasfaser angepaßt, so daß der Kern der Einkoppelfaser genau die lichtleitende Kernschicht des Mehrschichtaufbaus trifft. Die Brechungsindizes der Schichten sind so gewählt, daß das Licht der Einkoppelfaser im Dreischichtaufbau durch Totalreflexion an den Mantelschichten geführt wird. Die Totalreflexion ermöglicht eine nahezu verlustfreie Lichtführung. Um Spannungsrißbildung in den Resiststrukturen während des Entwicklungsprozesses zu vermeiden, wird eine Epoxy-Phenolharz-Grundplatte eingesetzt, deren Ausdehnungskoeffizient durch eine geeignete Wahl der Harz-Härter Komponenten an den des 3-Schichtaufbaus angepaßt ist. Die Abbildung 13 zeigt die schematische Darstellung des 3-Schichtaufbaus.

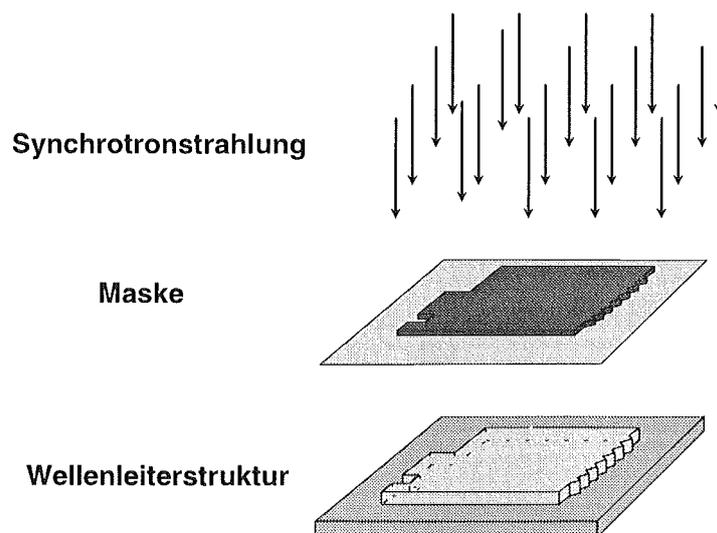


Abbildung 12: Herstellung der Strukturen durch Röntgentiefenlithographie

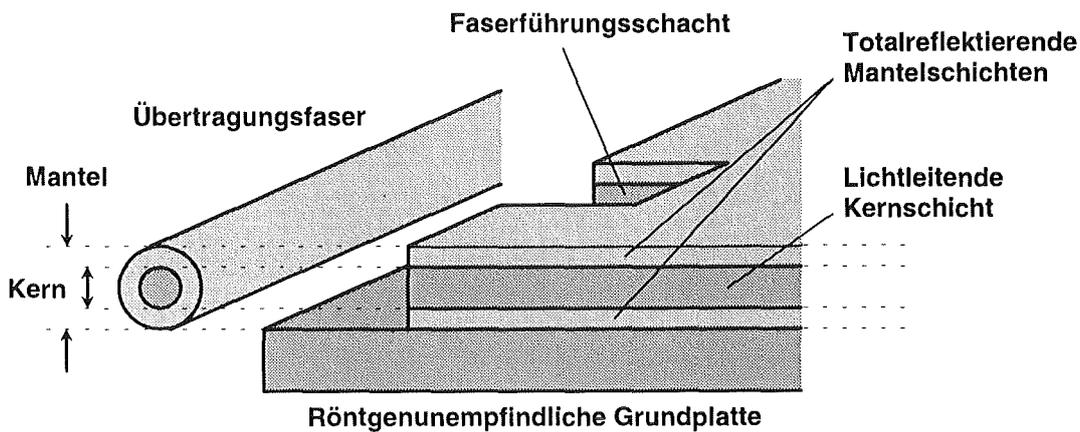


Abbildung 13: Schematische Darstellung des Schichtaufbaus und der Lichtleitung im 3-Schichtaufbau, der durch Röntgentiefenlithographie strukturiert wird.

Die Röntgenbestrahlung erfolgt über eine Maske, deren Absorberstrukturen eine Dicke von ca. 10  $\mu\text{m}$  aufweisen. Diese wird durch Kopie einer sogenannten Zwischenmaske mit weicher Röntgenstrahlung, bei der die Absorber eine Dicke von ca. 2.5  $\mu\text{m}$  aufweisen, hergestellt /Scho90/.

Die Herstellung abgeformter Strukturen erfolgt über einen modifizierten zweistufigen Prägeprozeß. Dabei wird ein zweischichtiger Polymeraufbau strukturiert. Die Lichtleitung erfolgt bei den Zweischichtaufbauten in der oberen Schicht, die in Analogie zum Dreischichtaufbau als Kernschicht bezeichnet wird. Die erforderliche Totalreflexion wird auf der Unterseite der Kernschicht durch eine zweite Schicht mit einem niedrigeren Brechungsindex erreicht, die als Mantelschicht bezeichnet wird. Diese Schicht wird relativ dick gewählt, so daß sie gleichzeitig die Grundplatte darstellt. Auf der freien Oberseite der Kernschicht findet die Totalreflexion gegenüber Luft statt. In Abbildung 15 ist die Lichtleitung in dem Zweischichtaufbau schematisch dargestellt.

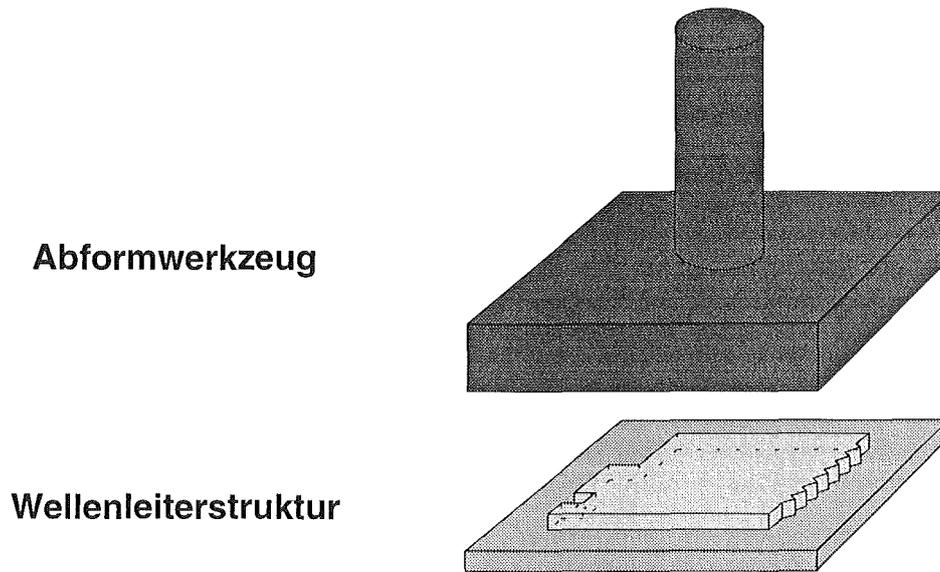


Abbildung 14: Herstellung der Strukturen durch Abformung

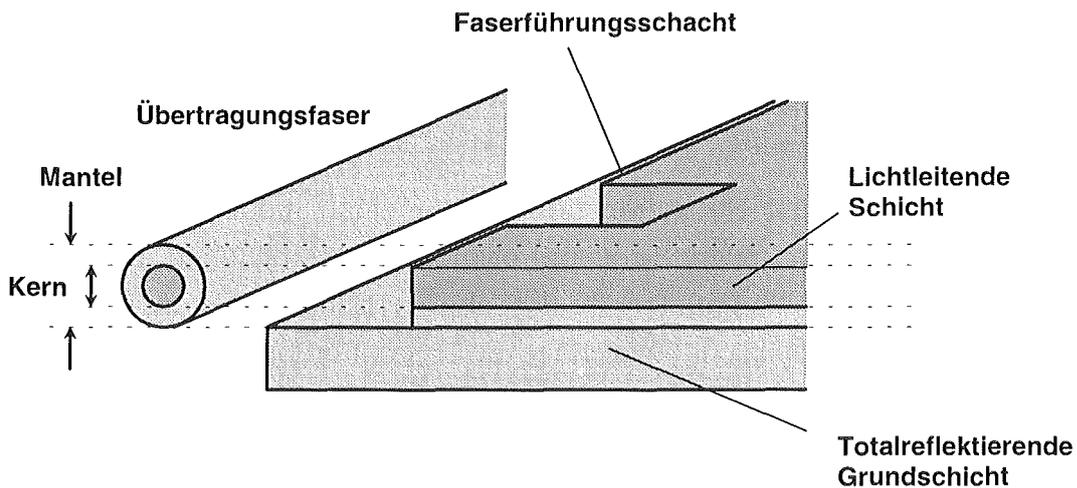


Abbildung 15: Schematische Darstellung der Lichtleitung im Zweisechichtaufbau, der bei der Abformung eingesetzt wird.

Der Einsatz von LIGA-Strukturen in der Mikrooptik stellt besonders hohe Anforderungen an sämtliche Prozeßschritte des Verfahrens. Bei den Anwendungen in der Freistrahloptik müssen die Strukturwände senkrecht, glatt und die Strukturen defektfrei sein. Lichtleitende Strukturen müssen frei von Defekten sein, damit aufgrund von Streuzentren die Dämpfung im Lichtleiter nicht erhöht wird. Das ist bei den relativ großen Absorberstrukturen des Gitterspektrographen besonders kritisch.

Wie aus den theoretischen Ausführungen ersichtlich ist, muß für die Herstellung des Gitterspektrographen außerdem eine hohe Maßhaltigkeit der Strukturen im Submikrometerbereich gefordert werden. Speziell die Zahnstruktur des Reflexionsgitters muß bei einer Gitterkonstanten von wenigen Mikrometern und typischen Gitterstufenhöhen von 250 nm bis 540 nm mit einer geringen Eckverrundung über der gesamten Strukturhöhe hergestellt werden. Diese Genauigkeit muß bereits bei der Herstellung der Zwischenmaske erreicht und über alle Prozeßschritte eingehalten werden. Das heißt, weder die Röntgenbestrahlung zur Arbeitsmaskenherstellung oder zur Strukturherstellung noch der Abformprozeß für eine Massenherstellung der Strukturen darf zu einer wesentlichen Verschlechterung der Gitterqualität führen.

Aus diesem Grunde mußten alle Prozeßschritt auf ihre Qualität hin untersucht und entsprechend optimiert werden, um die Gitterbausteine in einer entsprechenden Qualität realisieren zu können.

### **3.1. Untersuchungen zur Strukturqualität der Maske bei der Elektronenstrahlithographie**

Zur Herstellung der Zwischenmaske, mit der die Röntgenarbeitsmaske erzeugt wird, wurde die Elektronenstrahlithographie eingesetzt. Dabei wird eine ca. 3 µm dicke Polymerschicht, die sich auf einem Beryllium- oder Titanträger befindet mit Elektronenstrahlen strukturiert und anschließend mit Galvanik aufgefüllt. Es stellte sich die Frage, welche Prozeßparameter (Beschleunigungsspannung des Elektronenstrahlschreibers, Flächendosis, *Beam Step Size* und *Spot Size*, Maskenmembran) zu einer möglichst guten Qualität des Gitters (geringe Eckverrundung, geringe Rauigkeit auf den Gitterzähnen) führen. Um diese Frage zu untersuchen, wurden entsprechende Parametervariationen durchgeführt.

Mit dem am IMT vorhandenen Elektronenstrahlschreiber besteht die Möglichkeit, Strukturierungen bei 50 kV oder 100 kV Beschleunigungsspannung durchzuführen. Die *Beam Step Size* (Abstand der Zentren der Belichtungspunkte) kann im Bereich zwischen 20 nm und 1250 nm, die *Spot Size* (Durchmesser des Strahls) zwischen 25 nm und 1000 nm variiert werden. Als Materialien für die Maskenmembran kommen Beryllium oder Titan in Frage /Scho91/.

Wurden die Resiststrukturen zur Erzeugung der Absorber auf der Zwischenmaske mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV auf Titanträgern hergestellt, zeigten sich am Interface von PMMA zum Substrat starke Verrundungen im Resist, deren Folge eine

starke Eckverrundung bei den Absorberstrukturen auf der Arbeitsmaske ist. Aufgrund dieser starken Eckverrundung ginge der "Blaze"-Effekt verloren, so daß nur ein geringer Anteil der eingekoppelten Intensität in die gewünschte Ordnung gebeugt wird. Die starke Verrundung der Resiststruktur kann mit dem hohen Anteil an aus dem Substrat isotrop zurückgestreuten Elektronen, die eine zusätzliche Dosisablagerung zur Folge haben, erklärt werden. Für Titan beträgt der Anteil der zurückgestreuten Elektronen 18 % der eingestrahlten Elektronen.

Durch die Erhöhung der Beschleunigungsspannung von 50 kV auf 100 kV werden die Vorwärts- und Rückwärtsstreuung der Elektronen im Resist und im Substrat deutlich reduziert. So nimmt z.B. für 3 µm PMMA auf einer 2 µm Titanfolie der Rückstreuoeffizient auf 2,4 % ab. Dadurch erreicht man am Interface PMMA / Substrat eine erheblich bessere Strukturqualität, die starke Verrundung ist praktisch nicht mehr vorhanden.

Für Beryllium ist der Anteil der rückgestreuten Elektronen auch bei 50 kV nur 7,5 %, was ebenfalls eine deutliche Verminderung der Verrundung zur Folge hat. Somit ließen sich Zwischenmasken auf der Basis von Beryllium auch mit dieser Beschleunigungsspannung herstellen. Da am IMT bisher Titan standardmäßig als Maskenmembran verwendet wurde, wurden die Masken im Rahmen dieser Arbeit auch auf Titan hergestellt. Die Beschleunigungsspannung betrug 100 kV.

Nach einer Anpassung der Flächendosis an die Beschleunigungsspannung von 100 kV konnten die Gitterstufen mit nahezu senkrechten Wänden und mit geringer Eckverrundung strukturiert werden. Parallel dazu tritt jedoch bei Standard-Schreibbedingungen (*Spot Size = 100 nm, Beam Step Size = 50 nm*) eine störende Riefenstruktur auf den Gitterzähnen auf /Mü93b/. Eine mögliche Ursache dafür könnte die Überlagerung von Feinlayer und Groblayer im Randbereich sein, hervorgerufen durch den Proximity-Effekt beim Schreiben des Groblayers.

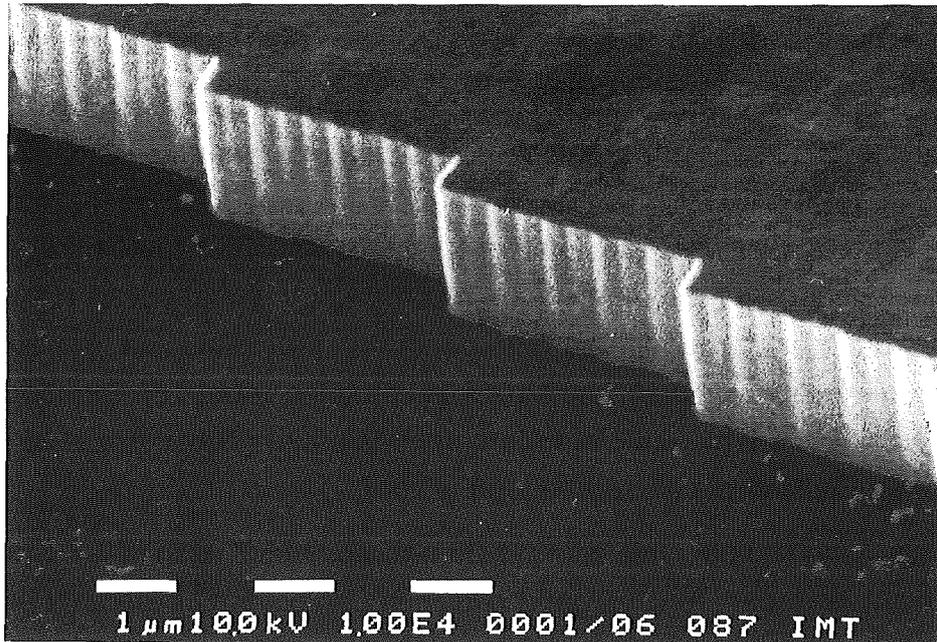


Abbildung 16: REM-Bild einer direkt geschriebenen Zwischenmaske, die mit den Standardparametern  $Spot = 2 * BSS$  strukturiert wurde. ( $BSS = Beam Step Size$ , kleinste Struktureinheit)

Um eine eindeutige Aussage treffen zu können, ob die Hyperstruktur überwiegend bei der Belichtung des Feinlayers oder des Groblayers entsteht, wurde das Gitter der Teststruktur nur mit dem Feinlayer strukturiert. Da bei diesem Versuch die Riefen in der gleichen Stärke und Häufigkeit aufgetreten sind, kann davon ausgegangen werden, daß die Hyperstruktur nicht durch den Proximity-Effekt bei der Belichtung des Groblayers hervorgerufen wird.

Die Untersuchungen an einem Testdesign zeigten, daß die Anzahl der Riefen vom Neigungswinkel der Stufen zur x-Achse abhängt. Auch ein Drehen des Designs um  $90^\circ$  hatte keinen Einfluß auf die Anzahl der Riefen. Sind die Begrenzungslinien senkrecht oder parallel zur x-Achse des Rasters, treten jedoch keine Riefen auf den Zahnflanken auf. Damit lassen sich die Riefen auf die Approximation einer nicht achsenparallelen Begrenzungslinie an das Raster des Elektronenstrahlschreibers zurückführen, was sich auch daran zeigt, daß die Sprünge im Pixelmuster der Größe der *Beam Step Size* ( $BSS$ ) entsprechen. Die logische Konsequenz daraus wäre, die  $BSS$  so klein wie möglich zu machen.

Allerdings bestimmt das Verhältnis von  $Spot$  zur  $BSS$  auch die Belichtungshäufigkeit der Pixel auf dem Raster und damit die Schärfe der Riefe. Nimmt man als Modell einen

quadratischen *Spot* an, so läßt sich die Belichtungshäufigkeit in einfacher Weise darstellen. Die Abbildung 17 zeigt die Belichtungsverhältnisse für das Verhältnis  $Spot = 2 * BSS$  und einer  $BSS = 50nm$ .

Nimmt man an, daß bei einer Belichtungshäufigkeit von 4 eine vollständige Entwicklung eintritt, so entstehen mit diesen Parametern gut sichtbare Sprünge auf den Zahnflanken des Reflexionsgitters mit einer Höhe von ca. 50 nm und einem Übergang von der einen Linie auf die andere innerhalb einer Strecke von 50 nm. Reduziert man die *BSS* auf einen Wert von 25 nm, so nimmt im Pixelmuster die Sprunghöhe auf 25 nm ab aber die Anzahl der Sprünge nimmt zu. Ändert man dabei das Verhältnis von *Spot* zu *BSS* nicht, so bleibt auch die Belichtungshäufigkeit der Pixel erhalten (Abb. 18). Das bedeutet, daß der Übergang von einer Linie auf die andere innerhalb einer Strecke von 25 nm erfolgt, was zur gleichen Steilheit wie im vorherigen Fall führt.

Wählt man als *Spot* 100 nm und als *BSS* 25 nm, so ändert sich die Sprunghöhe im Pixelmuster nicht, während der Übergang zwischen den beiden Linien über eine Strecke von 75 nm erfolgt, was wesentlich weicher ist als im vorherigen Fall (Abb. 19). Damit sind die Riefen stärker verrundet.

Damit sollte mit dieser Belichtungsvariante eine Verbesserung der Strukturqualität erreichbar sein. Leider wird durch die größere *Spot Size* und damit dem weicheren Übergang an einer Kante auch die Verrundung der Zahnstruktur größer, was durch Untersuchungen bestätigt werden konnte. Es muß daher über eine Anpassung von *Beam Step Size* und *Spot Size* ein Kompromiß zwischen glatten Zahnflanken und einem minimalen Eckverrundungsradius der Zahnstruktur gefunden werden. Als optimal wurden für die *BSS* ein Wert von 25 nm und für den *Spot* ein Wert von 100 nm angesehen.

Mit den optimierten Parametern für die Beschleunigungsspannung von 100 kV wurden Resiststrukturen für Spektrometer-Masken auf Titan Maskenträgerfolien strukturiert. Diese Masken zeigten eine gute Qualität der Zahnstruktur des Reflexionsgitters (Abb. 20). Auch auf den Beryllium-Maskenträgerfolien konnte mit diesen Parametern keine gesteigerte Qualität erreicht werden.



Es muß jedoch gleichzeitig betont werden, daß die Riefenstruktur wegen der Approximation einer schrägen Linie an das Raster des Elektronenstrahlschreibers nicht vollständig eliminiert sondern nur verringert werden konnte.

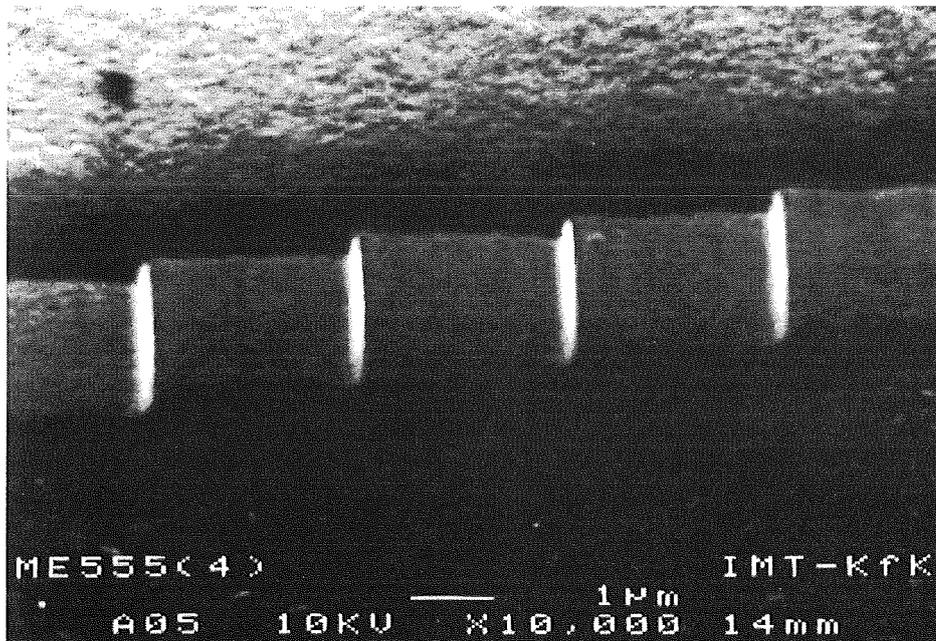


Abbildung 20: REM-Bild der Absorberstruktur einer Zwischenmaske, die mit den optimierten Schreibparametern strukturiert wurde

### 3.2. Untersuchungen zur Strukturqualität bei der Röntgentiefenlithographie

Es ist bekannt, daß bei der Herstellung von Mikrostrukturen mit Hilfe von Synchrotronstrahlung Strukturdetails auf der Maske über der gesamten Resisthöhe exakt übertragen werden /Mo88/. Bei der Strukturierung des Spektrometerbausteins stellt jedoch die große Absorberfläche ein erhebliches Problem dar, da durch die vollständige Absorption der Strahlung in diesen Bereichen die Wärmebelastung sehr hoch ist. Zusätzlich kommt noch hinzu, daß die Wärmeableitung durch die Epoxy-Phenolharz Grundplatte äußerst schlecht ist. Dadurch können erhebliche Verzüge auftreten, die zu einer erheblichen Verrundung der Zahnstrukturen des Reflexionsgitters führen. Am deutlichsten sind diese Verzüge an einem Testpattern (CP351), das am Rand der Maske angeordnet ist, zu erkennen. Die Abbildung 21a zeigt eine REM-Aufnahme des Testpattern. Bei dieser Aufnahme betragen die Verzüge bis zu 15 µm.

Um die Verzüge zu vermeiden, ist es notwendig, die eingestrahlte Leistung zu reduzieren. Dies ist sowohl durch eine Reduktion des Strahlstromes als auch durch den Einsatz geeigneter Vorabsorber möglich. Da ein Synchrotron von mehreren Gruppen gleichzeitig genutzt wird, kann die einfachste und effektivste Maßnahme, die Reduktion des Strahlstromes, nur dann durchgeführt werden, wenn bei den anderen Nutzern keine Nachteile entstehen. Nicht beeinflusst werden die Experimente anderer Nutzer, wenn die Reduktion durch Vorabsorber vorgenommen wird. Allerdings muß man dabei in Kauf nehmen, daß es zu einer unerwünschten Verschiebung des Spektrums zu härteren Wellenlängen kommt, was eine große Goldschichtdicke erfordert und störende Effekte aufgrund der Fluoreszenzstrahlung nach sich zieht. Als günstig erwiesen sich Vorabsorber aus Titan /Pan93/. Mit beiden Maßnahmen konnten die Verzüge deutlich reduziert werden. In der Abbildung 21b sind die erreichten Ergebnisse dargestellt. Es sind durch diese Maßnahmen keine Verzüge mehr im Testpattern CP351 zu erkennen.

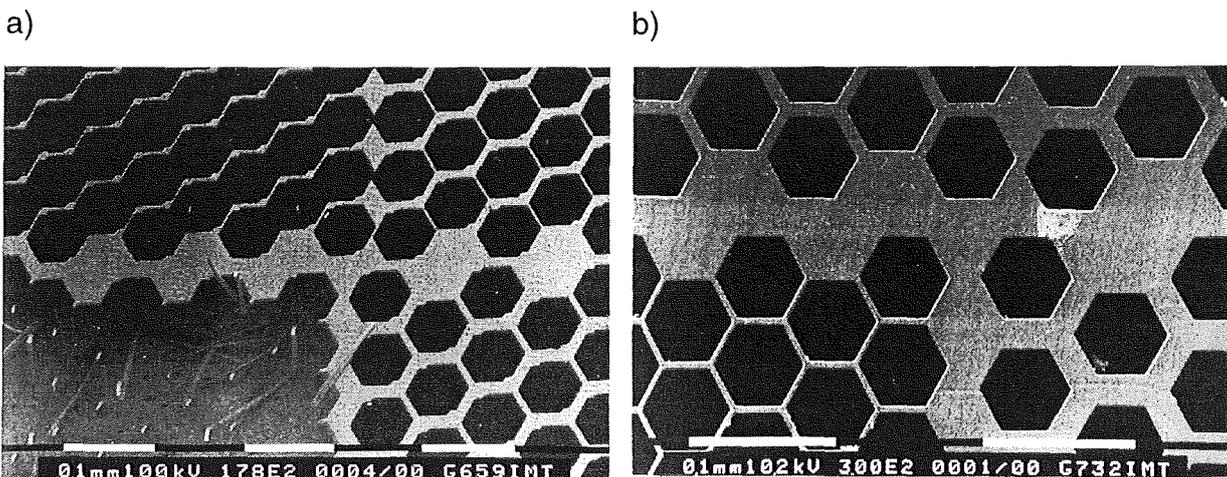


Abbildung 21: REM-Aufnahme des Testpattern CP351 auf einer Epoxy-Grundplatte bei Standardbedingungen (a) und nach Reduktion der eingebrachten thermischen Leistung (b)

Als weiterer Nachteil muß jedoch erwähnt werden, daß durch die Reduktion der eingebrachten thermischen Leistung bei der Bestrahlung eine entsprechend längere Bestrahlungszeit benötigt wird.

### **3.3 Strukturieren einer 45 ° Kante**

Die Anforderung, das spektral aufgeteilte Licht mit Hilfe einer Diodenzeile auszukoppeln, erforderte eine Erweiterung der bisherigen senkrechten Strukturierung mit Synchrotronstrahlung. In Vorversuchen wurde nachgewiesen, daß es möglich ist, Licht durch Totalreflektion an einer 45° Kante, die durch Kippen der Einheit Maske und Substrat im Synchrotronstrahl erzeugt wird, umzulenken /Göt92,Mü93a/. Damit ist es möglich, das an der Fokuszeile ankommende spektral aufgeteilte Licht aus der LIGA-Ebene heraus auf die Diodenzeile umzulenken. Um dieses Konzept ohne hohen Justieraufwand zu realisieren, wurde eine Probenhalterung für die Bestrahlung mit Synchrotronstrahlung entworfen und gebaut, bei dem der Verbund von Maske und Substrat um definierte Winkel gedreht werden kann. Dabei wird der Verbund zwischen senkrechter und schräger Bestrahlung nicht getrennt. Die verschiedenen Bereiche werden durch entsprechende, adaptierbare Blenden vor einer unerwünschten Bestrahlung geschützt. Damit können nicht nur Strukturen mit 45° geneigten und senkrechten Seitenwänden, sondern durch entsprechende Winkeleinstellungen in Verbindung mit geeigneten Blenden auch Strukturen mit unterschiedlich geneigten Seitenwänden zueinander positioniert erzeugt werden. Es konnte gezeigt werden, daß bei diesen schrägen Seitenwänden die Rauigkeit nicht größer ist als bei senkrechten Seitenwänden und im Bereich von 30 nm bis 50 nm liegt, so daß auch diese Wand die optischen Anforderungen erfüllt. Damit ist eine einfache Möglichkeit der Anbindung der Diodenzeile gegeben.

### **3.4 Herstellung der Spektrometer durch Abformung**

Im Sinne einer Massenfertigung ist es zweckmäßig, die Spektrometer durch Abformung herzustellen /Ma88,Ha90/. Dabei stellt sich jedoch die Frage, ob der Abformprozeß die gleiche Qualität bzgl. der Gitterzähne liefert und inwieweit die lichtleitenden Polymerschichten mit der entsprechenden Qualität überhaupt abgeformt werden können.

#### **3.4.1 Herstellung des Abformwerkzeuges**

Die Abformwerkzeuge im LIGA-Prozeß werden hergestellt, indem die Kunststoffform für den Galvanikprozeß auf einer metallisch leitenden Grundplatte erzeugt wird. Von dieser Grundplatte, die als Galvanikelektrode dient, wird die Kunststoffform galvanisch mit Metall aufgefüllt. Um ein stabiles Werkzeug aus einem Guß zu erhalten, wird die

Galvanik fortgesetzt, wenn die Struktur bereits befüllt ist, bis ein mehrere Millimeter dicker Metallrücken abgeschieden ist.

Da die Gitterspektrometer eine relativ große Fläche besitzen, gleichzeitig die Oberfläche, d.h. der Formgrund des Abformwerkzeuges jedoch optische Qualität aufweisen muß, muß ein Querwachstum der Galvanik beim Überwachsen der Resiststruktur sichergestellt werden. Hierzu ist es notwendig, im Gegensatz zu kleinen Strukturen die Resistoberfläche mit einer Galvanikstartschicht zu versehen /Schä93/. Dazu wurde die Resistoberfläche nach der Entwicklung mit einer Kapton-Sputtermaske versehen, über die die Resistflächen mit einer ca. 30 nm dicken Goldschicht besputtert wurden. Die Maske sorgt dafür, daß nur die großen Resistflächen mit der Galvanikstartschicht versehen werden. Durch diese Startschicht startet die Galvanik, nachdem die Gräben im Resist aufgefüllt sind, kontrolliert auf den großen Resistflächen. Dadurch werden Einschlüsse und Hohlräume vermieden, die üblicherweise entstehen, wenn sich zwei Wachstumsfronten beim Querwachsen der Galvanik treffen. Durch den gleichmäßigen Galvanikstart auf den Bausteinoberflächen wird die Oberfläche der Resiststruktur optimal abgebildet. Untersuchungen an fertig galvanisierten Abformwerkzeugen im Rasterelektronenmikroskop zeigten eine einwandfreie Abbildung der feinen Strukturen. Sogar die unerwünschten Riefen auf den Gitterzähnen waren zu erkennen. Dies zeigt, daß durch den Galvanikprozeß keine Verschlechterung der Strukturqualität zu erwarten ist.

#### **3.4.2 Abformung von lichtleitenden Spektrometerbausteinen**

Um die Qualität abgeformter Strukturen überprüfen zu können, wurden zunächst einschichtige Gitterbausteine abgeformt, die ebenfalls im Rasterelektronenmikroskop untersucht wurden. Auch in diesem Fall konnten keine Unterschiede bzgl. des Aussehens der Gitterstrukturen zu den röntgenlithographisch hergestellten Strukturen festgestellt werden. Die Abbildung 22 zeigt die Gitterstruktur eines abgeformten Spektrometerbausteins.

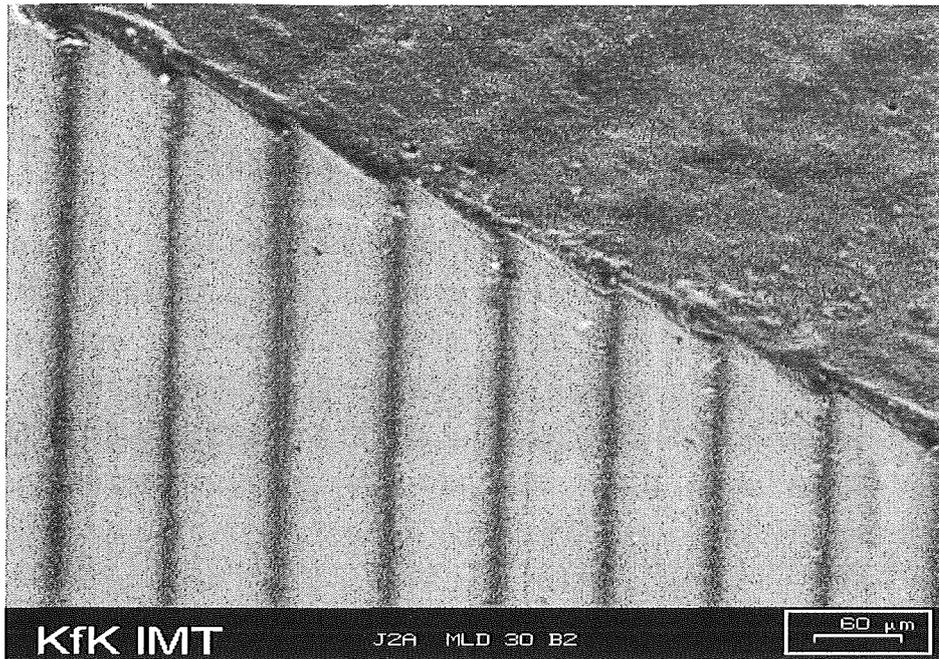


Abbildung 22: REM-Aufnahme der Gitterzahnstruktur eines abgeformten Spektrometerbausteins

Bei der Röntgentiefenlithographie werden dreischichtige Spektrometer mit einem ideal ebenen Schichtenverlauf hergestellt, indem die einzelnen Schichten großflächig und eben durch mechanische Bearbeitung hergestellt und verschweißt werden. Die nachfolgende kraft- und verformungsfreie Lithographie ermöglicht eine Formgebung ohne Materialverdrängung, wodurch der gleichmäßige Schichtenverlauf im Baustein erhalten bleibt.

Bei der Herstellung zweischichtiger Spektrometer durch Abformung erfolgt dagegen eine Kraftübertragung vom Werkzeug auf das Polymer. Dabei treten plastische Verformungen, Reibung und Adhäsion wechselwirkend zwischen den Schichten untereinander sowie den Schichten und dem Werkzeug auf. Die ausgelöste Materialverdrängung führt zu einer komplexen Schichtumformung. Kritisch wirken sich dabei die unterschiedlich großen Bereiche der Werkzeugstirnfläche um die Formnester herum aus, die zu inhomogenen Verdrängungsströmen führen und ungleichmäßige Schichtdicken zur Folge haben können.

Dies legt nahe, daß bei der Abformung ein ideal ebener Verlauf der Kern- und Mantelschicht über den gesamten Baustein nicht zu realisieren ist. Dies bedeutet jedoch keinesfalls, daß funktionsfähige zweischichtige Spektrometer mit einer hohen Transmission durch Abformung nicht realisiert werden können.

Zur Herstellung zweischichtiger Aufbauten wurde ein Verfahren entwickelt, bei dem zuerst die lichtleitende Kernschicht mit einer minimalen Restschichtdicke geprägt wird. Diese wird mit der totalreflektierenden Mantelschicht verschweißt. In der Abbildung 23a ist der Prozeßablauf schematisch dargestellt.

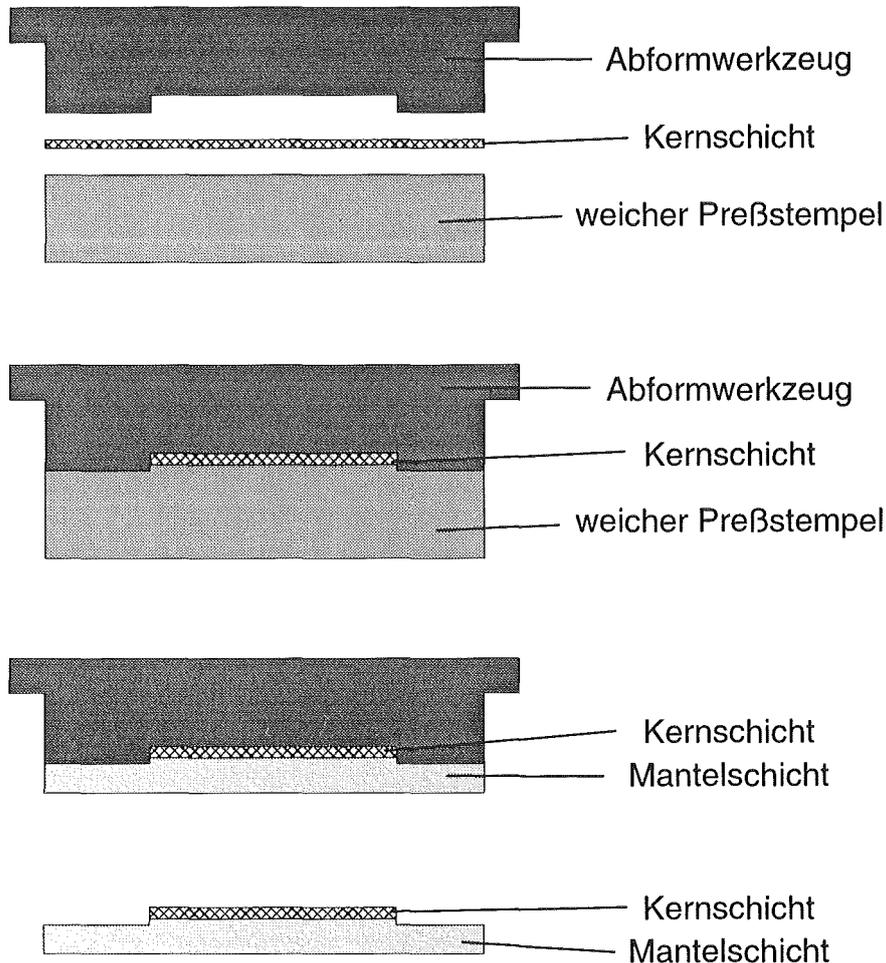


Abbildung 23a: Schematische Darstellung des Prozeßablaufs bei der Abformung zweischichtiger Spektrometer

Um nach dem Umformen der Kernschicht die Solldicke von  $50\ \mu\text{m}$  zu erreichen, muß die Ausgangsdicke der Kernschicht bereits eine ähnliche Dicke aufweisen. Dies bedeutet, daß das Formnest, das eine Tiefe von  $87\ \mu\text{m}$  hat, beim Umformen nicht vollständig befüllt werden darf. Um jedoch gleichzeitig eine glatte Oberfläche der Kernschicht zu erreichen, muß ein "weicher" Preßstempel eingesetzt werden, der in das Formnest eindringen muß. Damit wird der Transport der Kernschicht in die Formnesttiefe erreicht. Es hat sich als optimal erwiesen, einen Preßstempel aus

Reinaluminium mit einer Vickershärte von HV 28 einzusetzen. Erst nach dem Umformen der Kernschicht wird diese mit der Mantelschicht verschweißt. Mit Hilfe von Schliffbildern wurde der Schichtverlauf deutlich gemacht. Sowohl im Bereich des Faserschachtes (Abb. 23b) als auch im Bereich des Gitters (Abb. 23c) ist ein wellenförmiger Grenzschichtverlauf zu erkennen, der jedoch nicht stört, zumal ab einer Entfernung von 500 µm von den Bausteinrändern die Kernschichtdicke im Bausteininneren konstant bleibt.

b)

c)

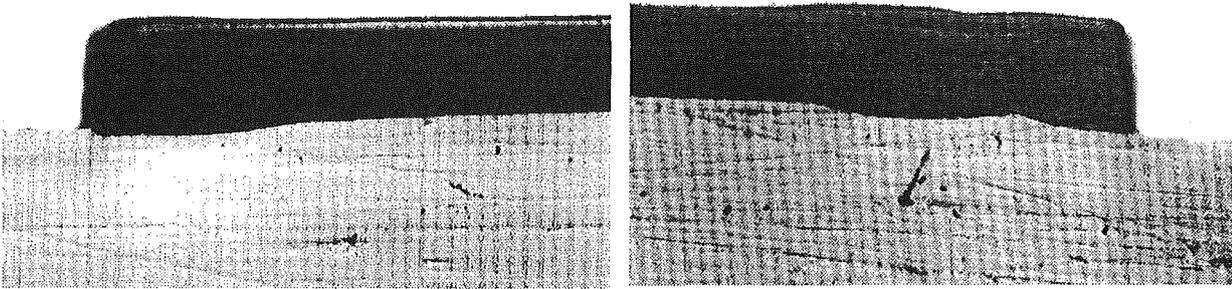


Abbildung 23: Schichtverlauf des abgeformten zweischichtigen Spektrometers. Das Bild 23b zeigt den Auskoppelschacht und 23c den Gitterbereich. In beiden Bausteinbereichen ist eine Kernschichtverdickung zu erkennen. Zwar ist der Verlauf der Grenzschicht in der Nähe der Bausteinränder wellenförmig, aber ab einer Entfernung vom Strukturrand von 500 µm ist der Verlauf eben.

Eine wesentliche Bedeutung kommt bei diesem Herstellungsverfahren dem Preßstempel zu.

### 3.5 Materialeigenschaften der lichtleitenden Schichten und Reflektivität der Sputterschichten

Als lichtleitende Kernschicht bei den zwei- und dreischichtigen Resistaufbauten wird Polymethylmetacrylat (PMMA) eingesetzt, das durch radikalische Polymerisation als Folien hergestellt wird. Wichtig ist dabei, eine möglichst geringe Dämpfung des Polymers im sichtbaren Wellenlängenbereich zu erzielen /Gra86/. Je nachdem wie das PMMA polymerisiert wurde, unterscheidet sich jedoch die spektrale Dämpfung der Schicht /Gle86,Sch79/. Wird das PMMA kalt polymerisiert wird BPO als Initiator

eingesetzt. Dieser Initiator hat eine charakteristische Absorption im Bereich von 430 nm, die sich im Polymer widerspiegelt. Durch den Einsatz von warm polymerisiertem Material, wobei die Polymerisation mit AIBN gestartet wird, kann diese Absorption vermieden werden. In der Abbildung 24 sind die spektralen Dämpfungsmessungen an warm und kalt polymerisiertem PMMA-Proben dargestellt. Die Dämpfungsmessungen wurden als Vergleichsmessungen an unterschiedlich langen Zylinderproben durchgeführt, so daß Koppeldämpfungen nicht berücksichtigt werden mußten.

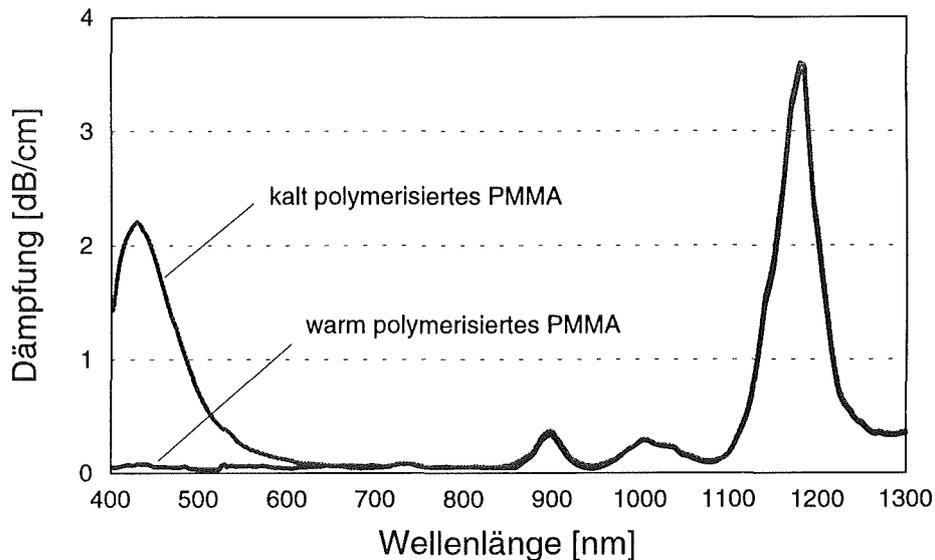


Abbildung 24: Spektrale Dämpfung der als Kernschicht eingesetzten Materialien in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Für warm polymerisiertes PMMA liegt die spektrale Dämpfung im Bereich von 0.3 dB/cm. Dies ist zwar deutlich höher, als von hochreinen Materialien bekannt, ist jedoch für die zu erwartenden Lichtwege im Bereich von 2 cm bis 3 cm durchaus ausreichend. Im nahen IR-Bereich treten ausgeprägte Absorptionspeaks aufgrund der CH-Streckschwingungsresonanzen auf. Damit kann PMMA bis zu einer Wellenlänge von 1100 nm gut als lichtleitende Schicht eingesetzt werden. Ein Einsatz für größere Wellenlängen ist mit PMMA, aufgrund der starken Absorption ab 1100 nm, nicht mehr möglich. Mit deuteriertem PMMA /Kai85,The92/ ist ein Wellenlängenbereich bis 1300 nm zugänglich.

Als reflektierendes Material auf dem Gitter wird Gold oder Silber eingesetzt. Das Reflexionsvermögen und die notwendige Schichtdicke dieser Materialien wurde an Teststrukturen untersucht /Erh93/. Dabei wurden die Materialien auf einen Träger aufgesputtert. Als Trägersubstrat für die Sputter-Proben wurde ein 500 µm dickes Plattenmaterial verwendet. Die Mittelrauigkeit der PMMA-Platten ist mit der von Siliziumwafern vergleichbar und hat einen typischen Wert von 1 nm. Zur Verbesserung der Haftung der aufgesputterten Silber- und Goldschichten wird das Plattenmaterial zuerst mit einer ca. 1 nm dünnen Chromhaftschiicht versehen. Anschließend werden die hochreflektierenden Metallschichten in einer Dicke von ca. 30 nm aufgebracht. Eine Bestimmung der Mittelrauigkeit der aufgetragenen Schichten ergab im Mittel eine Rauigkeit von 1.5 nm bis 2 nm. Dieser Wert ist mit der Rauigkeit des PMMA-Trägersubstrates vergleichbar und zeigt, daß durch die Beschichtung die Oberflächentopographie unverändert bleibt. In der Abbildung 25 ist das Reflexionsvermögen verschieden dicker Silberschichten als Funktion der Wellenlänge dargestellt. Die 29 nm dicke Silberschicht zeigt im Vergleich mit den Literaturwerten /Lan62/ einen für massive Silberproben typischen spektralen Verlauf, so daß man von einer optisch dichten Schicht ausgehen kann. Silber hat im sichtbaren Spektralbereich ein Reflexionsvermögen von 0.9 und konvergiert bei größeren Wellenlängen gegen einen Wert von 0.97. Damit ist Silber als Reflexionsschicht im sichtbaren Spektralbereich sehr gut geeignet.

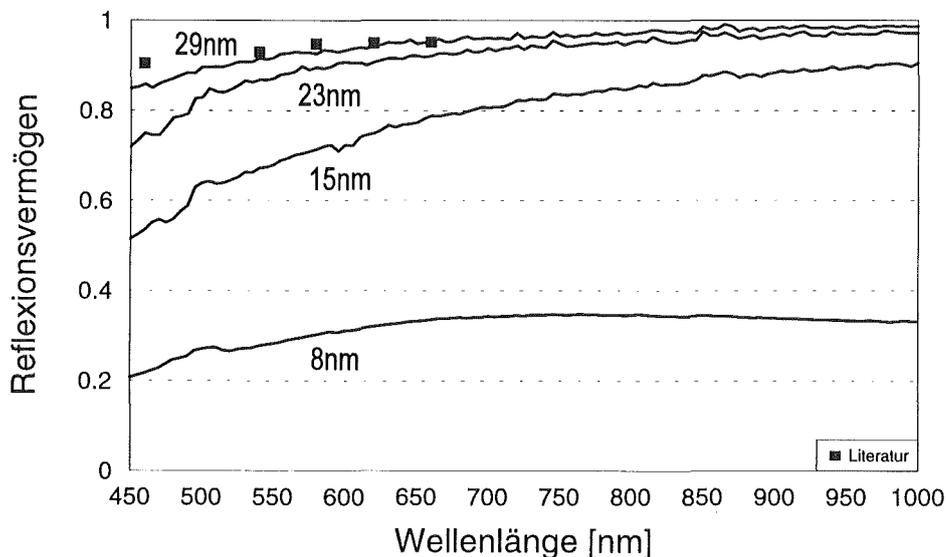


Abbildung 25: Reflexionsvermögen von gesputterten Silberschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Wellenlänge

Die Abbildung 26 zeigt das spektrale Reflexionsvermögen von unterschiedlich dicken Goldschichten. Auch die 38 nm dicke Goldschicht zeigt einen für massive Goldproben typischen spektralen Verlauf. Dieser wird auch von den Literaturwerten /Ame72/ bestätigt. Das Reflexionsvermögen steigt zwischen 450 nm und 650 nm von 0.4 auf 0.9 an und konvergiert für größere Wellenlängen gegen einen Wert von 0.95. Damit läßt sich mit Gold als Reflexionsschicht ein Spektralbereich ab 650 nm abdecken.

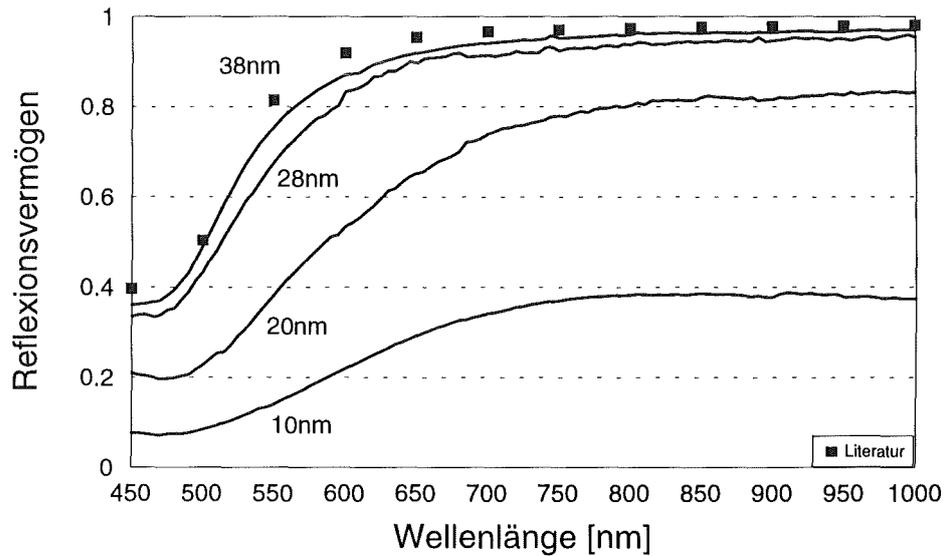


Abbildung 26: Reflexionsvermögen von gesputterten Goldschichten in Abhängigkeit von der Schichtdicke und der Wellenlänge

#### 4. Experimentelle Untersuchungen

Mit den in Kap. 2 beschriebenen theoretischen Grundlagen und den Prozeß-erweiterungen, wie sie in Kap. 3 erläutert wurden, ist es möglich, die Gitterbausteine herzustellen, die für den Aufbau des miniaturisierten Spektrometersystems benötigt werden. An dieses Spektrometersystem wurde die Anforderung gestellt einen Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm abzudecken. Dabei soll die Auflösung in einem Bereich von 5 nm liegen, die Effizienz über dem gesamten Spektralbereich sollte möglichst hoch sein. Gerade um den letzten Punkt zu erfüllen, wird man versuchen, das Gitter als ein geblaztes Reflexionsgitter auszulegen.

Geblazte Reflexionsgitter haben die Eigenschaft, daß mit zunehmenden Abstand von der "Blaze"-Wellenlänge die Effizienz des Gitters abnimmt, wobei mit steigender Ordnung, der nutzbare Spektralbereich immer kleiner wird. Außerdem wird die Effizienz bei Gittern, die nicht in 1. Ordnung arbeiten, durch die Eckverrundung reduziert, was sich um so drastischer bemerkbar macht, je geringer die Gitterkonstante ist. Bausteine in 1. Ordnung haben jedoch das Problem, daß die Stufenhöhe des Gitters äußerst gering ist und im Bereich von 0.25  $\mu\text{m}$  liegt, was erhebliche Anforderungen an die Prozeßtechnik stellt. Somit stellt sich die Frage, ob es günstiger ist, die geforderten Bedingungen mit einem Baustein zu erfüllen, der in 1. Ordnung arbeitet und eine kleine Gitterkonstante aufweist, oder mehrere Bausteine zu verwenden, die in höherer Ordnung arbeiten und nebeneinander angeordnet werden. Bei Verwendung mehrerer Bausteine muß allerdings berücksichtigt werden, daß das ankommende Licht auf die Bausteine aufgeteilt werden muß, so daß für einen Baustein nur ein Teil der Intensität zur Verfügung steht. Da bereits bei Verwendung von Bausteinen, die in 2. Ordnung arbeiten mindestens drei Bausteine notwendig sind, bei solchen die in 3. Ordnung arbeiten bereits fünf, erscheint nur die Verwendung von Bausteinen sinnvoll, die maximal in zweiter Ordnung arbeiten.

Um entscheiden zu können, welches Konzept sinnvollerweise verfolgt werden sollte, war es notwendig, Bausteine verschiedener Ordnungen bzgl. ihrer Effizienz zu untersuchen. Deshalb wurden Bausteine in 1. Beugungsordnung entworfen, mit denen es möglich ist, den kompletten Spektralbereich abzudecken. Alternativ wurden weitere Bausteine entworfen, die in der 2. Ordnung arbeiten und einzeln einen entsprechend kleineren in der Summe aber ebenfalls den gesamten Wellenlängenbereich abdecken.

In Abbildung 27 bzw. 28 ist die simulierte Effizienz des in 1. Ordnung arbeitenden Bausteins der Effizienz von drei Bausteinen 2. Ordnung, die zusammen ebenfalls den gesamten Spektralbereich abdecken, gegenübergestellt. Wie man erkennt, ist auch bei den drei Bausteinen mit minimalen Effizienzen kleiner als 40 % zu rechnen.

Bei dem Baustein 1. Ordnung ist die Effizienz in den Randbereichen mit weniger als 10 % relativ gering.

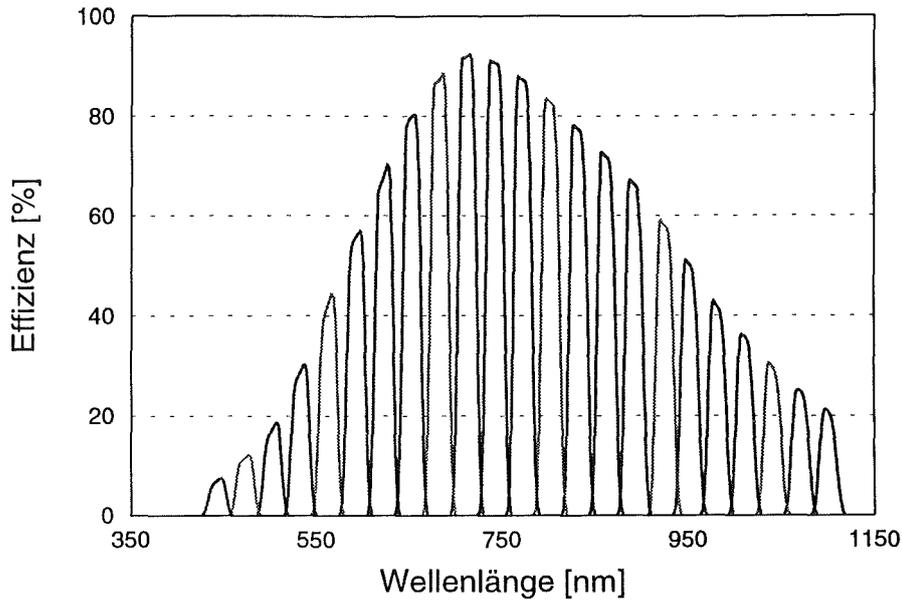


Abbildung 27: Simulierte Effizienz eines Bausteins, der für die 1. Beugungsordnung optimiert wurde. Das Gitter wurde auf eine Wellenlänge von 700 nm "geblazt" und hat eine Gitterkonstante von 2.5  $\mu\text{m}$  bei einer Stufenhöhe von 256 nm.

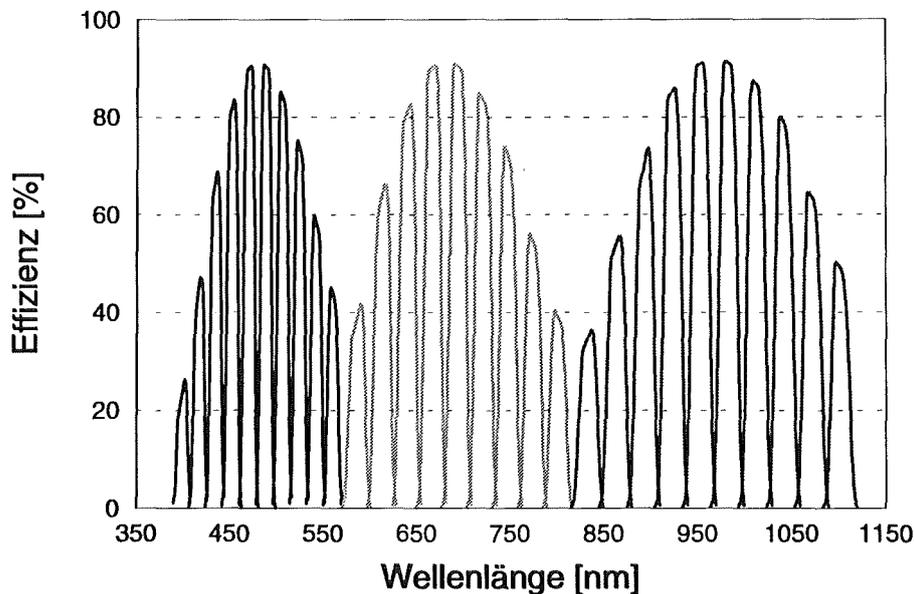


Abbildung 28: Simulierte Effizienz der Bausteine 2. Ordnung, die einen Spektralbereich von 400 nm bis 560 nm, 560 nm bis 800 nm und 800 nm bis 1100 nm abdecken.

Da der geforderte Spektralbereich auch für einen Baustein in 1. Ordnung größer ist als der "Freie Spektralbereich" müssen bei jedem Konzept Filter in den Strahlengang

integriert werden. Bei dem Baustein 1. Ordnung ist ein Filter, das sich zwischen dem Baustein und der Diodenzeile befindet ausreichend. Bei den Bausteinen in 2. Ordnung sind mehrere Filter notwendig, die dafür sorgen, daß eine eindeutige Intensitätszuordnung möglich ist.

#### **4.1 Experimenteller Aufbau zur Charakterisierung der Bausteine**

Um die Gitterbausteine charakterisieren zu können, muß die Transmission der einzelnen Bausteine für alle Kanäle bestimmt werden. Dies ist nur mit einer Fasermessung möglich, da bei diesen Messungen die Transmission relativ zu einer Stirn/Stirnkopplung der Fasern angegeben werden kann. Bei allen an den LIGA-Gitterspektrographen durchgeführten Messungen wurde als Einkoppelfaser immer eine Stufenindexfaser mit einem Kerndurchmesser von 50 µm und mit einer "Numerischen Apertur" von 0.2 eingesetzt. Die Länge der Faser wurde so gewählt, daß die Faser immer voll angeregt war, so daß immer von einer Apertur von 0.2 ausgegangen werden konnte, was im Hinblick auf eine fehlerminimierte Messung wichtig ist. Die Apertur-Messungen an der Faser haben gezeigt, daß aufgrund der geringen Anzahl von Streuzentren in der Faser eine Faserlänge von 100 m notwendig ist, um unabhängig von der Apertur der in die Faser eingekoppelten Strahlung zu werden.

Zur Bestimmung der Effizienz wird das Licht einer Weißlichtquelle mit Hilfe eines rechnergesteuerten Monochromators spektral aufgeteilt. Die Bandbreite beträgt dabei 0.5 nm. Das auf diese Weise erzeugte monochromatische Licht wird mit Hilfe einer Einkoppeloptik auf die Stirnfläche der Übertragungsfaser fokussiert und über diese in den Gitterbaustein eingekoppelt. Zur Detektion des spektral zerlegten Lichtes befindet sich im Auskoppelschacht der Gitterbausteine statt einer Vielzahl von Spektralfasern nur eine einzige Glasfaser, die mit Hilfe eines 3-Achsen Mikromanipulators an beliebige Kanalpositionen im Auskoppelschacht positioniert werden kann. Dadurch, daß alle Auskoppelkanäle mit der gleichen Faser vermessen werden, werden Meßfehler, die zwangsläufig bei der Verwendung unterschiedlicher Fasern auftreten würden, vermieden. Das in der Faser eingekoppelte Licht wird auf eine Silizium-Photodiode abgebildet. Die elektrischen Signale der Photodiode werden auf den Eingang eines Lock-in-Verstärkers gegeben. Der Lock-in-Verstärker wird über den Chopper, der sich zwischen der Lichtquelle und dem Monochromator befindet, getriggert. Die Lock-in-Technik erlaubt auch bei sehr geringen Intensitäten eine rauscharme Messung.

Für jeden einzelnen Kanal werden die ausgekoppelten Intensitäten gemessen und in Relation zu einer sogenannten "Nullmessung" gesetzt, bei der die Übertragungsfaser direkt an die Spektralfaser gekoppelt wird. Durch diese Relativmessung werden die

Einflüsse der spektralen Verteilung der Lichtquelle, des Monochromators, der Dämpfung der Glasfasern und der Empfindlichkeit der Photodiode eliminiert.

Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit wurde die "Nullmessung" vor und nach jeder Bausteinmessung durchgeführt. Die Differenz zwischen diesen beiden Messungen sollte kleiner als 1 % sein.

Zur Detektion wurden Fasern mit einem Kerndurchmesser von 85  $\mu\text{m}$  eingesetzt. Aufgrund des großen Kerndurchmessers werden auch benachbarte Wellenlängen detektiert. Durch die Angabe der Gitterauflösung in  $\text{nm}/\mu\text{m}$  läßt sich der Spektralbereich, der in die Faser eingekoppelt wird, abschätzen. Bei der Berechnung des Spektralbereichs, der in die Detektorfaser eingekoppelt wird, muß berücksichtigt werden, daß der Gitterbaustein die Stirnfläche der Einkoppelfaser auf die Fokuszeile abbildet. Dadurch entstehen auf der Fokuszeile 50  $\mu\text{m}$  breite Bilder der einzelnen Wellenlängen. Bei dem Einsatz einer Detektorfaser mit einem Kerndurchmesser von 85  $\mu\text{m}$  vergrößert sich daher der Bereich um weitere 50  $\mu\text{m}$ . Dies hat bei einem Baustein mit einer Gitterauflösung von 0.23  $\text{nm}/\mu\text{m}$  einen Spektralbereich von 31 nm zur Folge.

In der Abbildung 29 ist für einen Baustein in 1. Ordnung mit einer Gitterkonstanten von 2.5  $\mu\text{m}$  (DMUX 4) die gemessene Transmission über der Wellenlänge für die 21 verschiedenen Faserpositionen dargestellt. Bei dieser Meßreihe wurde das Licht mit einer Glasfaser mit einem Kerndurchmesser von 85  $\mu\text{m}$  ausgekoppelt. Bei einer Wellenlänge von 700 nm ist ein ausgeprägtes Maximum von ca. 24 % zu erkennen. Die Lage des Maximums entspricht der Wellenlänge, auf die das Gitter "geblazt" wurde. Zu den Randbereichen fällt die Transmission auf etwa 13 % ab. Die geringere Transmission bei 650 nm, 900 nm und 1000 nm ist auf die Materialdämpfung der lichtleitenden Kernschicht zurückzuführen.

Vergleicht man diese experimentellen Ergebnisse mit den theoretisch ermittelten Werten, so fällt auf, daß der Abfall der Transmission zum Rand des Spektralbereiches wesentlich geringer ist. Dies ist eine Folge der Verrundung der Gitterzähne und damit einer Überlagerung des "Blaze"-Gitters mit einem Sinusgitter. Aus dieser Abweichung kann der Eckverrundungsradius der Gitterzahnstruktur abgeschätzt werden. Aus dem Verhältnis der Randwellenlängen zur "Blaze"-Wellenlänge ist eine eindeutige Zuordnung gegeben. Für diesen Baustein wurde ein Eckverrundungsradius von 0.1  $\mu\text{m}$  ermittelt (siehe Abbildung 07).

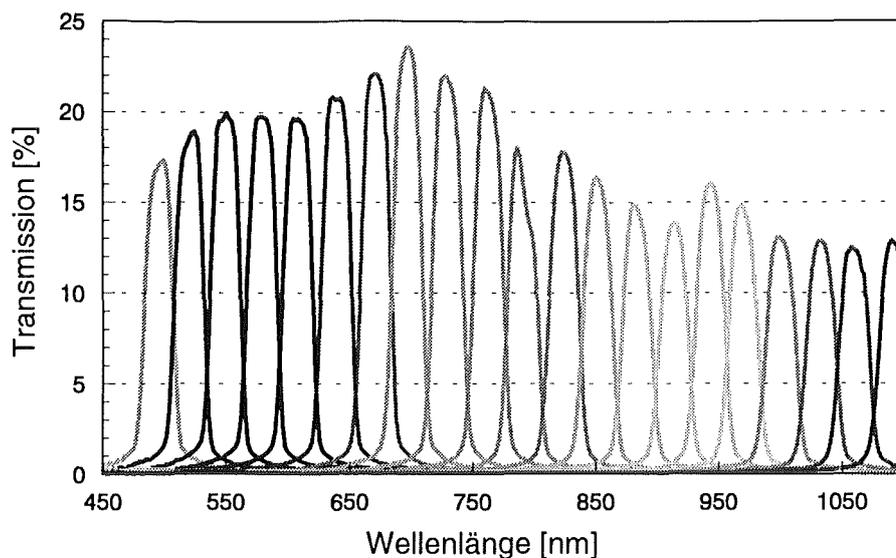


Abbildung 29: In den einzelnen Spektralkanälen gemessene Transmission des Gitterspektrografen DMUX 4 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

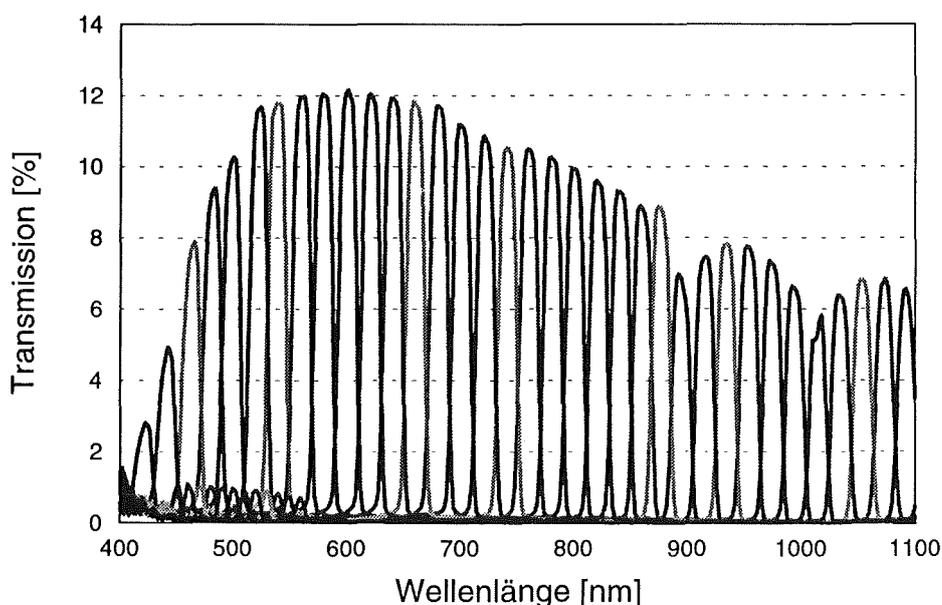


Abbildung 30: In den einzelnen Spektralkanälen gemessene Transmission des Gitterspektrografen DMUX 12 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Verkleinert man die Gitterkonstante erhält man eine stärkere Dispersion. Die Abbildung 30 zeigt die Transmission eines Bausteins in 1. Ordnung (DMUX 12) mit einer Gitterkonstanten von  $1.5 \mu\text{m}$ , bei dem damit 36 Kanäle im Wellenlängenbereich von 400 nm bis 1100 nm ausgekoppelt werden können. Die Transmission dieses Bausteins liegt im Maximum im Bereich von 12 %. Die geringere Transmission ist auf Defekte in der Maske (Löcher), die eine Lichtstreuung im planaren Wellenleiter zur Folge haben, und auf die geringere Gitterkonstante

zurückzuführen, da sich in diesem Fall die Eckverrundung stärker bemerkbar macht. Es wurde für diesen Baustein für die Eckverrundung ein Wert von  $0.1 \mu\text{m}$  ermittelt.

In der Abbildung 31 ist die Transmission eines abgeformten Gitterbausteins DMUX 4 dargestellt. Dieser Baustein wurde in einen 2-schichtigen Resistaufbau hergestellt. Bei der Transmissionsmessung muß berücksichtigt werden, daß bei dem 2-schichtigen Resistaufbau nur eine totalreflektierende Mantelschicht und eine entsprechend dickere Kernschicht ( $87 \mu\text{m}$ ) strukturiert wurde. Bedingt durch die im Vergleich zum Faserdurchmesser um  $37 \mu\text{m}$  dickere Kernschicht konnte mit den Spektralfasern nur ein Teil der Intensität wieder aus dem Baustein ausgekoppelt werden, so daß die eigentliche Transmission des Bausteins noch größer ist. Berücksichtigt man mathematisch die nicht angepaßten Schichtdicken, so hat dieser Baustein rein rechnerisch eine maximale Transmission von 22 %, was der des durch Röntgentiefenlithographie hergestellten Bausteins in Abbildung 29 fast entspricht

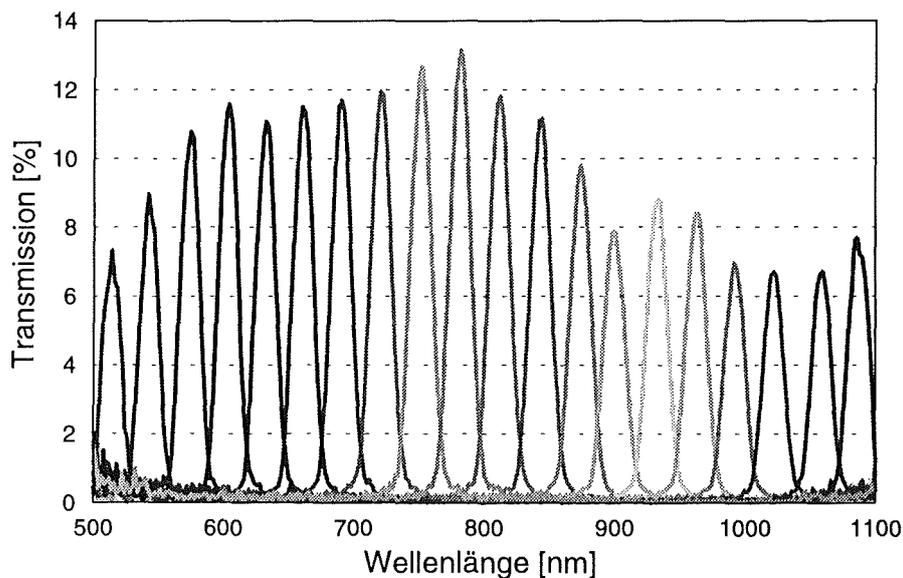


Abbildung 31: In den einzelnen Spektralkanälen gemessene Transmission eines abgeformten Gitterspektrographen DMUX 4 in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Bei diesem abgeformten Gitterspektrographen wurde ein Eckverrundungsradius von  $0.2 \mu\text{m}$  ermittelt. Diese Ergebnisse machen die hohe Qualität der abgeformten Bausteine deutlich. Da sich bei den abgeformten Bausteinen die Eckverrundung nicht wesentlich vergrößert hat, kann davon ausgegangen werden, daß auch noch Bausteine mit einer kleineren Gitterkonstanten abformbar sind.

In der Tabelle 01 sind die charakteristischen Daten für vermessene Gitterspektrographen in 1. und 2. Ordnung aufgeführt.

Baustein		DMUX 2	DMUX 3	DMUX 4	DMUX 12
Spektralbereich	[nm]	560 - 800	800 - 1100	500 - 1100	400 - 1100
Kanalzahl		10	11	21	36
Beugungsordnung		2	2	1	1
Gitterkonstante	[ $\mu\text{m}$ ]	3.8	4.8	2.5	1.5
Gitterstufenhöhe	[nm]	447	640	256	256
Gitterauflösung (rechnerisch)	[nm/ $\mu\text{m}$ ]	0.21	0.24	0.24	0.16
Auflösung mit Diodenzeile (25 $\mu\text{m}$ Pixel, Messung)	[nm]	11	12	12	8
"Blaze"-Wellenlänge	[nm]	670	950	700	600
Transmission	[%]	16	22	24	13
ermittelte Eckverrundung	[ $\mu\text{m}$ ]	0.1	0.1	0.1	0.1

Tabelle 01: Charakteristische Daten der vermessenen Gitterbausteine

Die Transmissionsmessungen liefern für Gitterbausteine in 1. und 2. Beugungsordnung mit ähnlicher spektraler Auflösung vergleichbare Werte im Bereich zwischen 15 % und 25 %. Dies zeigt, daß auch für Bausteine 1. Ordnung, die eine kleinere Stufenhöhe und eine kleinere Gitterkonstante besitzen, die Qualität der Gitterzähne ausreichend gut ist. Die größeren Gitterkonstanten bei Bausteinen in 2. Ordnung bringen also keine Vorteile bei der Transmission. Da bei der Verwendung von Bausteinen 2. Ordnung zur Abdeckung des gesamten Spektralbereichs 3 Bausteine eingesetzt werden müssen, so daß im besten Fall nur ein Drittel der eingestrahlten Gesamtintensität für jeden Baustein zur Verfügung steht, ist es effektiver für das geplante System, einen Baustein, der in der 1. Ordnung arbeitet, einzusetzen. Dies vereinfacht auch den Gesamtaufbau des Systems.

## 4.2 Messungen mit Hilfe einer Diodenzeile

Nur die Gitterbausteine, deren Fokuszeile mit einer  $45^\circ$  Kante versehen wurden, können zur Messung mit einer Diodenzeile eingesetzt werden. Die  $45^\circ$  Kante wurde so strukturiert, daß die Fokuspunkte auf der Bausteinoberfläche liegen. So kann von einer optimalen Ein- und Auskopplung der Intensität ausgegangen werden. Die Qualität des Diodenaufbaus wurde an den beiden Bausteinen DMUX 4 und DMUX 12 bestimmt.

Zur Intensitätsmessung werden die Gitterbausteine zur Diodenzeile positioniert. Im Fall von DMUX 4 werden diskrete Wellenlängen mit einer Bandbreite von 1 nm und einem Abstand von 30 nm in den Baustein eingekoppelt. Um eine relative Angabe der Intensität machen zu können, wurde das gesamte Spektrum in diskreten Schritten auf eine Diode abgebildet und als Referenz verwendet. Diese Darstellung erlaubt einen direkten Vergleich zu den Fasermessungen. Wie erwartet, ist bei beiden Messungen der gleiche Verlauf der Transmission zu erkennen. Dieses Ergebnis macht deutlich, daß von den Fasermessungen direkt auf den Verlauf der Messungen mit der Diodenzeile geschlossen werden kann.

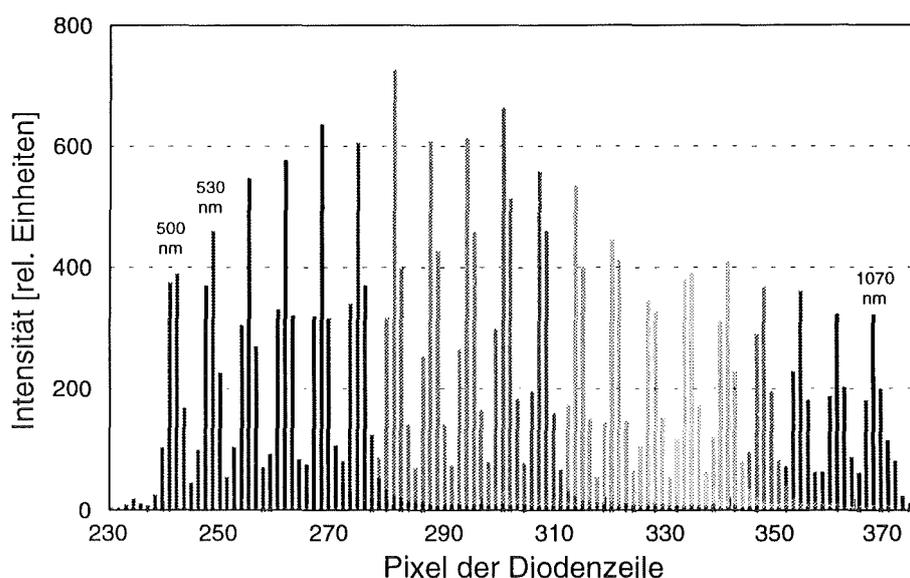


Abbildung 32: In den einzelnen Spektralkanälen mit einer Diodenzeile detektierte relative Intensität des Spektrometerbausteins DMUX 4 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

In der Abbildung 33 ist die mit der Diodenzeile gemessene Intensität des Bausteins DMUX 12 dargestellt. In diesem Fall wurden diskrete Wellenlängen in einen Abstand von 20 nm in den Baustein eingekoppelt. Die Meßergebnisse und der Verlauf der Intensitäten für die einzelnen Wellenlängen sind direkt mit denen von dem Baustein DMUX 4 vergleichbar.

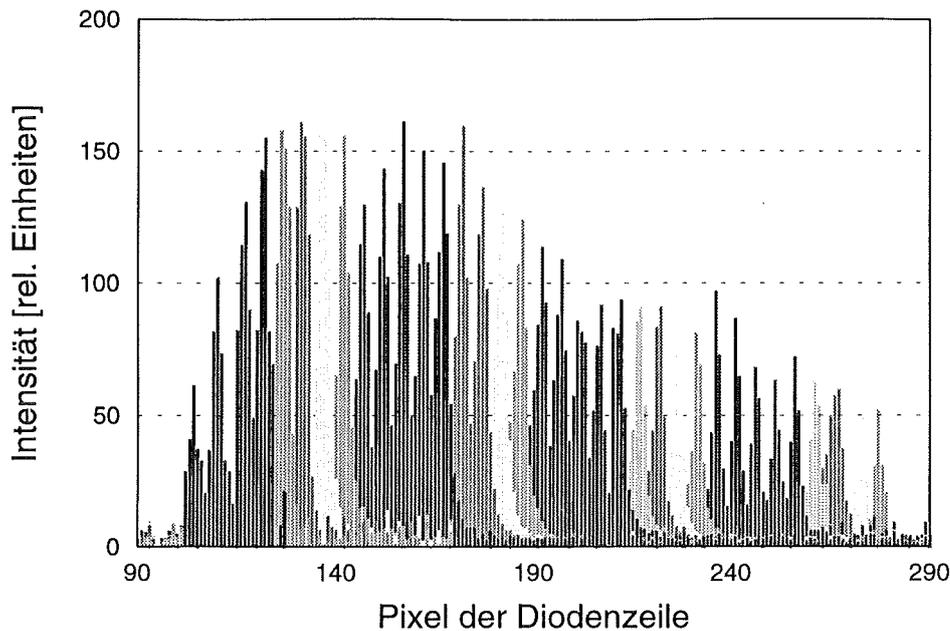


Abbildung 33: In den einzelnen Spektralkanälen mit einer Diodenzeile detektierte relative Intensität des Spektrometerbausteins DMUX 12 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

### 4.3 Spektrale Auflösung der Bausteine bei Messung mit einer Diodenzeile

Um die spektrale Auflösung der Bausteine zu bestimmen, wurden die Intensitäten auf der Diodenzeile für zwei Wellenlängen gemessen. Dabei wurde von einer beliebigen Wellenlänge ausgehend der Monochromator so lange verfahren, bis bei der Addition der beiden Intensitätsverteilungen ein Minimum festgestellt wurde (Rayl. Krit.). Theoretisch müßte der Baustein DMUX 4 eine Auflösung von 5.75 nm/Pixel haben. Bei der spektralen Auflösung der Bausteine muß jedoch berücksichtigt werden, daß die Bausteine eine 1:1 Abbildung machen, so daß bei einer monochromatischen Wellenlänge immer 2 Pixel der Diodenzeile ausgeleuchtet werden (Pixelbreite 25  $\mu\text{m}$ , Faserkerndurchmesser 50  $\mu\text{m}$ ). Somit sinkt das theoretisch erwartete Auflösungsvermögen auf 11.5 nm. Wie aus Abbildung 34 zu erkennen, beträgt das experimentell ermittelte Auflösungsvermögen dieses Bausteins 12 nm. Dieser ermittelte Wert stimmt sehr gut mit dem theoretischen Modell überein. Der geringfügig höhere Wert kann auf die Modendispersion zurückgeführt werden.

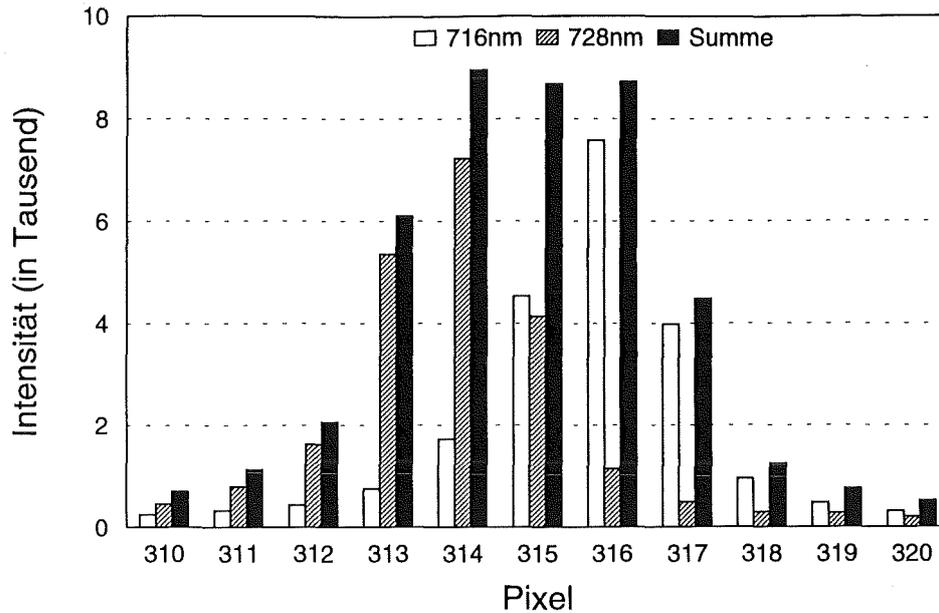


Abbildung 34: Intensitätsverlauf von zwei Wellenlängen, die mit dem Spektrometerbaustein DMUX 4 gerade noch aufgelöst werden können.

Für den Baustein DMUX 12, der theoretisch eine Auflösung von 8 nm haben sollte, wurde eine spektrale Auflösung von 8 nm ermittelt, was unter Beachtung, daß die Faserstirnfläche der Einkoppelfaser auf 2 Pixel abgebildet wird, mit dem theoretischen Wert ebenfalls übereinstimmt.

Prinzipiell läßt sich die Auflösung des Gitterbausteins steigern, indem der Einkoppelspalt der Übertragungsfaser auf 25 µm verkleinert und damit nur auf ein Pixel abgebildet wird. Dazu wäre eine Einkoppelfaser mit einem Kerndurchmesser von 25 µm notwendig, die jedoch nicht käuflich erworben werden kann. Aus diesem Grund müssen andere Maßnahmen ergriffen werden. Möglich wäre der Einsatz einer fokussierenden Linse oder eines Tapers. In diesem Fall muß berücksichtigt werden, daß eine verkleinernde Abbildung des Kerndurchmessers der Einkoppelfaser eine Vergrößerung der Numerischen Apertur der Strahlung um den gleichen Faktor zur Folge hat. Dies führt jedoch zu einer größeren Modendispersion, was sich negativ auf das Auflösungsvermögen auswirkt. Beispielsweise würde für eine Wellenlänge von 1100 nm die Modendispersion bei einer um den Faktor 2 verkleinerten Faserstirnfläche 40 nm betragen. Eine größere Numerische Apertur der Strahlung bedingt auch entsprechend größere Bausteine, deren Fläche defektfrei hergestellt werden muß. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß jede zusätzliche Grenzfläche im Strahlengang mit Fresnel-Reflexionen, die sich in einer Größenordnung von ca. 4% auf die Intensität bemerkbar machen, verbunden sind.

Eine weitere Möglichkeit besteht in der Verwendung von Prismen im Einkoppelschacht, mit denen die Faser entsprechend abgeblendet wird, indem Licht

der Randbereiche der Faser aus der Strahlrichtung herausgebrochen wird. Dadurch ist die höhere Modendispersion vermeidbar.

In allen Fällen ist die Verkleinerung des Kerndurchmessers nur sinnvoll, wenn die Dicke der lichtleitenden Kernschicht auch entsprechend reduziert wird, da ansonsten die notwendige Fokussierung durch die Möglichkeit der größeren horizontalen Ausbreitungsstrecke verloren geht. Dies ist bei den nur in horizontaler Richtung wirkenden Elementen (Prismen, Zylinderlinsen, horizontale Taper /Göt91/) nicht effektiv, da dabei Licht in die Mantelschicht eingekoppelt würde. Da die Mantelschichten eine Materialdämpfung haben, die mit der der Kernschicht vergleichbar ist, wird das Licht nicht ausreichend gedämpft, so daß Licht in den Mantelschichten geführt wird und somit auch die Fokussierung nicht erreicht wird.

Diese Überlegungen konnten an entsprechenden Elementen nachvollzogen werden. Abbildung 35 zeigt das Ergebnis einer Auflösungsmessung an einem Baustein vergleichbar zu DMUX 12, bei dem der Einkoppelspalt durch einen Taper in horizontaler Richtung verkleinert wurde (DMUX 13). Wie zu erkennen, beträgt in diesem Fall die Auflösung 7 nm. Sie ist somit, wie oben bereits erläutert, nur geringfügig besser als bei dem Baustein ohne Taper.

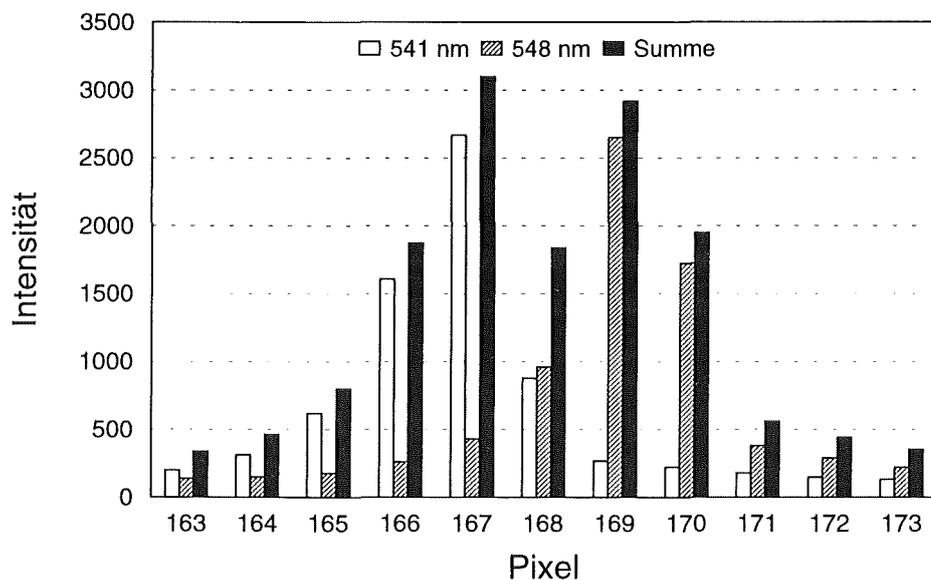


Abbildung 35: Intensitätsverlauf von zwei Wellenlängen, die mit dem Spektrometerbaustein DMUX 13 gerade noch aufgelöst werden können.

Da eine monochromatische Wellenlänge mehr als ein Pixel auf der Diodenzeile ausleuchtet, kann durch einen Gauß-Fit der Intensitätsverteilung die örtliche Auflösung verbessert werden.

Um die Intensitätsverteilung mit einem Gauß-Fit zu ermitteln, müssen mindestens 3 Pixel ausgeleuchtet werden, damit die notwendigen Parameter bestimmt werden können. Werden mehr als 3 Pixel ausgeleuchtet, wird das Gleichungssystem auf der einen Seite überbestimmt und auf der anderen Seite sinkt die Intensität der einzelnen Pixel, so daß sich die relativen Fehler, die durch das Rauschen des Gesamtsystems bestimmt werden, vergrößern.

Damit genau 3 Pixel der Diodenzeile ausgeleuchtet werden, muß die Abbildung des Gesamtaufbaues aufeinander abgestimmt sein. Da das Licht mit einer Faser mit einem Kerndurchmesser von 50  $\mu\text{m}$  in den Baustein eingekoppelt wird und mit einer Diodenzeile mit einer Pixelbreite von 25  $\mu\text{m}$  detektiert wird, werden immer 2 Pixel ausgeleuchtet. Aufgrund der Modendispersion des planaren Wellenleiters, der optischen Abbildungsfehler und der endlichen Anzahl von Gitterlinien verbreitert sich der ausgeleuchtete Intensitätsbereich für eine monochromatische Wellenlänge. Für einen optimierten Fit darf die Verbreiterung nur ein weiteres Pixel betragen. Dies ist mit dem Baustein DMUX 12 relativ gut gegeben.

Durch den Fit der Intensitätsverteilung wird sowohl die Lage des Schwerpunkts in Sub-Pixelauflösung als auch die Halbwertsbreite der Verteilung berechnet. Die Genauigkeit der Fit-Parameter wird durch das Rauschen der Intensität, das in der Größenordnung von 10 Counts liegt, bestimmt, so daß der Schwerpunkt und die Halbwertsbreite nur mit bestimmten Fehlergrenzen angegeben werden können. In der Abbildung 36 ist die Intensitätsverteilung der Wellenlänge 710 nm des Bausteins DMUX 12 und ein Fit mit drei Stützstellen dargestellt.

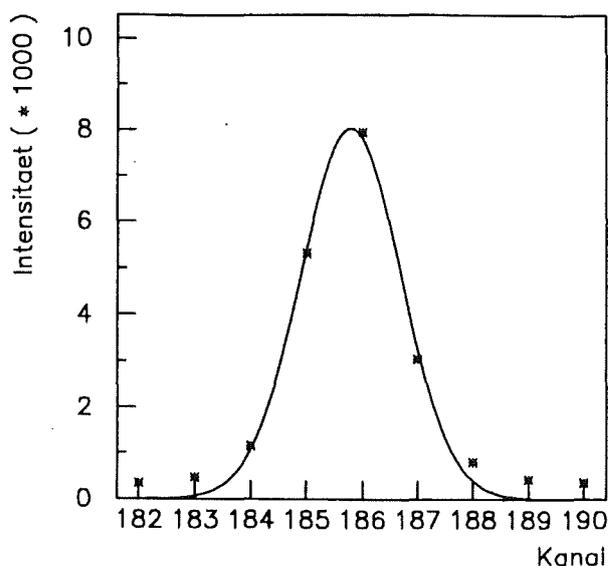


Abbildung 36: Intensitätsmessung einer monochromatischen Wellenlänge und Fit für eine genauere Positionsbestimmung

In der Tabelle 02 sind die Fit-Parameter und die bei einem Signalrauschen von 10 Counts auftretenden Fehler angegeben. Die Fit-Kurven an unterschiedlichen Wellenlängen eines Bausteins zeigen, daß die Fit-Parameter insbesondere die Halbwertsbreite auf andere Wellenlängen übertragen werden können.

Fit-Parameter	Einheiten	Wert	Fehler
Intensität im Maximum	[Counts]	8038	$\pm 100.9$
Lage des Schwerpunkts	[Pixel]	185.8	$\pm 0.01$
Halbwertsbreite	[Pixel]	0.89	$\pm 0.01$

Tabelle 02: Fit-Parameter und Fehler eines Gauß-Fits der Intensitätsverteilung einer monochromatischen Wellenlänge

Nach dem "Rayleigh"-Kriterium können dann zwei Wellenlängen voneinander getrennt werden, wenn der Abstand der Maxima größer ist als die Halbwertsbreite. Das heißt, daß mit den oben angegebenen Fit-Parametern bei dem Baustein DMUX 12 mit einer Dispersion von 0.16 nm/ $\mu$ m (4 nm/Pixel) zwei Wellenlängen mit einem Abstand von 3.6 nm noch aufgelöst werden können. Eine weitere Steigerung der Auflösung wäre möglich, wenn die Dispersion erhöht, oder wenn die Halbwertsbreite

der Gaußverteilung kleiner wird. Dazu müßten die Ungenauigkeiten durch Abbildungsfehler und der Modendispersion vermieden werden.

Bei der Auswertung einer gefitteten Intensitätsverteilungen muß berücksichtigt werden, daß für jede Wellenlänge bzw. jeden Baustein zuvor die Fit-Parameter bestimmt werden müssen und daß nur mit einer Spektrenentfaltung die hohe Auflösung erreicht werden kann. Dies ist mit einem relativ hohen mathematischen Aufwand verbunden.

## 5. Spektrometersystem

Für den Einsatz des Gitterbausteins für spektrale Analyseaufgaben ist es notwendig, einen kompletten Spektrometersaufbau zu realisieren, der den Eigenschaften des Gitterbausteines gerecht wird. D.h. es sollte ein miniaturisiertes, möglichst kompaktes und preiswertes System aufgebaut werden. Hierzu muß der Gitterbaustein mit einer Photodiodenzeile zur Detektion der spektralen Information und einer geeigneten, nach Möglichkeit miniaturisierten Weißlichtquelle kombiniert werden. In Abbildung 37 ist das System mit seinen Komponenten schematisch dargestellt. Die Eigenschaften dieses Systems, insbesondere die Dynamik und die minimal und maximal detektierbare Extinktion sowie die Übersprechdämpfung wird von den spektralen Eigenschaften aller im System befindlichen Komponenten bestimmt. Es gilt somit die Leistungsdaten dieser Komponenten zu erarbeiten und damit das charakteristische Verhalten des Gesamtsystems zu ermitteln, um den Einsatzbereich des Systems unter den unterschiedlichen Randbedingungen aufzeigen zu können. Der maximal abdeckbare Spektralbereich wird außer von der Auslegung des Gitters und von der Dämpfung des in der lichtleitenden Kernschicht eingesetzten Polymers, von der Abstrahlcharakteristik der Weißlichtquelle im unteren Wellenlängenbereich als auch von der spektralen Empfindlichkeit der Photodiodenzeile bestimmt. Die spektrale Auflösung des Systems wird durch den Kerndurchmesser der eingesetzten Einkoppelfaser, die Dispersion des Gitters und von der Pixelgröße der Photodiodenzeile bestimmt. Die Dynamik hängt im Wesentlichen von dem Streulichtanteil des planaren Wellenleiters und des Gitters und von den Eigenschaften der Diodenzeile und der nachgeschalteten Verstärkerelektronik ab. In den folgenden Kapiteln werden die Einzelkomponenten und die damit erzielbaren Leistungsdaten beschrieben.

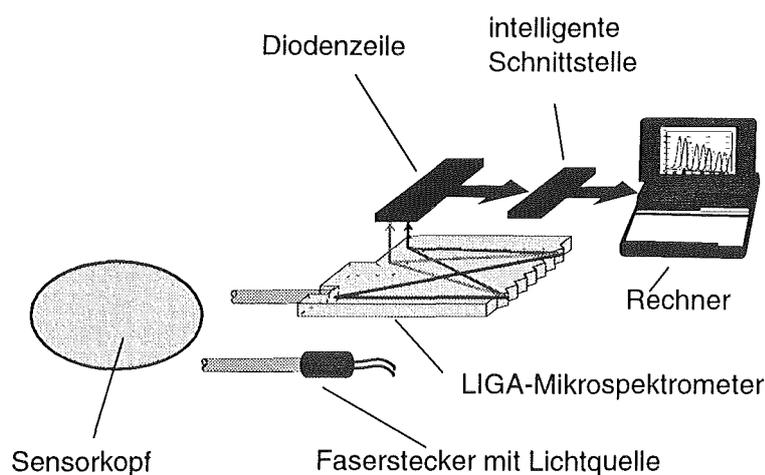


Abbildung 37: Schematischer Aufbau des Spektrometersystems mit Gitterbaustein, Mini-Halogenlampe im Faserstecker und die Diodenzeile.

## 5.1 Weißlichtquelle

Im Sinne einer mikrosystemtechnischen Lösung wird an die Weißlichtquelle die Anforderung nach einer möglichst hohen Intensität über den gesamten Spektralbereich gestellt. Insbesondere sollte auch bei kleinen Wellenlängen eine ausreichende Intensität vorhanden sein. Gleichzeitig sollte die Weißlichtquelle eine möglichst geringe Leistungsaufnahme haben. Die Wärmeleistung der Lampe sollte sehr klein sein, damit sich das System nicht aufheizt und sich das Spektrum der Lampe nicht ändert. Die geringe Wärmeleistung und die hohe Intensität der Lampe sind vom Prinzip her gegenläufige Anforderungen, die durch einen möglichst guten Kompromiß erfüllt werden müssen.

Im Prinzip sind die Anforderungen, abgesehen vom Einsatz von Gasentladungslampen, mit denen sich jedoch nur der untere Wellenlängenbereich abdecken läßt, mit Halogenlampen am Besten zu erfüllen. Die durchgeführten Recherchen zeigten, daß zwei Lösungswege möglich sind, nämlich einerseits der Einsatz von Standardweißlichtquellen mit hoher elektrischer Leistungsaufnahme oder andererseits die Verwendung einer Mini-Halogenlampe mit vergleichsweise geringer Leistungsaufnahme, die in einem Faserstecker eingebaut werden kann.

Da es sich bei den Halogenlampen um thermische Strahler handelt, haben diese immer eine spektrale Abhängigkeit von der Glühwendeltemperatur, die mit der elektrischen Leistung in Verbindung zu setzen ist. Dies hat zur Folge, daß in Abhängigkeit von der benötigten optischen Leistung sich das Maximum der Lichtintensität über große Wellenlängenbereiche verschiebt.

In der Abbildung 38 ist die spektrale Verteilung der abgestrahlten optischen Leistung als Funktion der Glühwendeltemperatur, was ein Maß für die elektrische Leistung ist, dargestellt. Man sieht, daß sich bei einer Glühwendeltemperatur von 2400 K das Maximum der optischen Leistung bei 1100 nm befindet. Erhöht man die Glühwendeltemperatur auf 3200 K, so wandert das Maximum auf eine Wellenlänge von 850 nm. Wie aus Abbildung 38 abzulesen, wäre für eine hohe Lichtleistung bei geringen Wellenlänge eine hohe Glühwendeltemperatur angebracht.

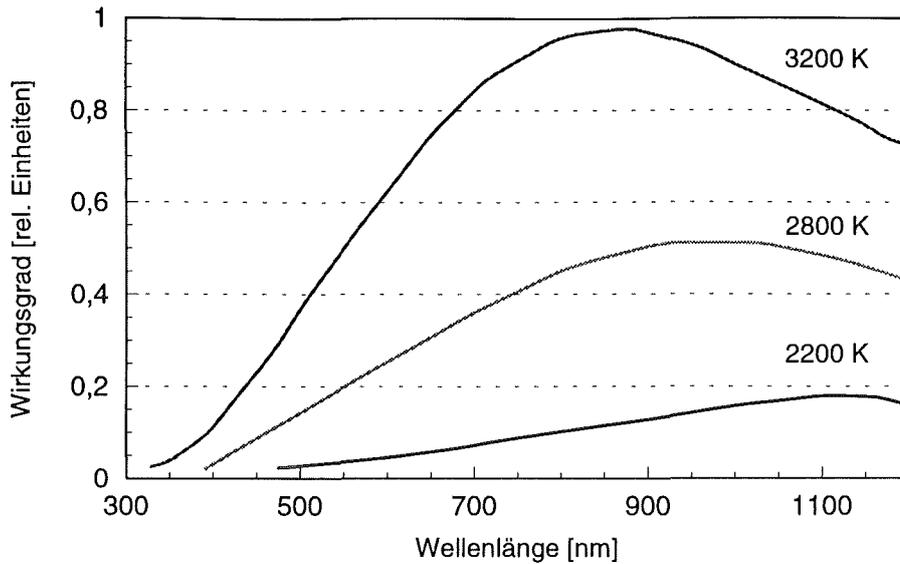


Abbildung 38: Optischen Leistung einer Weißlichtquelle als Funktion der Wellenlänge in Abhängigkeit von der Glühwendeltemperatur

Als Folge der sich mit der elektrischen Leistung ändernden spektralen Verteilung der Lampe darf die elektrische Leistung während einer Meßreihe nicht verändert werden, damit die Ergebnisse untereinander vergleichbar bleiben.

### 5.1.1 Standardlichtquellen

Die Standardlichtquellen mit einem Leistungsbedarf von z.B. 100 W, die normalerweise in einem Spektrometersystem eingesetzt werden, scheiden für den Einsatz bei dem Mikrospektrometer aus. Allenfalls sollten solche makroskopische Lichtquellen eingesetzt werden, die eine maximale Leistungsaufnahme von ca. 20 W haben. Bei der Verwendung solcher makroskopischer Lichtquellen muß der Glühwendel mit einer geeigneten Abbildungsoptik auf die Stirnfläche der eingesetzten Fasern abgebildet werden. Da der Glühwendel relativ groß ist und die Fasern eine Apertur von  $NA = 0.2$  besitzen, kann nur ein Bruchteil der Intensität in die Faser eingekoppelt werden. Dies hängt damit zusammen, daß eine verkleinerte Abbildung immer eine Vergrößerung der Apertur der Strahlung zur Folge hat. Aus diesem Grund ist es sinnvoll, für die Abbildung ein Mikroskopobjektiv einzusetzen, das eine Apertur von 0.2 hat, so daß die Strahlung aus dem Objektiv auch in die Faser eingekoppelt werden kann. Darüber hinaus führt die Abbildungsoptik dazu, daß das System seinen miniaturisierten Charakter verliert.

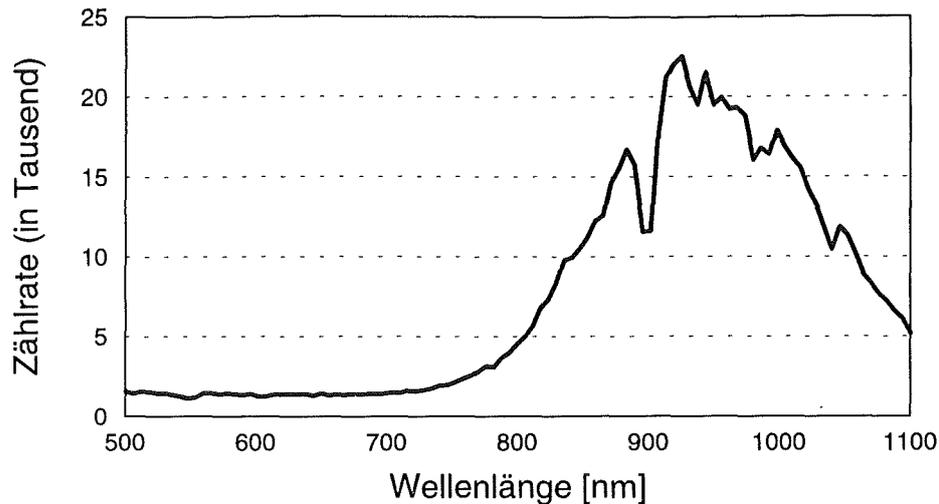


Abbildung 39: Mit dem Spektrometersystem gemessene Intensität einer makroskopischen 20 W Lichtquelle in Abhängigkeit von der Wellenlänge, bei der das Licht mit Hilfe eines Mikroskopobjektives in die Faser eingekoppelt wurde. Der Intensitätseinbruch bei 900 nm ist auf die Materialdämpfung der lichtleitenden Kernschicht (PMMA) zurückzuführen.

In der Abbildung 39 ist die mit dem Spektrometersystem gemessene Intensität einer 20 W Halogenlampe, bei der das Licht mit Hilfe eines Mikroskopobjektives in die Übertragungsfaser eingekoppelt wurde, dargestellt. Die Lichtquelle wurde so betrieben, daß die Diodenzeile nicht in Sättigung arbeitet. Die maximale elektrische Leistung betrug 2.5 W, so daß der Glühwendel noch relativ "kalt" war. Das Maximum der Intensität liegt bei etwa 900 nm und fällt für den kurzwelligen Spektralbereich sehr stark ab. Die geringe Intensität in dem unteren Spektralbereich ist auf die geringe Glühwendeltemperatur der Lichtquelle zurückzuführen. Außerdem wird die Intensität der Lichtquelle aufgrund der Absorption und Reflexion durch das Mikroskopobjektive, das aus mehreren Linsen aufgebaut ist, erheblich gedämpft.

### 5.1.2 Mini-Halogenlampe

Die Mini-Weißlichtquelle wurde so ausgewählt, daß sie eine geringe Leistungsaufnahme hat. Aufgrund der lateralen Abmessungen dieser Lampe kann sie in einem Faserstecker untergebracht werden. Da der Glühwendel der ausgesuchten Lichtquelle sehr dünn ist und nur einen geringen Abstand zur Glaskolbenoberfläche hat, entfällt bei dieser Lampe die Abbildungsoptik. In der Abbildung 40 ist die mit dem Spektrometersystem

gemessene Intensität der Mini-Halogenlampe in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Dabei wurde die Lichtquelle mit 200 mW betrieben. Bei dieser Leistung arbeitet die Diodenzeile im Maximum der Intensität noch nicht in Sättigung.

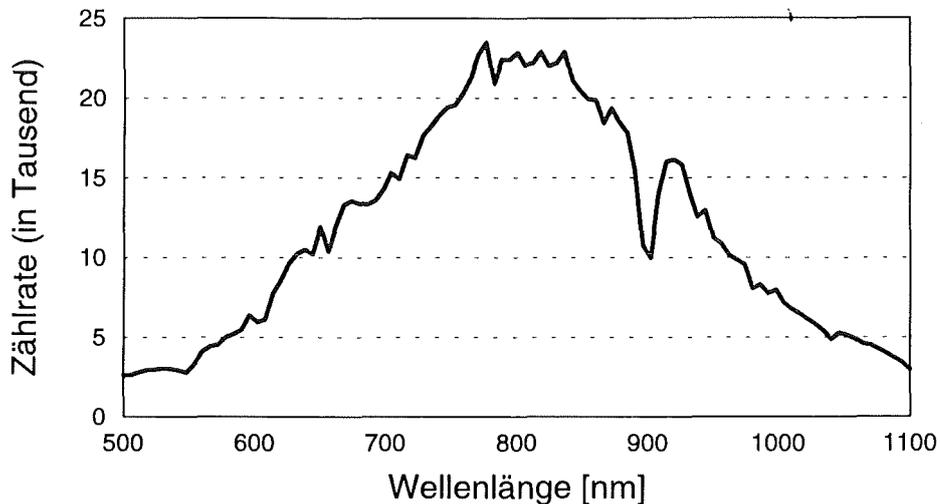


Abbildung 40: Mit dem Spektrometersystem gemessene Intensitätsverteilung einer Mini-Halogenlampe, die in einem Faserstecker untergebracht ist, in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Mit dieser Miniaturlichtquelle kann der gewünschte Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm vollständig abgedeckt werden. Da die maximal zulässige Leistungsaufnahme dieser Lampe 500 mW beträgt, sind auch noch ausreichende Leistungsreserven vorhanden.

## 5.2 Gitterspektrometer

Im Kap. 4 wurde die spektrale Effizienz der Mikrospektrometerbausteine dargestellt. Aus den Diagrammen ist zu erkennen, daß sich die Effizienz der Bausteine maximal um den Faktor 2 ändert. Damit ist von der Effizienz des Gitterbausteins im Vergleich zur Diodenzeile und zur Lichtquelle nur ein geringer Einfluß auf die charakteristischen Daten des Gesamtsystems zu erwarten. Bei den Gitterbausteinen wurde keine Effizienzänderung bei unterschiedlichen optischen Leistungen beobachtet, so daß beim Betrieb des Gesamtsystems keine zusätzlichen Maßnahmen notwendig sind.

Einen Einfluß auf die Leistungsdaten kann das im Gitterspektrometer erzeugte Streulicht haben. Dabei sind die Streuzentren in der lichtleitenden Schicht eine Folge

von Verunreinigungen oder von Maskenfehlern, die zu Löchern in dieser Schicht führen. Es ist deshalb notwendig, den Streulichtanteil zu bestimmen. Hierzu sind zwei Methoden möglich.

Im ersten Fall, einer integralen Methode, wird das Spektrum mit einem Kantenfilter ab einer bestimmten Wellenlänge abgeschnitten. Der restliche Spektralbereich wird in den Baustein eingekoppelt und analysiert welches Signal in den "dunklen" Bereichen detektiert wird. Dieses Signal im Vergleich zu den Meßwerten bei einer Dunkelmessung ist ein Maß für das in der lichtleitenden Kernschicht oder am Gitter gestreute Licht .

Für diese Messungen wurden das Kantenfilter RG630 der Firma Spindel & Hoyer eingesetzt. Dieses Filter schneidet alle Wellenlängen unter 630 nm ab und hat laut Herstellerangaben eine Dämpfung in diesem Bereich von 70 dB. In der Abbildung 41 ist das Ergebnis dieser Streulichtmessung dargestellt.

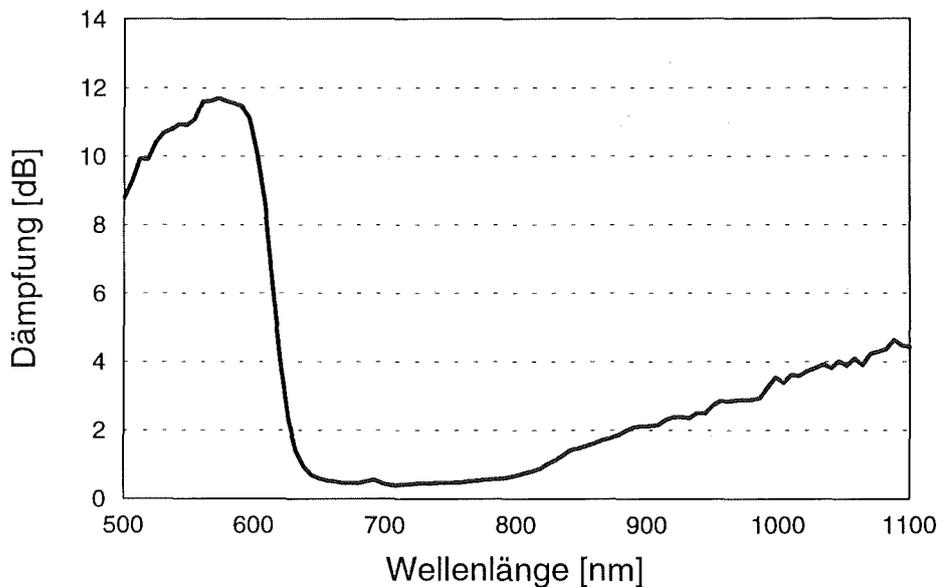


Abbildung 41: Dämpfung des Bausteins in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei dem Einsatz eines Kantenfilters RG630

Im Spektralbereich von 500 nm bis 600 nm steigt die Dämpfung von 9 dB auf 12 dB. Der Unterschied zu der Filterdämpfung ist auf das Streulicht im Baustein zurückzuführen. Ab 630 nm bis 800 nm ist die Dämpfung, die durch das Filter hervorgerufen wird, minimal. Danach steigt die Dämpfung kontinuierlich auf einen Wert von 4.3 dB an. Dieser Anstieg ist auf das Fehlen der Intensität der 2. Beugungsordnung des Bausteins an dieser Stelle zurückzuführen. Da sich an der Position 800 nm der 1.

Beugungsordnung auch 400 nm der 2. Beugungsordnung befindet, wird diese durch das Filter herausgefiltert.

In einer weiteren Messung wurde ein Filter RG830 eingesetzt, das den Spektralbereich unter 830 nm abschneidet. Mit diesem Filter wurde eine Streulichtdämpfung von 24 dB ermittelt.

Eine weitere Möglichkeit den Streulichtanteil im Baustein zu bestimmen, besteht darin, monochromatisches Licht einer festen Wellenlänge in den Baustein einzukoppeln und zu analysieren, wieviel Intensität auf den benachbarten Pixel gemessen wird. In der Abbildung 42 ist das Ergebnis einer derartigen Messung dargestellt. Dabei war die Bandbreite des monochromatischen Lichtes 1 nm . Die Wellenlänge betrug 750 nm und entspricht damit dem Maximum der eingekoppelten Intensität.

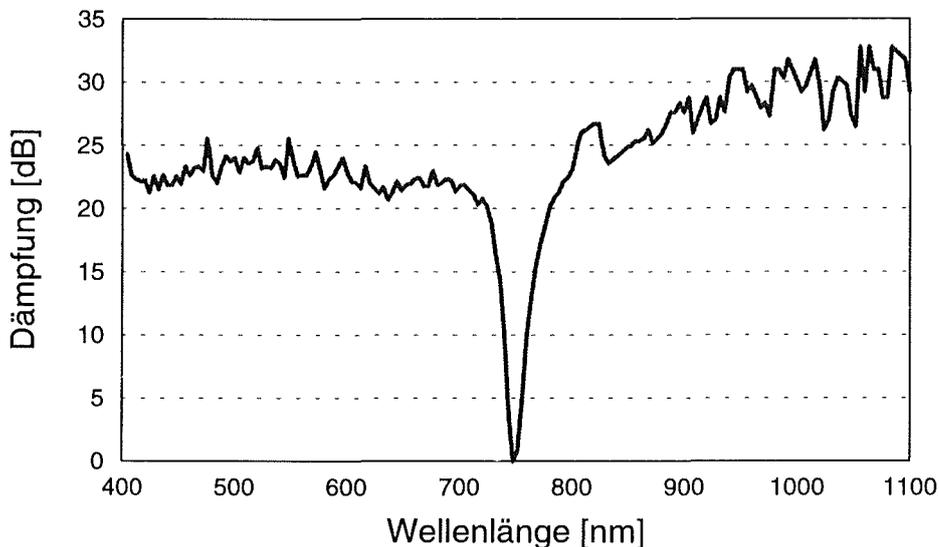


Abbildung 42: Dämpfung des Bausteins beim Einkoppeln einer monochromatischen Wellenlänge (750 nm)

Das monochromatische Licht wurde mit Hilfe eines Gittermonochromators erzeugt, so daß die Messung nur mit sehr geringen Intensitäten durchgeführt werden konnte. Bedingt durch die geringe Intensität wurde der Dynamikbereich der Diodenzelle nur zu einem kleinen Teil ausgenutzt. Da damit das Rauschen des Systems einen vergleichbaren Beitrag zum Streulichtsignal liefert, ist die eigentliche Streulichtdämpfung im Baustein größer. Somit kann die ermittelte Streulichtdämpfung von 23 dB bis 30 dB nur als untere Grenze angenommen werden.

### 5.3 Photodiodenzeile

Eine Photodiodenzeile besteht aus mehreren, z.B. 1024 gleichartigen Einzeldioden, die nacheinander ausgelesen werden. Anhand einer Einzeldiode wird die Funktionsweise einer Photodiodenzeile beschrieben /Me85/.

Durch das auf den Halbleiter der Diode einfallende Licht, werden Elektronen innerhalb der Kristallstruktur angeregt. Wenn die Lichtenergie größer als der Bandabstand ist, werden die Elektronen in das Leitungsband angehoben und hinterlassen Löcher in dem Valenzband. Im Übergangsbereich wandern die Elektronen zum n-dotierten Halbleiter und die Löcher zum p-dotierten Halbleiter. In diesem Fall werden proportional zur einfallenden Lichtenergie Elektronen-Loch-Paare erzeugt, die im n- und p-dotierten Halbleiter gesammelt werden. Dadurch entsteht eine positive Ladung im n-Halbleiter und eine negative im p-Halbleiter. Diese Ladung wird in einem Kondensator gespeichert. Die Größe des Kondensators und die Auslesegeschwindigkeit bestimmt den maximalen Photostrom. Für eine hohe Empfindlichkeit der Diode muß die Auslesegeschwindigkeit an den Photostrom angepaßt werden, d.h. bei einem geringen Photostrom muß eine entsprechend kleine Auslesegeschwindigkeit gewählt werden.

#### 5.3.1 Spektrale Empfindlichkeit der Photodiodenzeile

Bei Photodiodenzeilen für den sichtbaren und nahen IR-Bereich von z.B. 400 nm bis 1100 nm handelt es sich um Silizium-Dioden, die eine ähnliche charakteristische Kennlinie der spektralen Empfindlichkeit besitzen. Die Dotierung der Halbleiterschichten und die Dicke der Oxidschicht bestimmen die Lage des Maximums der Empfindlichkeit. Rechts und links vom Maximum sinkt die Empfindlichkeit stetig ab. Ab 1100 nm ist Silizium transparent, so daß diese Dioden für größere Wellenlängen keine Empfindlichkeit mehr aufweisen.

Bei dem im Rahmen dieser Arbeit realisierten Mikrosystem wurde eine Diodenzeile mit einer entsprechenden Auswerteelektronik der Firma Hewlett Packard eingesetzt. In der Abbildung 43 ist die spektrale Empfindlichkeit der Zeile in Abhängigkeit von der Wellenlänge dargestellt. Man erkennt deutlich den starken Abfall der Empfindlichkeit bei 1100 nm.

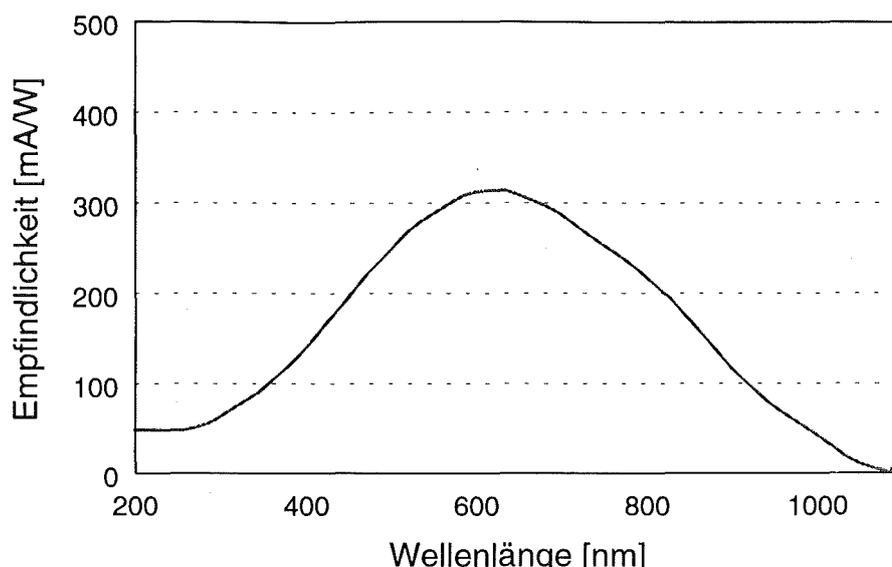


Abbildung 43: Empfindlichkeit der eingesetzten Diodenzeile der Firma Hewlett Packard in Abhängigkeit von der Wellenlänge

### 5.3.2 Rauschen der Diodenzeile und der Elektronik

Die Beiträge zum Rauschen des Signals stammen im wesentlichen aus den drei Komponenten, Diode (PDA), Auslese-Mechanismus (DBY-Board) inklusive Integrator und Analog-Digital-Wandler. Im folgenden wird das Rauschen der Einzelkomponenten diskutiert.

Das Rauschen der Diode wird von zwei Eigenschaften, dem Dunkelstrom- und dem Kapazitätsrauschen, bestimmt.

Der Dunkelstrom ist ein Ladungsbeitrag, der zwar in seinem Mittel durch die Kalibration herausgerechnet wird, dessen inhärentes Shot-Rauschen aber zu jedem Auslesen beiträgt. Bei einer Integrationszeit von  $1/20$  s und einem Dunkelstrom von 400 fA ergibt sich bei dem Integrationskondensator von 12 pF ein Rauschen von 0.5 Counts.

Das Kapazitätsrauschen ist ein Ladungsfehlbeitrag, der sich mit dem Ende des Wiederaufladens des Integrationskondensators auf eine konstante Spannung ergibt. Bei Dioden mit obiger Kapazität ergibt sich ein Rauschen von 0.5 Counts.

Das Ausleseverfahren ist durch das DBY-Board (Algorithmus) und durch die Schaltung auf dem PDA-Assembly (Integration) festgelegt. Ursache des größten Rauschbeitrags ist das Eingangsruschen des hochohmigen Operationsverstärkers in Verbindung mit der Kapazität des PDAs.

Der verwendete Operationsverstärker BB602 liefert dabei 217 fA Rauschladung. Damit ergibt sich bei dem obigen Integrationskondensator ein Rauschen von 4 Counts.

Der eingesetzte ADC (Analog-Digital-Wandler) hat eine Auflösung von 16 Bit mit einem Rauschen von 0.8 Bit. Dies entspricht in der Beschaltung einem Rauschen von 1.7 Counts.

Der größte und dominierende Beitrag zum Rauschen stammt damit vom Integrator mit umgerechnet 4 Counts Rauschen pro Auslesen.

Die Schaltung auf dem DBY-Board ist jedoch keineswegs optimiert. Aus prinzipiellen Gründen wird auf diesem Board analoge und digitale Masse zusammengeführt. Die Schaltungsvorgänge auf der digitalen Seite beeinflussen das Wandler-Ergebnis. Für das komplette System, bestehend aus der Diodenzeile und der Verstärkerelektronik, ergibt sich nach den obigen Überlegungen ein maximales Rauschen von 6.7 Counts.

## 5.4 Charakteristik des Systems

Das mit den zuvor beschriebenen Komponenten aufgebaute Spektrometersystem wird anhand seiner Dynamik und der damit verbundenen, minimal und maximal nachweisbaren, Extinktion charakterisiert.

### 5.4.1 Dynamik des Systems

Die Dynamik des Systems ist definiert als das Verhältnis des Meßsignals zum Rauschsignal (Gleichung 11). Da sich aufgrund der Charakteristik der Lichtquelle, des Gitterbausteines und der Diodenzeile die gemessene Intensität mit der Wellenlänge ändert, muß die Dynamik in Abhängigkeit von der Wellenlänge angegeben werden.

Gleichung 11: 
$$D_{\max} = \frac{I_{\max}(\lambda)}{(2 * \sigma(\lambda))}$$

Das Rauschen des Gesamtsystems hängt von dem Verhalten der Lichtquelle und dem Rauschen der Diodenzeile ab. Um das Rauschen des Mikrosystems zu bestimmen, wurden bei konstanten Bedingungen (konstante Parameter zum Ansteuern der Lichtquelle, feste Position von Diodenzeile und Einkoppelfaser, feste Parameter zum Auslesen der Diodenzeile) 50 Messungen durchgeführt und die Meßsignale für jede Einzeldiode bestimmt. Eine Aussage über die Größe des Rauschens erhält man, indem man für jede Einzeldiode den Mittelwert des Meßsignals berechnet und den maximalen Fehler zu diesem Wert bestimmt. In der Abbildung 44 sind die absoluten maximalen

Fehler, die bei der Rauschmessung ermittelt wurden, dargestellt. Sie liegen im Bereich von  $\pm 5$  Counts bei ca. 25.000 Counts im Maximum.

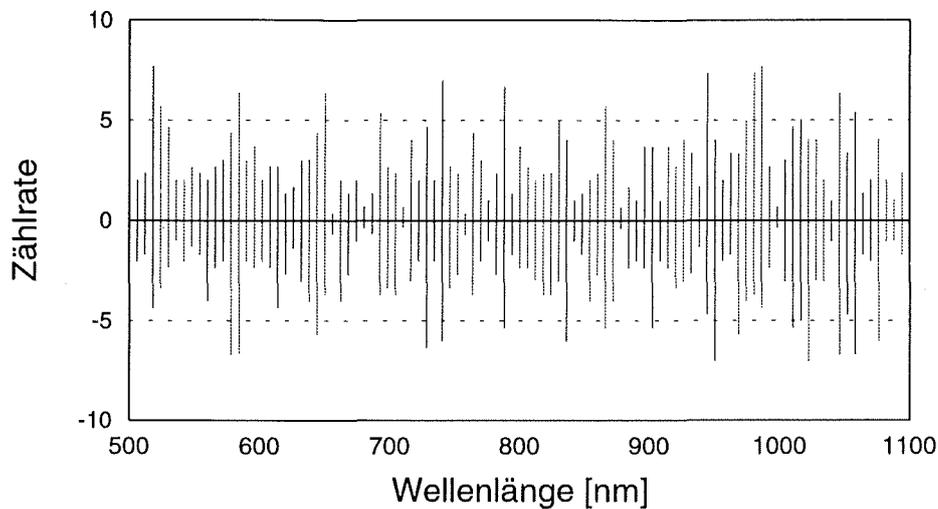


Abbildung 44: Ermitteltes absolutes Rauschen der Diodenzeile bei 50 Messungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

Da der Wert für das Rauschen über der Wellenlänge konstant ist und sich der Absolutwert nicht mit der eingekoppelten optischen Leistung ändert, kann davon ausgegangen werden, daß der größte Anteil des Rauschens durch die an die Diodenzeile angeschlossene Verstärkerschaltung hervorgerufen wird.

Mit diesen Rauschwerten ergibt sich die in Abbildung 45 dargestellte Dynamik des Mikrosystems bei Einsatz der Mini-Halogenlampe und für einen Betrieb des Spektrometers über den gesamten Wellenlängenbereich. Der Maximalwert, der durch die Sättigung der Diodenzeile begrenzt wird, liegt in diesem Fall bei ca. 2400 für die Wellenlängen zwischen 750 nm und 850 nm. An den Grenzen des Wellenlängenbereiches wird nur eine Dynamik von 300 erzielt, was auf die vergleichsweise geringe Intensität in diesem Bereich zurückzuführen ist. Die Dynamik kann durch eine Reduktion des Rauschens entsprechend verbessert werden.

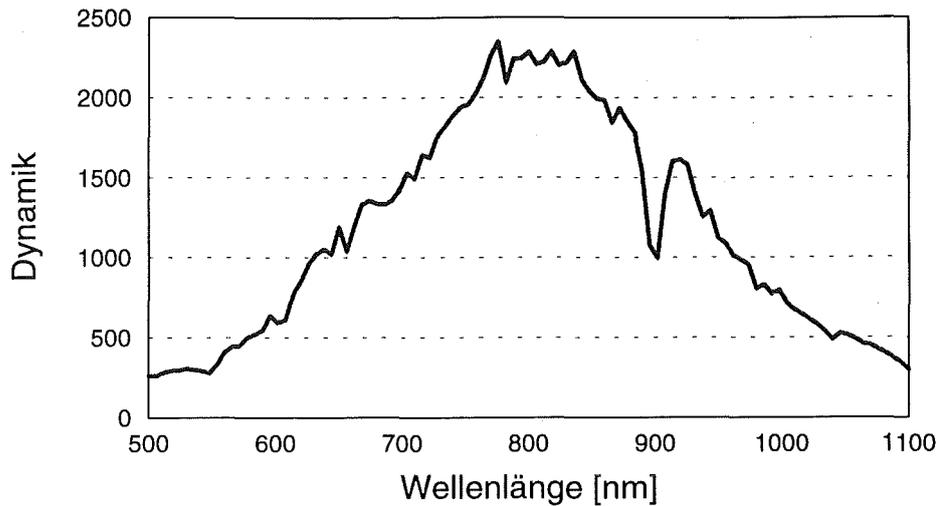


Abbildung 45: Dynamik des Mikrosystems in Abhängigkeit von der Wellenlänge bei dem Einsatz der Mini-Halogenlampe.

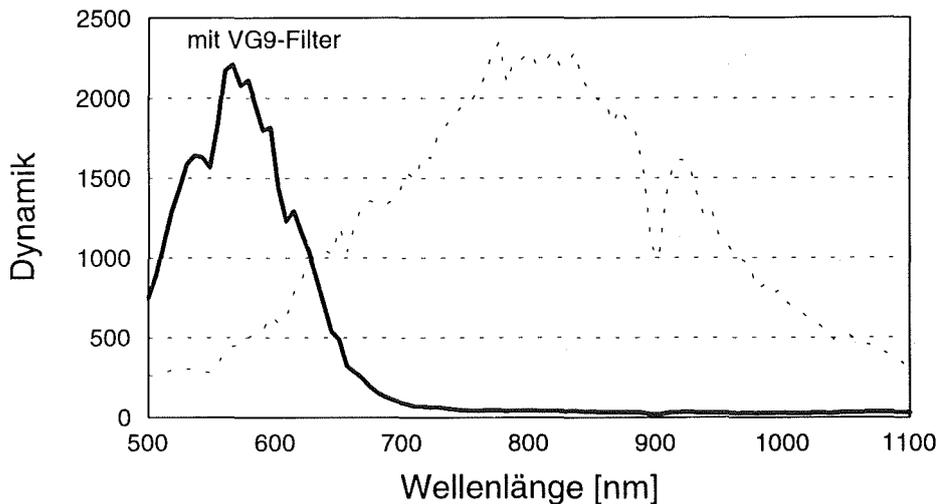


Abbildung 46: Einfluß eines angepaßten Filters für einen bestimmten Spektralbereich auf die Dynamik des Gesamtsystems.

Die Betrachtungen zur Dynamik zeigen, daß dort die Dynamik des Systems hoch ist, wo eine hohe optische Leistung mit der Diodenzeile detektiert werden kann. Daher läßt sich durch eine Verschiebung des Maximums der optischen Leistung der Dynamikbereich verschieben. Wird z.B. ein System gefordert, bei dem der größte Dynamikbereich bei einer Wellenlänge von 450 nm ist, muß man dafür sorgen, daß das Maximum der Intensität in diesem Bereich liegt. Dies läßt sich realisieren, wenn durch eine geschickte Wahl von Filtern, die in dem System beliebig eingesetzt werden können, die

Wellenlängen absorbiert werden, die eine zu hohe optische Leistung besitzen. Auf diese Weise läßt sich das System nahezu beliebig an die Meßaufgabe anpassen. In der Abbildung 46 ist ein System dargestellt, bei dem das Maximum der Dynamik bei einer Wellenlänge von 580 nm liegt.

#### 5.4.2 Nachweisbare Extinktion

Die Änderung der optischen Leistung durch absorbierende Medien wird in Extinktionseinheiten angegeben. Da sich diese Angaben auf den Grundzustand des spektralen Meßaufbaus bezieht, ist dies eine absolute Angabe. Somit ist der Wert der Extinktion unabhängig von dem Aufbau der Meßapparatur und kann direkt mit den Werten von anderen Apparaturen verglichen werden. Der Wert der Extinktion ist nur abhängig von der optischen Weglänge im absorbierenden Medium und ist definiert als:

Gleichung 12: 
$$E = \ln \left\{ \frac{I_0(\lambda)}{I_{me\beta}(\lambda)} \right\}$$

##### 5.4.2.1 Minimale Extinktion

Bei spektroskopischen Systemen wird das System durch die minimal nachweisbare Extinktion charakterisiert. Die minimal nachweisbare Extinktion hängt direkt von dem Verhältnis vom Rauschen des Signals und der maximal gemessenen Intensität ab. Die Signaländerung ist dann nachzuweisen, wenn das gemessene Signal eindeutig vom Rauschen des Systems zu unterscheiden ist ( Gleichung 13).

Gleichung 13: 
$$E_{\min} = \ln \left\{ \frac{I_{\max}(\lambda)}{I_{\max}(\lambda) - (2 * \sigma(\lambda))} \right\}$$

Um auf der sicheren Seite zu sein, sollte die Signaländerung mindestens doppelt so groß wie das Signalrauschen sein. In Abbildung 47 ist die minimal meßbare Extinktion in Abhängigkeit von der Wellenlänge für den obigen Systemaufbau dargestellt. Die maximale Intensität wird auch in diesem Fall von der Sättigung der Diodenzeile an einer beliebigen Stelle begrenzt. Aus diesem Grund ist die minimal nachweisbare Extinktion eine Funktion der Intensität und somit eine Funktion der Wellenlänge. Sie beträgt für

den Wellenlängenbereich zwischen 700 nm und ca. 900 nm etwa 0.5 mAu und steigt zu den Grenzen des Wellenlängenbereiches auf Werte bis 4 mAu an. Auch die minimale Extinktion in den Randbereichen kann durch ein geeignetes Filter vermindert werden.

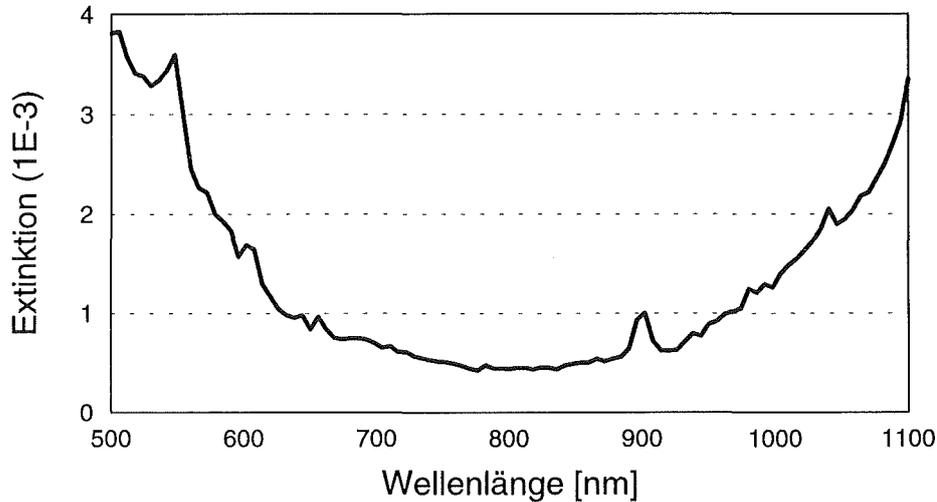


Abbildung 47: Minimal nachweisbare Extinktion des aufgebauten Mikrosystems bei dem Einsatz der Mini-Weißlichtquelle.

#### 5.4.2.2 Maximale Extinktion

Die maximale Extinktion wird durch die Dynamik der Diodenzelle und/oder durch den Streulichtanteil im Baustein bestimmt. Mit Hilfe der Gleichung 14 läßt sich der Einfluß der Dynamik und des Rauschens auf die maximal meßbare Extinktion berechnen.

Gleichung 14: 
$$E_{\max} = \ln \left\{ \frac{I_{\max}(\lambda)}{(2 * \sigma(\lambda))} \right\}$$

Die von der Dynamik und vom Rauschen abhängige maximal meßbare Extinktion ist in Abbildung 48 dargestellt. Sie liegt im Bereich zwischen 6 und 8, was einem Meßbereich zwischen 26 und 35 dB entspricht.

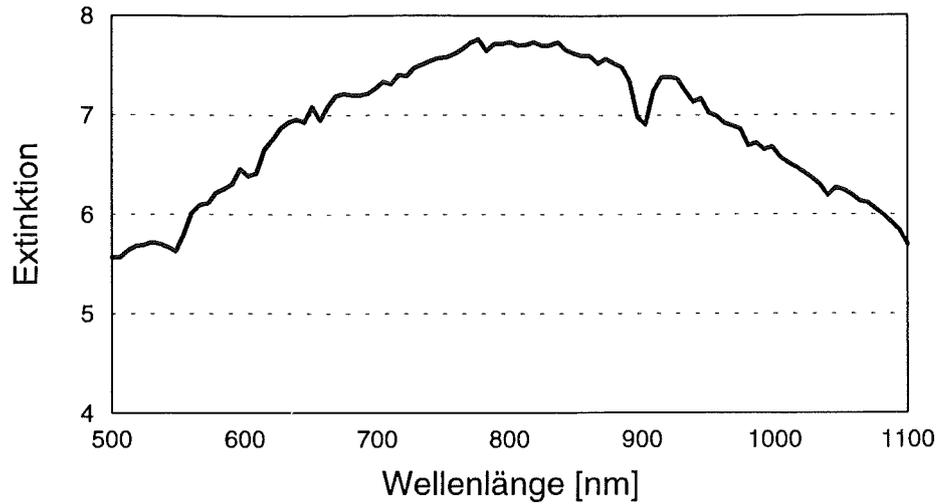


Abbildung 48: Maximal meßbare Extinktion in Abhängigkeit von der Wellenlänge, wenn kein Streulicht im Baustein vorhanden ist.

Aufgrund der integralen Streulichtmessung , bei der eine Dämpfung in den dunklen Bereichen von 12 dB gemessen wurde, ergibt sich die maximal meßbare Extinktion zu 2.8. Die monochromatische Messung, bei der eine Dämpfung von 23 dB ermittelt wurde, ergibt eine maximal meßbare Extinktion von 5.8.

## **6. Anwendungsbeispiele für das Mikrosystem**

Das Mikrospektrometer mit seiner miniaturisierten Weißlichtquelle stellt ein universales System für beliebige Analyseaufgaben dar. Entscheidend ist dabei die Auswahl des Sensorkopfes, durch den die zu detektierende Lichtmodulation erfolgt. Da es sich bei dem System um ein Faserspektrometer handelt, bieten sich ganz neue Möglichkeiten der spektralen Analyse, indem das Licht über Lichtleiter von dem eigentlichen und individuell angepaßten Fasersensorkopf zu dem räumlich getrennt untergebrachten Spektrometer geführt wird. Als Fasersensorköpfe können sowohl bereits vorhandene optische Fasersensoren, deren Sensoreigenschaft auf der Lichtmodulation beruht, eingesetzt werden. Es können jedoch auch neuartige Sensorköpfe entwickelt werden, die den sich durch das Spektrometer ergebenden neuen Anwendungsmöglichkeiten gerecht werden.

Im folgenden werden auf der Basis verschiedener Sensoraufbauten unterschiedliche Anwendungen vorgestellt, die das Leistungsvermögen des im Rahmen dieser Arbeit realisierten Mikroanalysesystems unterstreichen. Dabei werden sowohl Anwendungen untersucht, die den kompletten Dynamikbereich des Systems ausnutzen als auch solche, bei denen die hohe Empfindlichkeit des Systems gefordert ist. Gerade die hohe Empfindlichkeit und Transmission des Systems und des Faseraufbaus, ermöglichen die Messung an lumineszierenden Stoffen, bei denen das Licht ohne abbildende Optik in die Meßfaser eingekoppelt wird.

### **6.1 Transmissionsmessungen**

Für die Durchführung von Transmissionsmessungen an Flüssigkeiten oder Gasen ist es notwendig eine geeignete Meßküvette aufzubauen, die mit Faserlicht durchstrahlt werden kann. Der Aufbau der Meßküvette hängt entscheidend von der Art und Weise der Modulation des Lichtsignals ab. Im Prinzip muß man zwei Arten der Transmissionsmessung unterscheiden. Bei der direkten Transmissionsmessung wird die Farbabsorption des zu messenden Mediums bestimmt, bei der indirekten Transmissionsmessung, wird die Absorption von Sensormaterialien bestimmt, die sich durch die Einwirkung des eigentlich zu messenden Stoffes ergibt.

### 6.1.1 Indirekte Messung von Substanzen mit Hilfe von optochemischen Sensoren

Ein Beispiel einer indirekten Transmissionsmessung ist die Messung von Schwermetallen in Flüssigkeiten oder Schadgasen in der Raumluft mit Hilfe von optochemischen Sensoren.

Die optochemischen Sensoren basieren auf Porphyrinderivaten, die mit zweiwertigen Metallen und Übergangsmetallen spektral deutlich unterscheidbare Komplexe ausbilden. Da sie sehr große Komplexbildungskonstanten aufweisen und sich zudem durch extrem große molare Extinktionskoeffizienten auszeichnen, kann die optische Detektion sehr empfindlich gestaltet werden. Für den Nachweis von Gasen können Metalloporphyrine verwendet werden, die an den noch freien Bindungsstellen des Zentralatoms koordiniert werden. Eine ausführliche Darstellung zu den optochemischen Sensoren findet sich in /Czo92,Mor93/.

Diese optochemischen Sensoren lassen sich in einer definierten Schichtdicke auf Fasern aufbringen, was den Aufbau der Meßküvette relativ einfach gestaltet. Positioniert man nämlich die Stirnflächen von zwei beschichteten Fasern in einer Durchflußküvette mit einem kleinen Abstand zueinander, kann ein hoher Koppelwirkungsgrad erreicht und gleichzeitig kann die Sensorschicht von dem Medium benetzt werden.

Die Möglichkeit der Durchführung derartiger Messungen wurde am Beispiel eines Ammoniak-Sensors /Sta93/ demonstriert, bei dem gleichzeitig die hohe Empfindlichkeit des Mikrosystems dargestellt werden kann. Diese optochemischen Sensoren zeigen in einem Wellenlängenbereich von 400 nm bis 700 nm nur eine geringe Signaländerung. Die Extinktionsänderung bei Kontakt mit Ammoniak beträgt maximal  $10^{-2}$ . Diese geringe Signaländerung wird mit dem normalen Aufbau des Spektrometers in dem zu betrachtenden Wellenlängenbereich nicht erreicht. Es muß deshalb das Intensitätsmaximum des eingestrahnten Lichtes mit Hilfe eines VG9-Filters zu kürzeren Wellenlängen verschoben werden, so daß der größte Dynamikbereich in diesem Wellenlängenbereich liegt. Die Abbildung 49 zeigt die Extinktion des Sensors mit und ohne Ammoniak. Aufgrund der geringen Extinktionsänderung ist bei dieser Darstellung keine Signaländerung zu erkennen. Die geringe Signaländerung kann nur durch eine Differenzdarstellung der beiden Meßsignale deutlich gemacht werden. In der Abbildung 50 ist das Differenzspektrum des Sensors dargestellt.

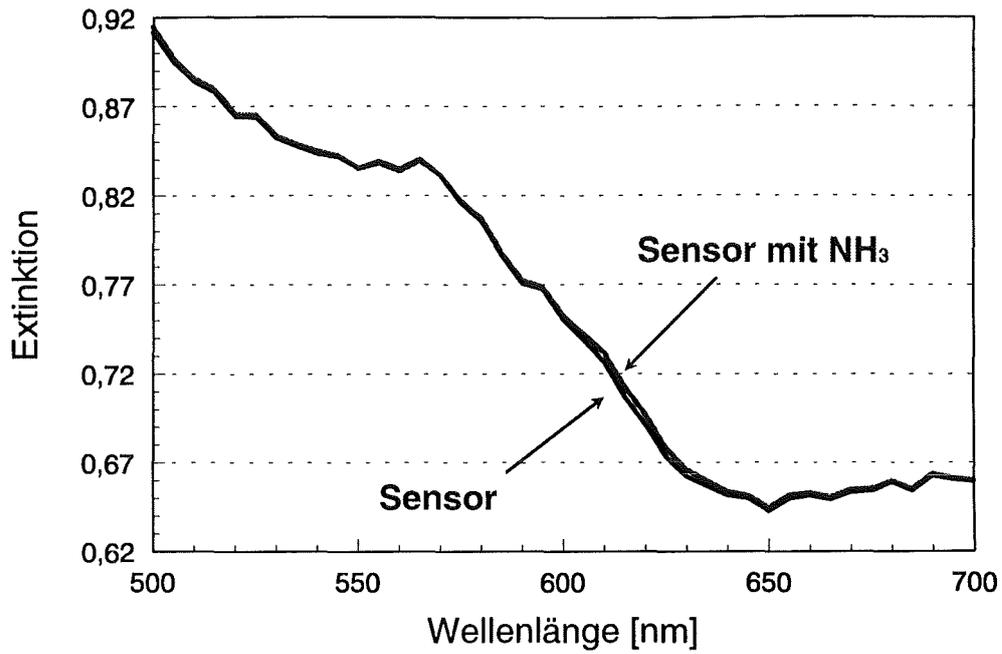


Abbildung 49: Extinktion des optochemischen Sensors mit und ohne Ammoniak

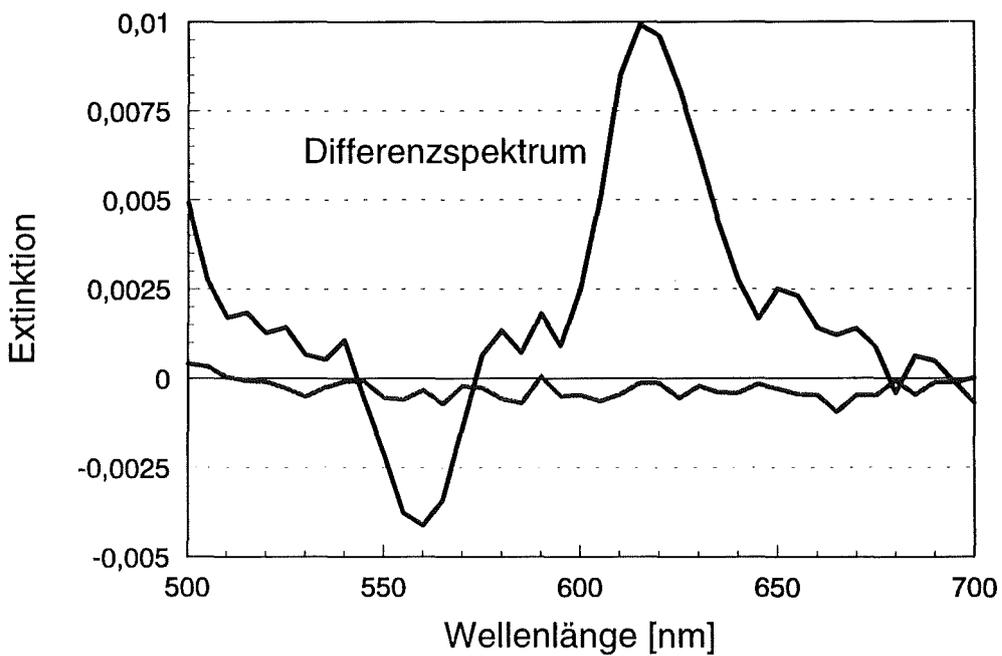


Abbildung 50: Differenzspektrum der Meßsignale des mit und ohne Ammoniak beladenen Sensors.

### 6.1.2 Direkte Messung der Substanzen mit Hilfe einer Transmissionsküvette

Um direkte Transmissionsmessungen durchführen zu können, muß das von der Glasfaser abgestrahlte Licht kollimiert und auf die Stirnfläche der Detektionsfaser abgebildet werden. Dabei ist es notwendig, die Meßstrecke möglichst groß zu wählen, um auch eine geringe Absorption des Mediums noch detektieren zu können. Dies erfordert den Aufbau einer geeigneten Faserküvette.

Schon bei dem Design der Küvette wurde berücksichtigt, daß eine spätere kostengünstige Abformung der Küvette möglich ist. Aus diesem Grund wurde der optische Aufbau von der eigentlichen Durchströmungsküvette getrennt, so daß bei einer Verschmutzung der Küvette der optische Teil nicht ausgetauscht werden muß. In der Abbildung 51 ist der schematische Aufbau der Küvette inklusive des optischen Aufbaues dargestellt. Das von den Glasfasern abgestrahlte Licht wird mit einer Kugellinse parallelisiert und nach der Durchströmungsküvette mit einer weiteren Kugellinse auf die Auskoppelfaser abgebildet.

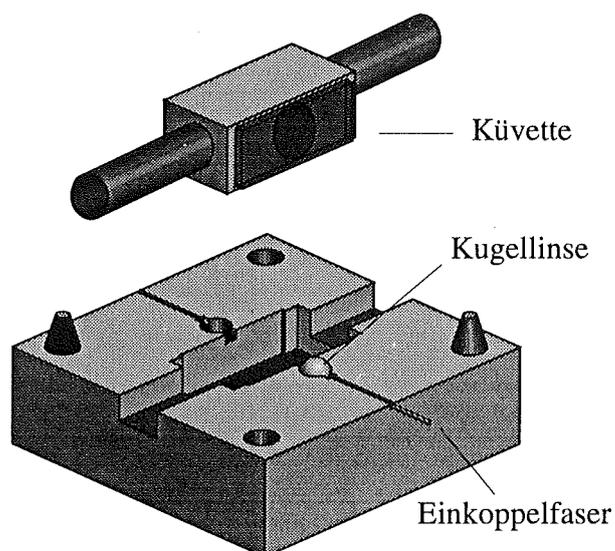


Abbildung 51: Schematischer Aufbau einer Meßküvette, mit der Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes gemessen werden können

Der optische Aufbau muß so ausgeführt werden, daß man der Anforderung nach einer möglichst großen Meßstrecke gerecht wird. Dabei muß berücksichtigt werden, daß aufgrund der Abstrahlungscharakteristik der Glasfasern das Licht nicht vollständig kollimiert werden kann und somit mit zunehmenden Abstand der Koppelwirkungsgrad geringer wird. Aus diesem Grunde wurde der Koppelwirkungsgrad als Funktion der Küvettenlänge durch Ray-Trace-Simulation ermittelt (Abbildung 52)

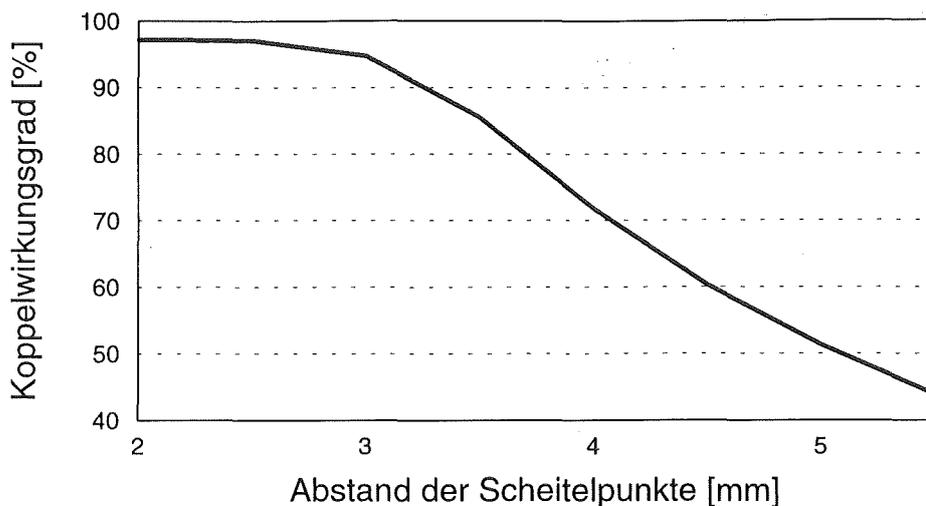


Abbildung 52: Koppelwirkungsgrad in Abhängigkeit von dem Abstand vom Scheitelpunkt der Kugellinsen

Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß der Koppelwirkungsgrad bis zu einem Abstand der Kugellinsen von 3 mm relativ konstant ist. Danach fällt er stark ab und erreicht bei 5 mm den 3 dB-Wert.

Da die Küvetten nicht ohne Fertigungstoleranzen hergestellt und aufgebaut werden können, muß deren Einfluß auf den Koppelwirkungsgrad ebenfalls untersucht werden. Von besonderer Wichtigkeit ist dabei die achsenparallele Verschiebung der Kugellinsen zueinander, die achsenparallele und radiale Verschiebung von Faser und Kugellinse und die Verkippung der Küvette relativ zum Strahlengang. Für die weiteren Betrachtungen wird ein Abstand der Scheitelpunkte der beiden Kugellinsen von 3 mm angenommen.

In der Abbildung 53 und Abbildung 54 sind die Ergebnisse der Simulationen bei einer Abweichung der einzelnen Elemente von der optischen Achse dargestellt. Aus den Diagrammen wird deutlich, daß die Linsen empfindlicher als die Fasern gegen eine achsenparallele Verschiebung sind. Bei einer Abweichung von 2  $\mu\text{m}$  von der Sollage sinkt der Koppelwirkungsgrad um ca. 10 %. In axialer Richtung dagegen führt eine Ungenauigkeit der Faserposition relativ zur Linse zu einer Verschlechterung des Koppelwirkungsgrades um ca. 2 %.

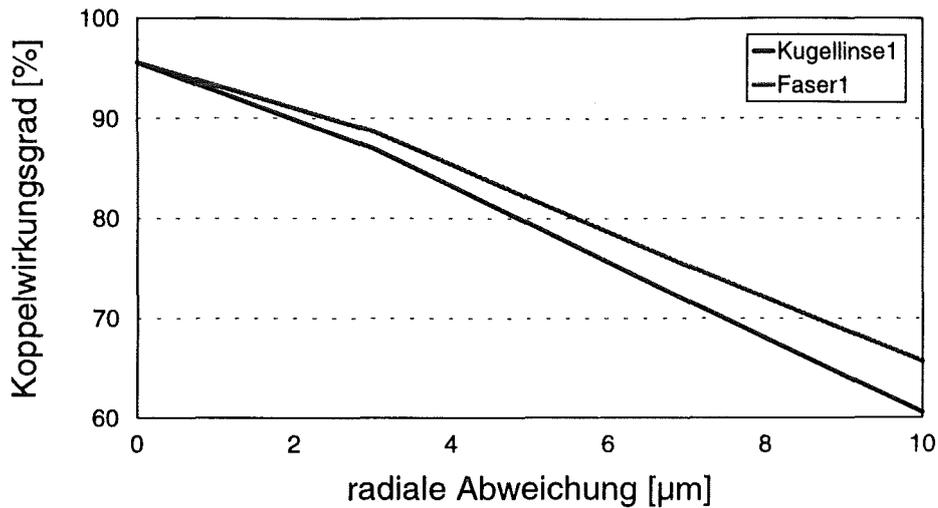


Abbildung 53: Einfluß der radialen Positionsungenauigkeiten der Kugellinsen und der Glasfasern auf den Koppelwirkungsgrad

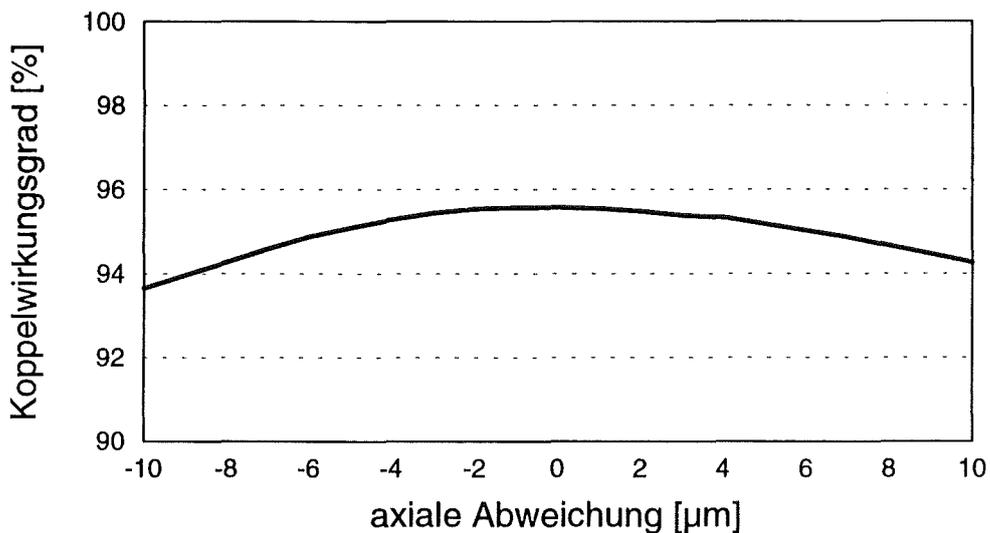


Abbildung 54: Einfluß der axialen Positionsungenauigkeiten der Kugellinsen bzw. der Glasfasern auf den Koppelwirkungsgrad

In der Abbildung 55 ist die Auswirkung einer Verkippung der Küvette auf den Koppelwirkungsgrad dargestellt. Bei diesen Berechnungen wurde angenommen, daß die Küvette mit Wasser gefüllt ist, so daß die ermittelte Änderung des Koppelwirkungsgrades nach oben abgeschätzt ist. Ein Verkippen der Küvette um  $1^\circ$  bewirkt eine Abnahme des Wirkungsgrades um 1 %. Eine Verschlechterung des Wirkungsgrades von 10 % ergibt sich bei einer Verkippung von  $3^\circ$ . Damit kann die Küvettenlage als unkritisch angesehen werden.

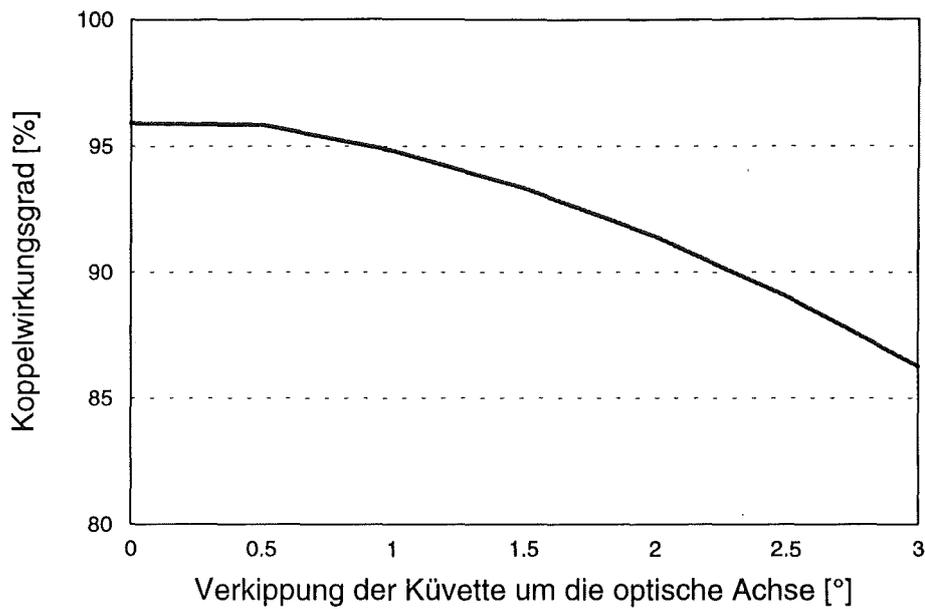


Abbildung 55: Einfluß des Verkippens der Küvette auf den Koppelwirkungsgrad

Ein Beispiel für eine stark absorbierende Flüssigkeit im Spektralbereich von 500 nm bis 600 nm ist Blut. Mit Hilfe einer Transmissionsküvette wurde die Extinktion von arteriellem und venösem Blut aufgenommen (Abbildung 56). Es müssen in diesem Fall Extinktionen von mehreren Absorptionseinheiten detektiert werden. Aus dem Differenzspektrum der beiden Messungen kann auf den Sauerstoffgehalt des Blutes geschlossen werden.

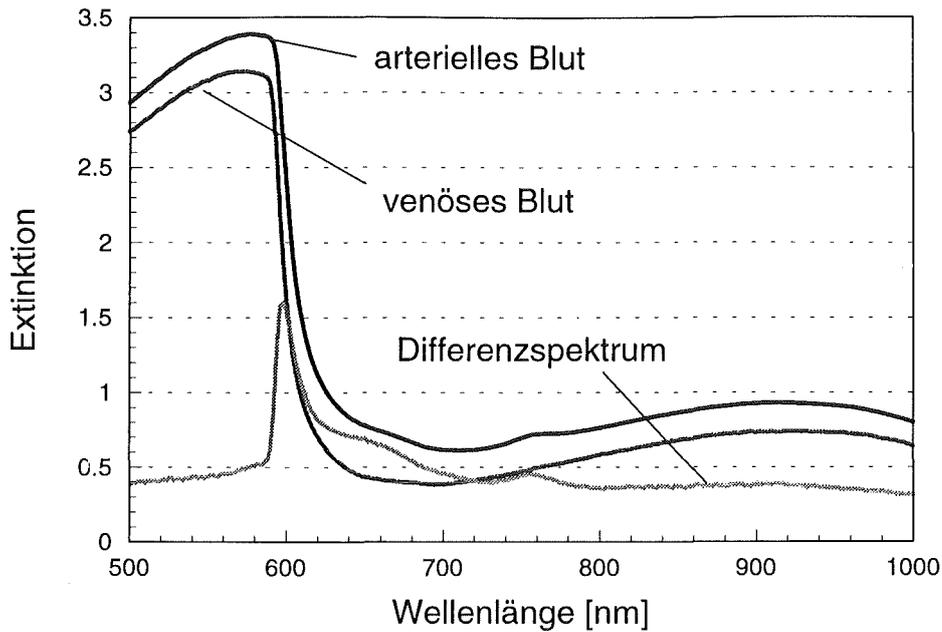


Abbildung 56: Absorptions- und Differenzspektrum von arteriellem und venösem Blut in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Der Peak im Differenzspektrum im Bereich von 600 nm bis 650 nm gibt Aufschluß über den Sauerstoffgehalt im Blut.

## 6.2 Reflexionsmessung

Bei einer Reflexionsmessung wird das zu messende, farbig erscheinende Element mit weißem Licht beleuchtet und das reflektierte Licht spektral analysiert. Um einen möglichst kompakten Aufbau zu erhalten, wird nur eine Meßfaser eingesetzt, in der sowohl das Licht zum Meßobjekt hin- als auch das Meßsignal zurückgeführt wird. Dazu wird eine Koppelstruktur /Göt93/ benötigt, mit der es möglich ist, einen Großteil des in die Lichtfaser eingekoppelten Lichtes in die Meßfaser überzukoppeln. Gleichzeitig muß es möglich sein, das in die Meßfaser zurückreflektierte Licht mit hohem Anteil in die Spektralfaser zurückzukoppeln. In der Abbildung 57 ist der schematische Aufbau einer derartigen Koppelstruktur dargestellt.

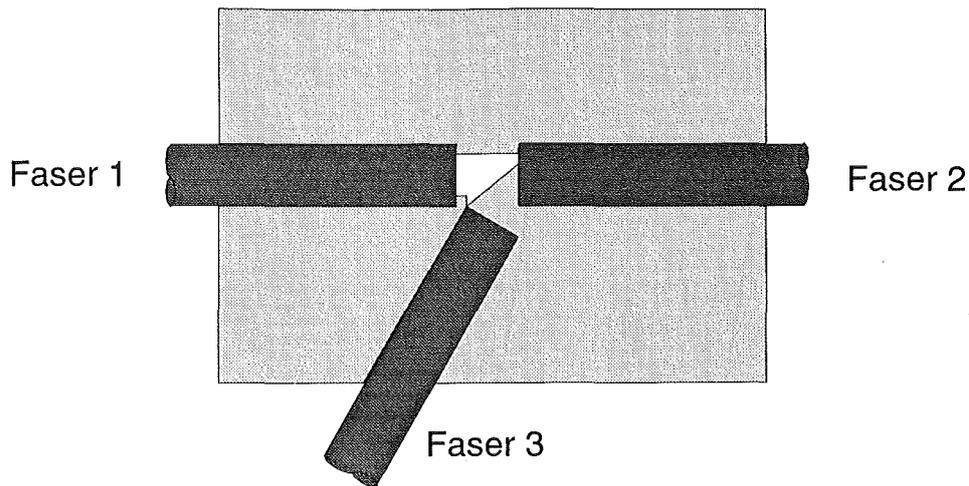


Abbildung 57: Schematische Darstellung eines LIGA-Koppelements für Multimode-Fasern

Das von der Faser 1 in die Struktur eingestrahlte Signal gelangt teilweise durch den kurzen Luftspalt in die Faser 2. Am Ende der Faser 2 befindet sich der faseroptische Sensorkopf, der das Licht moduliert in die Faser zurückreflektiert. Durch Totalreflexion an der Prismenhypothese wird das modulierte Licht in die Faser 3 umgelenkt. Die von der Faser 1 in die Faser 2 übergekoppelte Intensität wird von der Größe des Luftspaltes bestimmt, während der Anteil der von Faser 2 in Faser 3 übergekoppelten Intensität von der Hypothensenlänge abhängt.

Wird die Faser 2 mit einem kleinen Abstand über einem Substrat positioniert, kann mit diesem Aufbau die Farbe des Substrates ermittelt werden. Je kleiner der Abstand der Faser zum Untergrund ist, um so größer ist die in die Faser zurückreflektierte Intensität. Bei einer Anordnung, bei der keine abbildende Elemente eingesetzt werden, sollte der Abstand nicht größer als  $100\ \mu\text{m}$  sein. In der Abbildung 58 ist für verschiedene Farben die zurückreflektierte Intensität bezogen auf einen weißen Untergrund als Extinktion dargestellt. Bei den Farben handelt es sich um Mischfarben die mit einem Paint-Jet erstellt wurden.

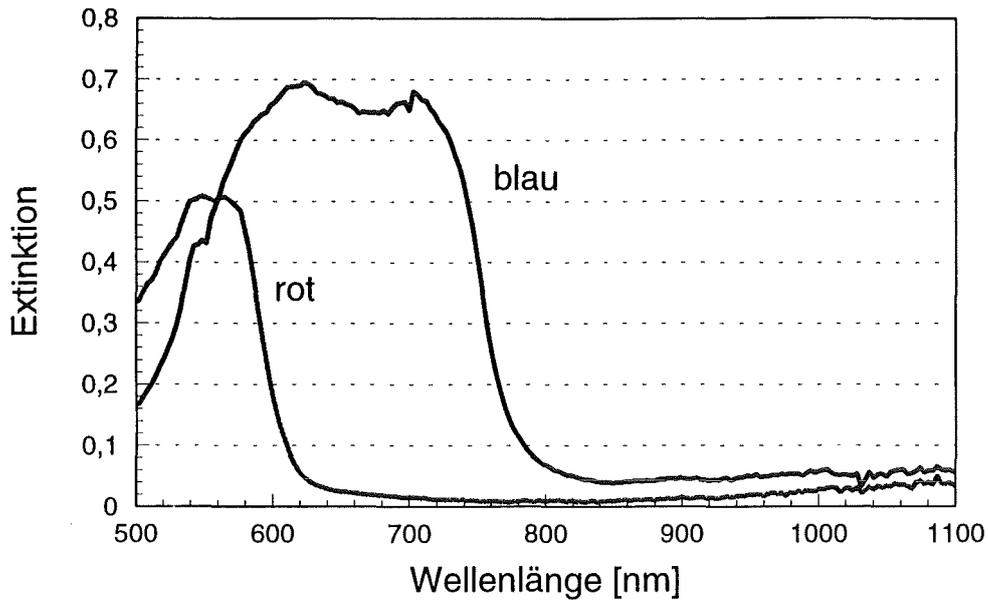


Abbildung 58: Reflexionsspektren von verschiedenen Paint-Jet Farben, bezogen auf einen weißen Untergrund

### 6.3 Selbstleuchtende Meßobjekte

Um die Möglichkeiten des Einsatzes des Spektrometersystems bei selbstleuchtenden Meßobjekten darzustellen, wurde mit dem System die spektrale Verteilung einer Feuerzeugflamme untersucht. Dazu wurde die Einkoppelfaser (50/125 $\mu$ m) ohne Einkoppeloptik an verschiedenen Positionen vor die Flamme fixiert. In Abhängigkeit von der Position vor der Flamme wurde die spektrale Intensität gemessen (Abbildung 59). Diese Messungen machen die Möglichkeiten des Systems deutlich, wobei die Tatsache des Faseraufbaus besonders zum Tragen kommt. Bei Verwendung eines geeigneten Sensorkopfes kann z.B. eine Gasentladung oder ein Plasma spektral untersucht werden kann. Darüber hinaus läßt sich das System in dieser Konfiguration z.B. bei der Flammenanalyse in Heizungsanlagen oder bei der Verbrennungsanalyse von Benzinmotoren einsetzen.

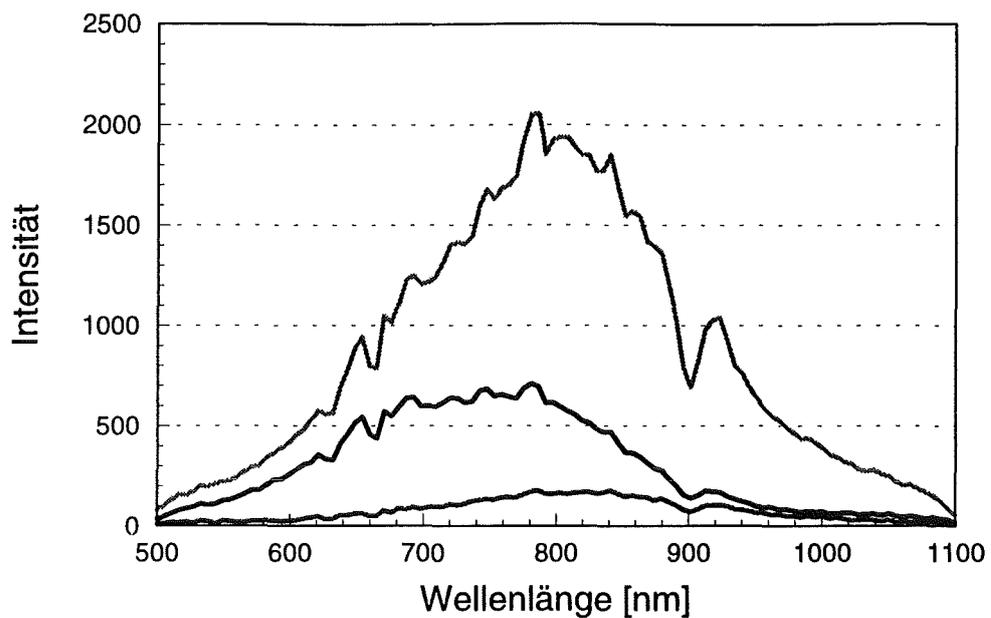


Abbildung 59: Spektrale Intensitätsverteilung an verschiedenen Positionen einer Feuerzeugflamme

## 7. Zusammenfassung und Diskussion

Mit der hier vorliegenden Arbeit wurde ein Mikrospektrometer erarbeitet und charakterisiert, mit dem es möglich ist, einen Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm abzudecken. Dabei wurde ein Gesamtaufbau aus miniaturisierter Lichtquelle, Gitterbaustein und Diodenzeile realisiert. Der Gitterbaustein, der für den Einsatz in Verbindung mit Fasersensoren ausgelegt ist, stellt den zentralen Baustein des Gesamtsystems dar und wird mit dem LIGA-Verfahren hergestellt, indem in einen planaren Polymerwellenleiter ein selbstfokussierendes Reflexionsgitter, Faserführungsgruben für eine Einkopplungsfaser sowie die Fokuszeile zum Ankoppeln der Diodenzeile in einem Schritt strukturiert werden. Somit entfallen jegliche zu justierende Aufbauten, was die Herstellung des Gitterbausteins wesentlich vereinfacht und damit auch kostengünstig gestaltet.

Schon die theoretischen Betrachtungen zeigten, daß die Herstellung breitbandiger Gitterbausteine eine sehr hohe Anforderung an die Strukturgenauigkeit im Submikrometerbereich über den kompletten Fertigungsprozeß stellen. Es müssen Gitterzähne mit einer Stufenhöhe im Bereich von 0.3 µm und einer Gitterkonstante von ca. 2 µm - 3 µm mit extrem hoher Genauigkeit und geringer Eckverrundung über der gesamten Strukturhöhe von 125 µm strukturiert werden. Um diese Qualität realisieren zu können, mußten alle Prozeßschritte auf ihre Qualität hin untersucht und entsprechend optimiert werden. Insbesondere wurde bei der Elektronenstrahlolithographie eine besondere Schreibstrategie entwickelt. Das Problem war dabei, daß einerseits Riefenstrukturen, die sich durch unvermeidliche Pixelsprünge bei der Anpassung der zu schreibenden Linie ergeben, vermieden werden mußten, ohne daß die Verrundung der Struktur merklich zunahm. Dies war nur durch einen Kompromiß zwischen *Beam-Step-Size* und *Spot-Size* möglich. Damit die Qualität der Maskenstrukturen bei der Röntgentiefenlithographie auch in den Resist übertragen werden konnte, mußte die in der Maske während der Bestrahlung absorbierte Leistung reduziert werden. Dabei erwies sich der Einsatz von Vorabsorberfolien aus Titan als vorteilhaft, da damit gleichzeitig die Fluoreszenzstrahlung aus der Maske vermindert werden konnte.

Unabhängig davon erwies es sich als vorteilhaft, die wenn auch geringe jedoch trotzdem nicht vollständig zu vermeidende Verrundung der Zahnstrukturen positiv auszunutzen, indem die Gitterbausteine als geblazte Gitter in 1. Ordnung ausgelegt wurden. Obwohl in diesem Fall im Vergleich zu Gitterbausteinen, die in zweiter Ordnung arbeiten, die Abmessungen der Gitterzähne kleiner sind, wurden mit diesen Bausteinen vergleichbare bzw. zum Teil bessere Ergebnisse erzielt. Dies liegt daran, daß in diesem Fall eine Überlagerung des Sinusgitters, das durch die Verrundung

der Zähne entsteht, mit dem geblazten Gitter stattfindet und damit auch die für das Sinusgitter maximale Intensität in 1. Ordnung genutzt werden kann.

Im Hinblick auf eine kostengünstige Massenfertigung der Spektrometerbausteine wurde ein Verfahren zur Strukturierung zweischichtiger Wellenleiterstrukturen durch Prägen entwickelt. Dabei darf der Prozeß nicht dazu führen, daß sich durch den Prägevorgang eine ungleichmäßige Schichtdicke der einzelnen Schichten über dem Baustein ausbildet. Dies konnte erreicht werden, indem man den Strukturierungsprozeß in zwei Teilschritte unterteilt, die erste Schicht zunächst unter Zuhilfenahme eines weichen Preßstempels prägt und anschließend mit der zweiten Schicht während eines zweiten Prägeschrittes verschweißt. Die nach diesem Prozeß hergestellten Gitterbausteine zeigten vergleichbare Qualität zu den röntgenlithographisch hergestellten Bausteinen. Dies zeigt, daß auch der Abformprozeß die Strukturdetails mit der notwendigen Genauigkeit im Submikrometerbereich überträgt. Damit ist sichergestellt, daß die Gitterbausteine auch großtechnisch hergestellt werden können, was für eine breite Anwendung eine notwendige Voraussetzung ist.

Zur Überprüfung der theoretischen Vorhersagen sind eine Anzahl unterschiedlicher Gitterbausteine hergestellt und optisch charakterisiert worden. Der Vergleich der Bausteine zeigt, daß sowohl die gewünschte Gitterfunktion als auch eine hohe Transmission erzielt werden kann. Insbesondere ist es mit einem Baustein, der in der 1. Beugungsordnung arbeitet, möglich, den Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm zu erfassen. Durch die Überlagerung von Sinus- und "Blaze"-Gitter erreichen die Bausteine im Bereich der "Blaze"-Wellenlänge Intensitäten von 20 % bis 25 %. Aber auch an den Randwellenlängen ergeben sich immer noch vergleichsweise hohe Transmissionen von 12 %.

Da auch für in zweiter oder dritter Ordnung arbeitende Bausteine ähnlich gute Werte für die Transmission gemessen wurden, sind auch diese Bausteine interessant. Dies gilt insbesondere dann, wenn ein kleinerer Wellenlängenbereich erfaßt werden muß und gleichzeitig die Auflösung erhöht werden soll. Da diese Bausteine keine neuen Anforderungen an die Prozeßtechnik stellen, können sie mit dem im Rahmen dieser Arbeit erarbeiteten Prozeß-Know-how relativ leicht realisiert werden. Dies bedeutet aber, daß mit den Gitterbausteinen anwendungsoptimierte Lösungen bereitgestellt werden können.

Der Aufbau des miniaturisierten Spektrometersystems erfordert neben dem Gitterbaustein auch eine geeignete, den Anforderungen der Miniaturisierung gerecht werdende Weißlichtquelle. Es wurden miniaturisierte Halogenlampen eingesetzt, die in einen Faserstecker untergebracht werden können und die aufgrund ihrer kleinen Leuchtquelle eine effektive Einkopplung in die eingesetzten Glasfasern ohne abbildende Elemente erlauben. Diese Faserlichtquelle wird üblicherweise mit

200 mWatt betrieben, hat jedoch noch genügend Leistungsreserven, um auch einen Betrieb mit höherer Lichtintensität zu erlauben, was gerade dann interessant ist, wenn spektrale Aufgaben am Rand des Spektralbereiches mit dem Wunsch nach einer hohen Dynamik bearbeitet werden sollen. Durch die geringe Leistungsaufnahme ist natürlich auch die Wärmeabstrahlung der Lichtquelle gering, was sich positiv auf das Verhalten des Gesamtsystems auswirkt. Außerdem ist die geringe Leistungsaufnahme natürlich auch unter dem Gesichtspunkt der Realisierung eines batteriebetriebenen Hand-Gerätes für den Feldeinsatz besonders wichtig.

Die Ankopplung der im System notwendigen Diodenzeile positioniert zur Fokuszeile des Spektrometerbausteins wurde dadurch gelöst, daß an der Stelle der Fokuszeile eine 45° Kante mit Hilfe des LIGA-Verfahrens erzeugt wird. Dazu wird die Einheit Maske und Substrat relativ zum Strahl gekippt. Durch Totalreflexion an der Kante wird das Licht aus der LIGA-Ebene ausgekoppelt und kann so mit der Diodenzeile detektiert werden. Bezüglich der Positionierung der Diodenzeile muß kein Aufwand betrieben werden, da die Pixelhöhe bei ca. 500 µm liegt. Die Wellenlängeneichung der Diodenzeile kann durch die charakteristischen Absorptionspeaks von PMMA *in-situ* erfolgen.

Die wichtigsten Parameter des Gesamtsystems, die unter Anwendungsgesichtspunkten eine Rolle spielen, sind die Dynamik, die minimal und maximal detektierbaren Signaländerungen sowie die Auflösung. Um das Anwendungspotential des Systems aufzuzeigen wurden diese ermittelt.

Die Dynamik ergibt sich aus den spektralen Eigenschaften aller Komponenten, der Lichtquelle, des Spektrometerbausteins und der Diodenzeile. Die obere Grenze der Intensität wird durch die Sättigung der Ladekondensatoren auf der Diodenzeile festgelegt. Für einen aussagekräftigen Betrieb darf die Signalstärke nicht in diesen Bereich gelangen. Aufgrund der Überlagerung der spektralen Kennlinien der drei Systemkomponenten ergibt sich ein Intensitätsmaximum um 800 nm. In diesem Bereich hat das System eine Dynamik von 2500. Für den Rand des Wellenlängenbereiches fällt die Dynamik auf 500 ab. Durch die Verwendung von Kantenfiltern kann der Bereich der maximalen Dynamik flexibel über den gesamten Spektralbereich von 400 nm bis 1100 nm verschoben werden. Durch Nachregeln der Lichtquelle wird im gewünschten Analysebereich die maximale Intensität und damit die Dynamik eingestellt, wobei das Filter parallel dafür sorgt, daß die anderen Spektralbereiche nicht in Sättigung liegen. Wie die Untersuchungen gezeigt haben, wird die Dynamik im Wesentlichen von den Eigenschaften der Diodenzeile bestimmt. Es ist deshalb notwendig, um die Dynamik zu steigern, das Verhältnis von Sättigungsstrom zu Rauschen der Diodenzeile zu verbessern. Dies erfordert zum

Teil andere Auswertestrategien, ist jedoch im Prinzip möglich. Obwohl das Gerät bereits jetzt eine hohe Leistungsfähigkeit besitzt, läßt sich damit die Empfindlichkeit steigern, was gerade für eine Spurenanalytik besonders wichtig ist. Derzeit liegen die Grenzen des Systems bei einer maximal detektierbaren Extinktion von 2.8 und bei einer minimal detektierbaren Extinktion von  $0.5 \cdot 10^{-3}$ . Die Streulichtdämpfung liegt bei über 30 dB bei Einkopplung einer monochromatischen Wellenlänge mit einer Bandbreite von 1 nm. Für die Auflösung wurden bei Gitterbausteinen, die eine Dispersion von  $0.16 \text{ nm}/\mu\text{m}$  besaßen, und bei einer Pixelbreite der Diodenzeile von  $25 \mu\text{m}$  Werte, von 8 nm bestimmt. Dies ist im wesentlichen auf die Modendispersion und die endliche Zahl der ausgeleuchteten Gitterzähne zurückzuführen. Die Auflösung läßt sich auf 3.6 nm steigern, wenn man für die einzelnen Wellenlängen Fitkurven aus den Signalwerten benachbarter Pixel erarbeitet. Damit sind die Anforderungen, die von einer "online" Prozeßanalytik gestellt werden durchaus erfüllbar. Werte, wie man sie mit Gittermonochromatoren erreicht werden, werden jedoch schon vom Prinzip her nicht realisierbar sein.

Die Leistungsfähigkeit des Systems wurde durch die spektrale Analyse einer Reihe von Substanzen aufgezeigt. Am Beispiel der Sauerstoffmessung von venösem und arteriellem Blut wird die große Empfindlichkeit des Systems auch im Falle stark absorbierender Medien belegt. Die Messung von  $\text{NH}_3$  mit Hilfe von optochemischen Sensoren zeigt, daß auch schwach absorbierender Stoffe mit ausreichender Empfindlichkeit nachgewiesen werden können.

Weitere Anwendungsbeispiele wie die Farberkennung oder Flammenanalyse zeigen die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten auf.

Mit diesen Beispielen wird die breite Anwendungsmöglichkeit des Systems deutlich. Der Vorteil liegt darin, daß das System durch die Kombination von Fasersensorköpfen und durch den modifizierbaren Aufbau an die gestellten Aufgaben einfach angepaßt werden kann. Mit dem in der Arbeit vorgestellten System mit einer hochwertigen Diodenzeile wurde ein leistungsfähiges aber auch aufgrund des Preises der Diodenzeile vergleichsweise teures System präsentiert. Je nachdem welche Leistungsfähigkeit das System haben soll, kann eine entsprechende ausgelegte Diodenzeile eingesetzt werden. Die Gesamtkosten des Systems werden durch die Kosten der Diodenzeile bestimmt, die je nach Anforderung zwischen 300.- DM und 3000.- DM liegen. Es sind jedoch auch noch günstigere Lösungen vorhanden. Besteht beispielsweise die Anforderung, nur einzelne Farben zu erkennen, so kann mit der Verwendung von Position Sensitive Devices (PSD) ein kostengünstiges System aufgebaut werden, das durchaus konkurrenzfähig zu gängigen Filtersystemen ist. Ist es notwendig, nur wenige Kanäle spektroskopisch zu erfassen, so läßt sich die Diodenzeile durch Fasern ersetzen, die mit

Siliziumphotodioden verkoppelt sind, ersetzt werden kann. Dabei bestimmt die Empfindlichkeit der Photodiode das Leistungsvermögen des Systems. Es können jedoch auch bzw. gerade deshalb empfindliche Systeme aufgebaut werden. Die Preissituation wird sich bei drei bis fünf Kanälen in der Regel günstiger gestalten als beim Einsatz einer Diodenzeile.

Die derzeitige Schwäche des Systems liegt darin, daß der erfaßbare Spektralbereich erst bei 400 nm beginnt und bereits bei 1100 nm endet. Er kann bisher allenfalls nach oben durch den Einsatz von deuteriertem PMMA auf 1500 nm erhöht werden. Gerade bei der direkten Detektion von Schwermetallen im Abwasser ist der Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 400 nm von gesteigertem Interesse. Für die Detektion von organischen Gasen ist dagegen der Wellenlängenbereich um 2 µm bis 4 µm besonders interessant. Im ersten Fall könnte die Abformtechnik einen Lösungsweg anbieten, da damit der Einsatz einer breiten Materialpalette möglich ist. Somit können auch neue Materialien mit einer geringen Dämpfung im UV-Bereich für die Herstellung der Gitterbausteine eingesetzt werden. Allerdings werden in diesem Bereich noch umfangreiche Materialuntersuchungen notwendig sein. Da jedoch die Gitterstrukturierung mit den erarbeiteten Prozeßparametern prinzipiell kein Problem darstellen sollte, lassen sich durch die Kombination dieser Bausteine mit einer Deuteriumlampe auch für diesen Spektralbereich effiziente Spektrometersysteme realisieren.

Für Spektrometerbausteine für den IR-Bereich muß ein neues Konzept der Lichtleitung gewählt werden, da in diesem Bereich alle Kunststoffe mit Ausnahme von engen Fenstern stark absorbieren. Da jedoch die Reflexion an metallischen Grenzschichten relativ hoch ist, steht zu hoffen, daß durch die Lichtleitung in einem Hohlwellenleiter mit verspiegelten Wänden Spektrometer realisiert werden können, mit denen in diesem Spektralbereich eine geringe Wellenleiterdämpfung erreicht werden kann. Gleichzeitig kann bei einem solchen Aufbau der Spektrometerbaustein selbst als Küvette eingesetzt werden. Sicherlich müssen auch noch in diesem Bereich umfangreiche Forschungsaktivitäten durchgeführt werden. Als besonderer Schwerpunkt muß dabei auch das Erarbeiten einer geeigneten Peripherie wie Lichtquelle oder Detektoren angegangen werden. Diese Aktivitäten erscheinen jedoch lohnenswert, wenn man überlegt, daß mit einem geeigneten Spektrometer derzeitige makroskopische Aufbauten ersetzt werden können, deren Preise im Bereich von einigen zehntausend DM liegen. Damit könnten eine Vielzahl von Problemstellungen angegangen werden, die bisher aus Kostengründen nicht bearbeitet werden konnten.

## 8. Literaturverzeichnis

- [Ame72] American Institute of Physics Handbook  
Mc Graw-Hill, 3. Auflage, New York, 1972
- [And90] B. Anderer, W. Ehrfeld, J. Mohr:  
Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren  
Wellenlängen-Demultiplexers mit einem selbstfokussierendem  
Reflexionsbeugungsgitter  
KfK-Bericht 4702, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Be85] E. W. Becker, W. Ehrfeld, P. Hagmann, A. Maner, D. Münchmeyer:  
Fabrication of microstructures with high aspect ratios and graet structural  
heights by synchroto radiation lithography, galvanofoming, and plastic  
molding (LIGA process)  
Microelectronic Engineering 4, 1986
- [Bo86] M. Born, E. Wolf:  
Principles of Optics  
Pergamon Press, Oxford, 1986
- [Czo92] R. Czolk, J. Reichert, H.J. Ache:  
An optical sensor for the detection of heavy metal ions  
Sensors and Actuators B, 7, 540, 1992
- [Eng82] S. Engman, P. Lindblom:  
Blaze characteristics of echelle gratings  
Applied Optics, Vol. 21, No. 23, 1982
- [Erh93] U. Erhart, J. Göttert, C. Müller:  
Untersuchungen zum Reflexionsvermögen von metallischen und  
metallisierten LIGA-Mikrostrukturen  
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1993
- [Gle86] R.M. Glen:  
Polymeric Optical Fibre  
Chemtronics, Vol. 1, 1986
- [Göt91] J. Göttert, J. Mohr, C. Müller:  
Mikrooptische Komponenten aus PMMA, hergestellt durch  
Röntgentiefenlithographie , Werkstoffe der Mikrotechnik

-Basis für neue Produkte- , VDI/VDE Gesellschaft Feinwerktechnik, Karlsruhe  
Tagungsbericht 933, 1991

- [Göt92] J. Göttert, J. Mohr, C. Müller:  
Examples and Potential Applications of LIGA Components in Microoptics  
Workshop "Integrierte und Mikrooptik in Polymeren", Mainz, Teubner  
Taschenbuch der Physik, 1992
- [Göt93] J. Göttert:  
Grundlagen und Anwendungsmöglichkeiten der LIGA-Technik in der  
Mikrooptik  
KfK-Bericht 5153, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Gra86] G. Grau:  
Optische Nachrichtentechnik  
Springer-Verlag, Berlin, 1986
- [Ha90] M. Harmening, W. Ehrfeld:  
Untersuchungen zur Abformung von galvanisierbaren Mikrostrukturen mit  
großer Strukturhöhe aus elektrisch isolierenden und leitfähigen Kunststoffen  
KfK-Bericht 4711, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [He74] Eugene Hecht:  
Optics  
Addison-Wesley Publishing Company, 1974
- [Hut81] M. C. Hutley, W. R. Hunter:  
Variation of Blaze of Concave Diffraction Gratings  
Appl. Opt., Vol. 21/23, 1981
- [Hut82] M.C. Hutley:  
Diffraction Gratings  
Academic Press, London, 1982
- [Kai85] T. Kaino:  
Plastic Materials for Optical Communications  
Opt. Devices&Fibers, Vol. 17, Ohmsha Ltd. and North-Holland Publishing  
Co., 1985
- [Ku88] N. Kuzuta, E. Hasegawa:  
An optical demultiplexer using a flexible replica grating, an embedded optical

waveguide, and an uneven fiber space array

J. Appl. Phys., Vol. 64/7, 1988

- [Lan62] Landolt-Börnstein:  
II. Band, 8. Teil, Optische Konstanten  
Springer-Verlag, 6. Auflage, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1962
- [Ma88] A. Maner, W. Ehrfeld, R. Schwarz:  
Galvanotechnik 79, 4, 1988
- [Me85] Günther Mechelke:  
Einführung in die Analog- und Digitaltechnik  
H. Stam GmbH, Köln-Porz, 1985
- [Me93] W. Menz, P. Bley:  
Mikrosystemtechnik für Ingenieure  
VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim, ISBN 3-527-29003-6
- [Mo88] J. Mohr, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer:  
Analyse der Defektursachen und der Genauigkeit der Strukturübertragung  
bei der Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung  
KfK-Bericht 4414, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Mor93] A. Morales-Bahnik, R. Czolk, H.J. Ache:  
An optochemical ammonia sensor based on immobilized metalloporphyrins  
EUROSENSORS VII, Budapest, Ungarn, 1993
- [Mü91] C. Müller, J. Mohr:  
Analyse des Leistungsvermögen eines mit der Röntgentiefenlithographie  
hergestellten optischen Demultiplexers  
Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1991
- [Mü93a] C. Müller, H. Hein:  
Spezielle Probleme der Elektronenstrahlolithographie bei der Herstellung  
mikrooptischer Komponenten am Beispiel des Gitterspektrographen  
Primärbericht Nr. 41.01.05.P.01C, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [Mü93b] C. Müller, J. Mohr:  
A Microspectrometer Fabricated by the LIGA Process  
Interdisciplinary Science Reviews, Vol. 18, No. 3, 1993

- [Mü93c] C. Müller, A. Neyer, A. Rogner:  
Polymere Komponenten für die Mikrooptik und Integrierte Optik  
tm- Technisches Messen 60, 1993
- [Pan93] F. J. Pantenburg:  
persönliche Mitteilung
- [Reu83] A. Reule:  
Das Auflösungsvermögen von Gittern in planaren Multimode-Wellenleitern  
und sein Zusammenhang mit der Krümmung der Spektrallinien im  
Gitterspektrographen  
Optik, Vol. 66/1, 1983
- [Sch79] G. Schreyer:  
Optische Eigenschaften der Acrylgläser  
Kunststoffhandbuch Bd. 9, Hanser, München, 1979
- [Schä93] M. Schäfer, C. Müller, R. Ruprecht  
Grundlegende Untersuchungen zur Abformung eines Wellenlängen-  
Demultiplexers  
Studienarbeit Universität Karlsruhe, 1993
- [Scho90] W. K. Schomburg, P. Bley, H. Hein, J. Mohr:  
Masken für die Röntgentiefenlithographie  
Fachtagung Mikrosystemtechnik, 8. November 1990, München, VDI-Bericht
- [Scho91] W. K. Schomburg, H. J. Baving, P. Bley:  
Ti- and Be-X-Ray Masks with Alignment Windows for the LIGA Process  
Microelectronic Engineering 13, 1991
- [Sta93] 1. Statuskolloquium des Projektes Mikrosystemtechnik  
KfK-Bericht 5238, Kernforschungszentrum Karlsruhe
- [The92] J. Theis, H. Deckers, K. Fritsch, R. Fuss, R. Stern, D. Karim, H. Kim, L.  
Lanieve:  
Polymer optical fibers - performance, achievements and prospects  
Proc. of Plastic Optical Fibres and Applications Conference, Paris, 1992
- [Ye81] H. W. Yen, H. R. Friedrich, R. J. Morrison, G. L. Tangonan:  
Planar Rowland Spectrometer for Fiber-Optic Wavelength Demultiplexing  
Opt. Lett., Vol. 6/12, 1981