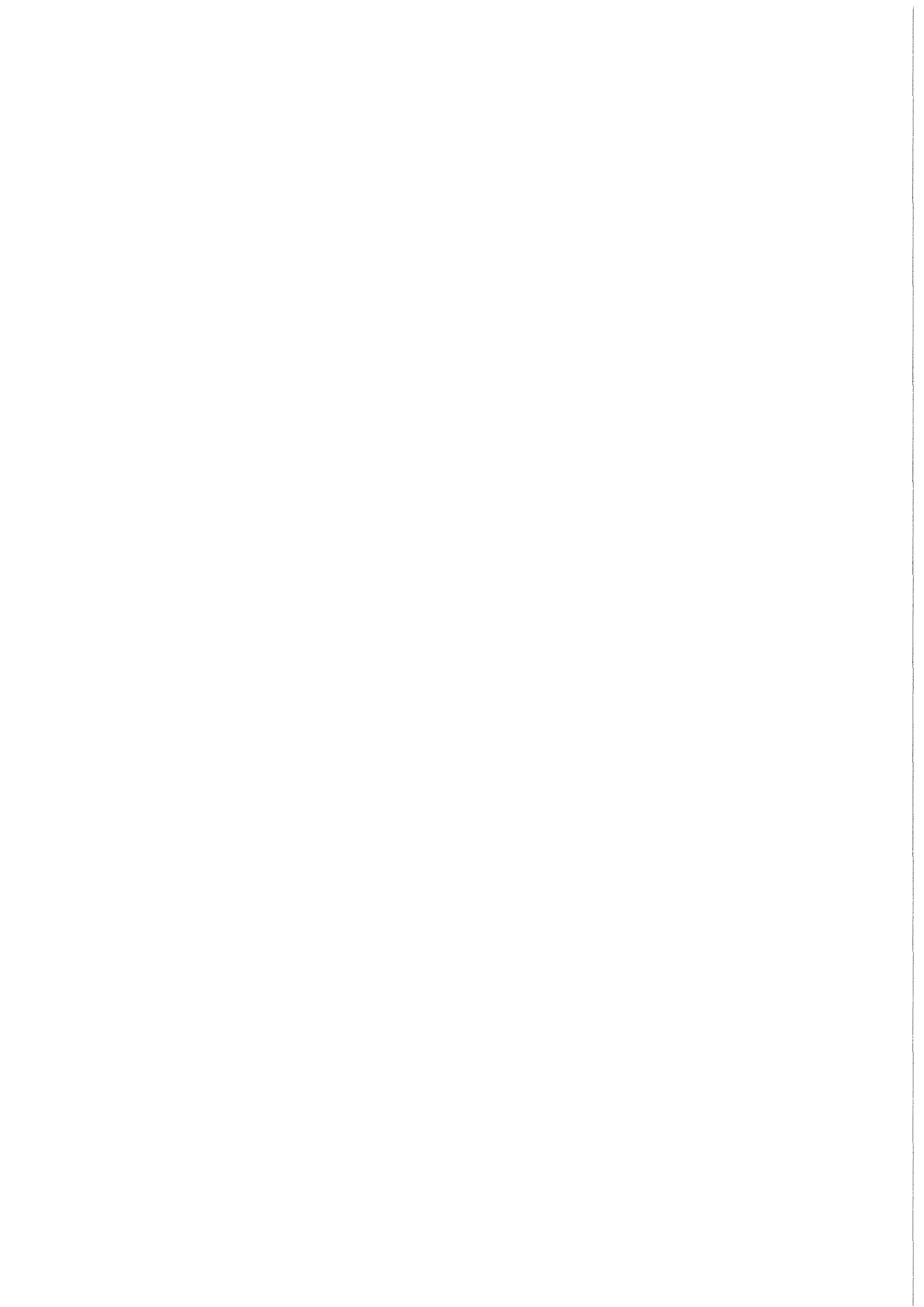


KfK 4702  
März 1990

# **Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter**

B. Anderer, W. Ehrfeld, J. Mohr  
Institut für Mikrostrukturtechnik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Mikrostrukturtechnik

KfK 4702

**Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung  
eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers  
mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter**

B. Anderer<sup>\*)</sup>, W. Ehrfeld<sup>\*\*)</sup>, J. Mohr.

<sup>\*)</sup> von der Fakultät für Maschinenbau der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

<sup>\*\*)</sup> STEAG Aktiengesellschaft, Unternehmensbereich Mikrotechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## **Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren Wellenlängen - Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsbeugungsgitter**

### **Zusammenfassung:**

Im Rahmen der Produktentwicklung mit dem LIGA-Verfahren wurden die Grundlagen für die röntgentiefenlithographische Herstellung eines planaren Gitterspektrographen mit einem selbstfokussierenden Reflexionsgitter geschaffen, der als Wellenlängen-Demultiplexer in der optischen Nachrichtentechnik einsetzbar ist. Dabei wurden einerseits die theoretische Basis für die Bausteinentwicklung erarbeitet und anhand eines Prototypentwurfs die Genauigkeitsanforderungen an das Absorbermuster der Röntgenmasken aufgestellt, sowie andererseits ein geeignetes lichtleitendes Multimoden-Resistschichtsystem für eine spätere Realisierung des Bausteins zur Verfügung gestellt.

Die theoretischen Grundlagen für den Röntgenmaskenentwurf wurden auf der Basis eines Anforderungskatalogs für einen Demultiplexerprototyp hergeleitet. Dabei wurde besonders der Vorteil der zweidimensionalen Gestaltungsfreiheit einer tiefenlithographischen Strukturierung genutzt. Es wurden die mathematischen Entwurfsgrundlagen eines selbstfokussierenden Reflexionsgitters geschaffen, bei dem die Gitterfurchengestalt, die Variation der Furchenbreite sowie die Krümmung des Gitterquerschnitts optimal auf vorgegebene Bausteinanforderungen abgestimmt werden können. Ausgehend von zehn Spektralkanälen (Spektralbereich 720-900 nm) wurde ein Gitterentwurf mit einer optimierten Strahlungsauskopplung in zehn direkt benachbarte Stufenindex-Glasfasern erstellt. Dessen Umsetzung in eine Röntgenmaske erfordert eine Genauigkeit der Strukturgeometrie  $<0.2 \mu\text{m}$  und eine Kantenrauigkeit sowie eine Maßhaltigkeit des Reflexionsgitter-Absorbermusters  $<0.1 \mu\text{m}$ .

Um eine spätere Realisierung des Demultiplexers sicherzustellen, wurde ein 125 hoher 3-Schicht-Resistaufbau mit einer  $50 \mu\text{m}$  dicken, lichtleitenden PMMA-Kernschicht und zwei Copolymer-Mantelschichten aus MMA und Tetrafluorpropylmethacrylat entwickelt. An dem 3-Schicht-Resistaufbau konnte gezeigt werden, daß erstens die Qualität der tiefenlithographisch erzeugten Mikrostrukturen weitgehend der von PMMA-Mikrostrukturen entspricht, daß zweitens die spektralen Dämpfungen tiefenlithographisch integrierter Streifenwellenleiter bis 860 nm bei 0.2 dB/cm liegen und daß drittens die Erweichungstemperatur des Resistschichtaufbaus oberhalb der für die selektierten Gradientenindex-Glasfasern angegebenen Temperaturarbeitsgrenze von  $80^\circ\text{C}$  liegt.

**Fundamentals for the Fabrication of a Planar Wavelength Division Demultiplexer  
with a Self - Focusing Reflection Grating  
by Deep - Etch Synchrotron Radiation Lithography**

**Abstract:**

Within the framework of product development based on the LIGA process the fundamentals have been worked out for the lithographic fabrication with synchrotron radiation of a planar grating spectrograph with a self-focusing reflection grating which can be used as a wavelength division demultiplexer in fiber-optics communications. On the one hand, the theoretical basis has been elaborated for the development of the component and the requirements made on the accuracy of the absorber pattern of the X-ray masks have been specified by a prototype design and, on the other hand, a suitable light guiding multimode resist system has been made available for the future construction of the device.

The theoretical bases of the X-ray mask design have been derived from a list of requirements applicable to a demultiplexer prototype. Above all, use has been made of the advantage offered by the two-dimensional design freedom in the lithographic pattern generation. The mathematical design fundamentals have been created for a self-focusing reflection grating in which the form of the grating grooves, the variation of the groove width and the curvature of the grating cross-section can be optimally adapted to requirements defined with respect to the device. Starting from 10 spectral channels (spectral range 720-900nm) a grating design has been elaborated with optimized decoupling of radiation in 10 directly adjoining step index silica fibers. Its materialisation in a X-ray mask calls for an accuracy of the pattern geometry of  $<0.2 \mu\text{m}$  and a roughness of edges as well as a dimensional stability of the reflection grating absorber pattern of  $<0.1 \mu\text{m}$ .

In order to ensure that the demultiplexer can be fabricated at a later stage, a trilevel resist compound with  $125 \mu\text{m}$  thickness in total has been developed with a  $50 \mu\text{m}$  thick, light guiding core layer made of PMMA and two copolymer clad layers made of MMA and tetrafluoropropylmethacrylate. It has been possible to show with the trilevel resist compound that first the quality of the microstructures produced by synchrotron radiation lithography largely correspond to that of PMMA microstructures, that second the spectral attenuation of light guide strips lithographically shaped in the resist compound are around  $0.2 \text{ dB/cm}$  up to  $860 \text{ nm}$ , and that third the softening point of the resist compound occurs above the limit indicated as the working temperature of  $80^\circ\text{C}$  for the selected gradient index silica fibers.

## Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Zusammenfassung .....	1
2. Theoretische Grundlagen .....	7
2.1. Lichtleitender 3-Schicht-Resistaufbau .....	8
2.1.1. Konzept .....	8
2.1.2. Polymerauswahl und Herstellungskriterien dämpfungsarmer Resistschichten .....	10
2.2. Entwurf eines in einer lichtleitenden Multimoden-Resistschicht strukturierbaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsgitter .....	15
2.2.1. Spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals und dessen Einfluß auf den Demultiplexerentwurf .....	17
2.2.2. Abbildungsfehlerarme, selbstfokussierende Gitteranordnung .....	21
2.2.3. Effizienz des Reflexionsgitters .....	25
2.2.4. Zweidimensionaler Demultiplexerentwurf für die Röntgenmaskenstrukturierung .....	30
3. Experimentelle Untersuchungen zu den Polymeren und zur Herstellung des 3-Schicht-Resistaufbaus .....	35
3.1. Bestimmung der Copolymerzusammensetzung des Mantelschichtpolymers .....	36
3.1.1. Probenfertigung .....	37
3.1.2. Meßergebnisse .....	39
3.2. Wärmeformbeständigkeit der Schichtpolymere .....	41
3.3. Röntgentiefenlithographische Strukturierbarkeit des Mantelschichtpolymers .....	42
3.3.1. Probenfertigung .....	42
3.3.2. Röntgentiefenlithographische Strukturierung .....	43
3.3.3. Versuchsergebnisse .....	43
3.4. Optische Dämpfung der Schichtpolymere .....	45
3.4.1. Probenfertigung .....	45
3.4.2. Meßergebnisse .....	45
3.5. Herstellung des 3 - Schicht - Resistaufbaus .....	47
3.5.1. Folienfertigung .....	47
3.5.2. Verschweißprozess .....	48

4. Experimentelle Untersuchungen zur röntgentiefenlithographischen Strukturierung des 3-Schicht-Resistaufbaus .....	50
4.1. Spannungsrisse .....	51
4.2. Herstellung des 3-Schicht-Resistaufbaus auf einer röntgenunempfindlichen Kunststoffgrundplatte .....	51
4.3. Versuchsergebnisse .....	53
5. Experimentelle Untersuchungen zur spektralen Dämpfung des 3-Schicht-Resistaufbaus .....	55
5.1. Versuchsaufbau .....	55
5.2. Versuchsdurchführung .....	56
5.3. Versuchsergebnisse .....	57
6. Diskussion .....	59
7. Verwendete Formelzeichen .....	65
Anhang 1: Einführung von effektiven Modenwellenlängen .....	67
Anhang 2: Rechnungen zur Verteilung der gebeugten Strahlung eines Spektralkanals eines planaren Reflexionsgitters unter Berücksichtigung der modenbedingten Unschärfe .....	69
Anhang 3: Abbildungsrechnungen zu einem planaren, selbstfokussierenden Reflexionsgitter .....	74
Anhang 4: Reflektierende Flächen einer tiefenlithographisch erzeugten Reflexionsgitterstruktur .....	83
Anhang 5: 'Raytrace'-Simulationen der spektralen Strahlungsauskopplung und des Übersprechverhaltens eines planaren, selbstfokussierenden Reflexionsgitters .....	85
Anhang 6: Wertetabellen des Demultiplexerentwurfs .....	90
Literaturverzeichnis .....	92



## 1. Einleitung und Zusammenfassung

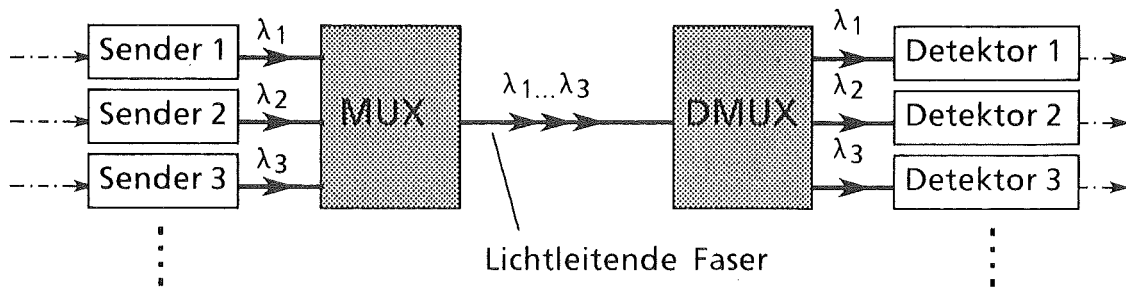
Die steigende Zahl der nachrichtentechnischen Dienste und der Trend, alle Informationen in digitaler Form zu übertragen, stellen Anforderungen an die Übertragungssysteme, denen herkömmliche Koaxialkabelsysteme und Richtfunkanlagen in Zukunft nicht mehr gewachsen sind. Hier wird die Nachrichtenübertragung mittels Lichtleitfasern eine dominierende Rolle übernehmen [1]. Gründe dafür sind Vorteile wie

- hohe Übertragungsraten aufgrund der geringen Lichtwellenlängen im Vergleich zu den von herkömmlichen Mikrowellen und Millimeterwellen,
- geringe Größe und geringes Gewicht,
- keine elektrische Leitfähigkeit und damit keine Anfälligkeit gegen Erdschleifen- oder Schnittstellenprobleme,
- Unempfindlichkeit gegen elektromagnetische Störstrahlung,
- hohe Abhörsicherheit,
- Trend zu niedrigeren Kosten als herkömmliche Systeme.

Lichtleitfasern bestehen aus einem lichtleitenden Kern und einem totalreflektierenden Mantel. Während für Übertragungsstrecken  $>20$  km vorwiegend Monomodenglasfasern ( $3-10 \mu\text{m}$  Kern-,  $50-125 \mu\text{m}$  Manteldurchmesser) eingesetzt werden, verwendet man im Mittel- und Kurzstreckenbereich die kostengünstigeren Multimodenglasfasern ( $\geq 50 \mu\text{m}$  Kern-,  $\geq 125 \mu\text{m}$  Manteldurchmesser).

Bereits jetzt werden Anstrengungen unternommen, die Übertragungskapazität einer Faser noch wesentlich zu erhöhen. Eine Möglichkeit dazu bietet die Mehrfachnutzung eines faseroptischen Übertragungsweges durch Lichtsignale unterschiedlicher Wellenlänge, die sogenannte Wellenlängenmultiplex-Technologie.

Ein modernes Wellenlängenmultiplex-System (Abb.1) enthält mehrere Lichtsender (Laserdioden), die durch elektronische Signale modulierte Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge abgeben. Die Lichtsignale der einzelnen Sender werden mittels eines Multiplexers in die Übertragungsfaser eingekoppelt. Am Ende der Übertragungsstrecke wird das Licht mit einem Demultiplexer wieder in seine spektralen Komponenten zerlegt und verschiedenen Detektoren zugeführt. Um eine hohe Flexibilität der Bausteine zu erhalten, werden im allgemeinen Multiplexer und Demultiplexer sowie Sender und Detektoren separat gefertigt und anschließend über Lichtleitfasern miteinander verbunden. Entwicklungsziele der Multiplex-Bausteine sind allgemein

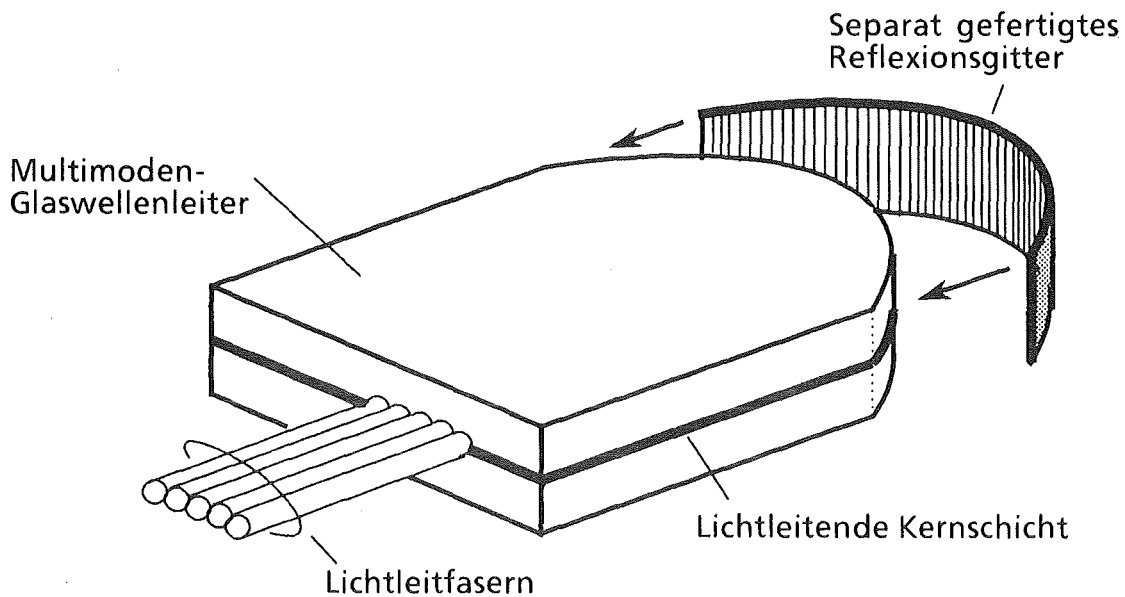


**Abb.1:** Technische Komponenten eines optischen Wellenlängenmultiplexsystems (MUX = Multiplexer; DMUX = Demultiplexer;  $\lambda$  = Wellenlänge).

- kleine Eigendämpfung (<3 dB),
- große Übersprechdämpfung (>35 dB),
- kleine geometrische Abmessungen,
- einfache Herstellung,
- hohe Zuverlässigkeit,
- einfacher, zuverlässiger Anschluß mittels Fasersteckern oder durch Spleißen.

Die Bausteine können durch verschiedene physikalische Prinzipien und Bauelemente realisiert werden [2]. Während Multiplexer nicht unbedingt wellenlängenselektive Elemente enthalten müssen, können Demultiplexer nur mit diesen funktionieren. Bausteine, die miniaturisierten Gitterspektrographen mit einem selbstfokussierenden Reflexionsgitter gleichen, sind hier die einzig bekannten, die eine hohe Kanalzahl (>5) ohne den zusätzlichen Einsatz fokussierender Elemente befriedigend spektral zerlegt in separate Fasern auskoppeln können. Durch Kombination des Gitters mit einem planaren Lichtwellenleiter erhält man einen robusten, kompakten Baustein [3,4], der Fertigungs- und Justiervorteile gegenüber einer dreidimensionalen Lichtweg - Anordnung [5] in sich vereinigt.

In planaren Monomodens-Wellenleitern (Dicke 1-5 $\mu$ m) können Reflexionsgitterstrukturen mit einer Kombination aus Licht- oder Elektronenstrahlolithographie und Ionenstrahlätz- oder Ionendotieretechniken realisiert werden [6]. Bei planaren Multimodens-Wellenleitern, die wesentlich größere Schichtdicken aufweisen, ist dies aufgrund der Strukturunschärfe in der Tiefe bei den Dotiertechniken und der großen Rauigkeit der Mikrostrukturwände bei den Ionenätztechniken nicht möglich. Bekannte Labormuster planarer Multimodens-Gitterspektrographen sind meist Hybridbausteine [3,4], die aus einem aufwendig bearbeiteten, planaren Glaswellenleiter bestehen, der an einer speziell beschliffenen Stirnseite ein meist separat gefertigtes und anschließend fixiertes Reflexionsgitter aufweist (Abb.2). An den dem Gitter gegenüberliegenden, dem Lichtweg angepasst geschliffenen

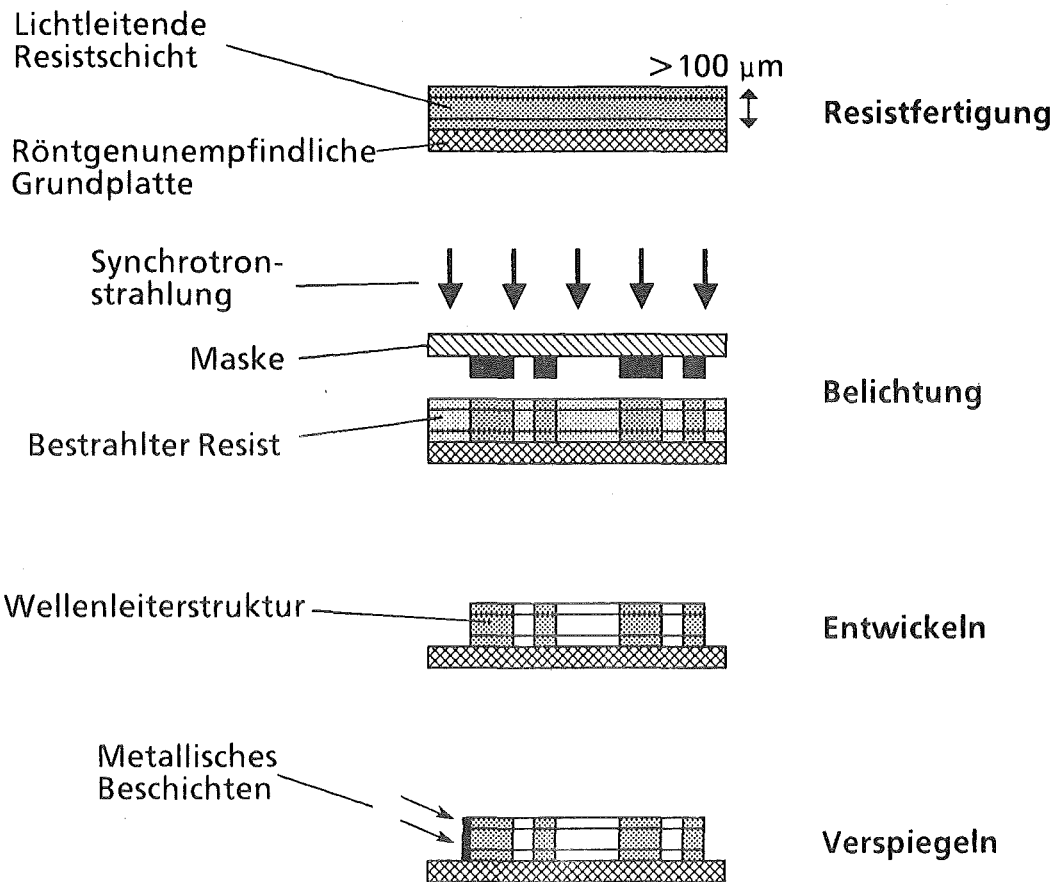


**Abb.2:** Schematischer Hybridbaustein eines als Demultiplexer einsetzbaren planaren Gitterspektrographen mit selbstfokussierendem Reflexionsgitter.

Stirnseiten befinden sich mit einem Justierverfahren angekoppelte Lichtleitfasern. Dieser kostenintensive Fertigungsaufwand könnte durch eine monolithische Integration des Gitters sowie von zusätzlichen Faserjustierführungen in den Wellenleiter wesentlich verringert werden. Ein Verfahren, das eine Integration in einen planaren Multimoden-Kunststoffwellenleiter ermöglicht und dabei die Anforderungen an die Strukturierungsgenauigkeit über die Wellenleiterdicke sowie an die geringe Rauigkeit der Mikrostrukturwände erfüllen würde, ist die Röntgentiefenlithographie.

Die Röntgentiefenlithographie ist ein Fertigungsschritt einer am Kernforschungszentrum Karlsruhe neu entwickelten Basistechnologie der Mikrofertigung [7]. Die wesentlichen Fertigungsschritte dieser Technologie sind die Tiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung zur primären Mustererzeugung aus Kunststoff [8,9], die Galvanoformung zur Herstellung von Metallstrukturen [10,11] und die Abformung mit Kunststoffen für die Massenfertigung [12] (LIGA-Verfahren).

In der Röntgentiefenlithographie wird ein röntgenempfindlicher Kunststoff (Resist) auf eine röntgenunempfindliche Grundplatte aufgebracht und über eine Maske, die aus einer schwach absorbierenden Trägermembran und einem darauf aufbrachten metallischen Absorptionsmuster besteht, mit extrem paralleler und intensiver Röntgenstrahlung aus einer Synchrotronstrahlenquelle belichtet (Abb.3). Um eine ausreichende Eindringtiefe in den Resist zu erhalten, muß das Strahlungsspektrum eine charakteristische Wellenlänge zwischen 0.2-0.5 nm



**Abb.3:** Schematische Darstellung der röntgentiefenlithographischen Fertigung eines planaren Reflexionsgitter - Demultiplexers.

haben. Bei den üblicherweise verwendeten Typen von Positivresist erfahren die bestrahlten Resistbereiche eine Verkürzung der Kettenlänge ihrer Moleküle und können deshalb mit einem Entwickler selektiv aufgelöst werden. Mit dem am meisten verwendeten Resist Polymethylmethacrylat (PMMA) lassen sich so Strukturen mit einer Abweichung der Strukturbreite  $< 0.1 \mu\text{m}$  über die Strukturhöhe von  $500 \mu\text{m}$  herstellen. Für die Herstellung eines planaren Reflexionsgitter-Demultiplexers sind Resists wie PMMA besonders interessant, da sie neben der Resisteigenschaft gleichzeitig eine hohe optische Transparenz aufweisen [14]. Besitzt eine solche Resistschicht reflektierende Grenzflächen, erhält sie Wellenleitercharakter. Nach einer tiefenlithographischen Strukturierung würde durch metallisches Beschichten der Mikrostrukturwände auch an einer Stirnseite der Resistschicht eine Reflexion erreicht, womit ein Reflexionsgitter realisiert werden könnte.

Bisher existieren jedoch weder Konzepte für den Aufbau einer Resistschicht mit geringen Wellenleiterdämpfungen noch die für eine tiefenlithographische

Strukturierung des Demultiplexers notwendige mathematische Entwurfsgrundlage.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Grundlagen für die Herstellung eines röntgentiefenlithographisch strukturierbaren Wellenlängen - Demultiplexers mit einer selbstfokussierenden Reflexionsgitteranordnung zu entwickeln. Dafür sollten die theoretische Basis für die Bausteinentwicklung geschaffen sowie anhand eines Prototypentwurfs die Genauigkeitsanforderungen an das Absorberstrukturmuster der Röntgenmasken [13] aufgestellt werden, an deren Fertigungstechniken für eine Präzisionsstrukturierung noch an anderer Stelle Entwicklungsarbeiten laufen. Um auf dieser Grundlage eine praktische Realisierung vorzubereiten, war es weiter Ziel dieser Arbeit ein geeignetes lichtleitendes Multimoden-Resistschichtsystem zur Verfügung zu stellen.

Um der Zielsetzung gerecht zu werden, wurde zunächst ein Anforderungskatalog für den Baustein erarbeitet. Neben den allgemeinen Entwicklungszielen der Multiplex-Bausteine wurden insbesondere der Spektralbereich, die Zahl der Spektralkanäle, die Wärmeformbeständigkeit und die Art der eingesetzten Lichtleitfasern vorgegeben.

Unter der Vorgabe einer lichteinkoppelnden, in der optischen Nachrichtentechnik gebräuchlichen Gradientenindex-Glasfaser sowie lichtauskoppelnden Stufenindex-Glasfasern wurde das Konzept eines 3-Schicht-Resistaufbaus entworfen, bei dem sich die lichtleitende Kernschicht zwischen zwei totalreflektierenden Mantelschichten befindet. Damit würden sich die Dicken und die Brechungsindices der einzelnen Schichten so den Fasern anpassen lassen, daß nach einer tiefenlithographischen Strukturierung eine einfache Verbindung von Faserkernen und Kernschicht mit geringsten Koppelverlusten möglich wäre.

Auf dieser Basis erfolgte der zweidimensionale Bausteinentwurf. Hierbei wurde besonders der Vorteil der tiefenlithographischen Strukturierung genutzt, daß das Maskenabsorbermuster allgemein nicht an bestimmte Gestaltungsvorschriften gebunden ist. Damit wurden die mathematischen Entwurfsgrundlagen eines selbstfokussierenden Reflexionsgitters geschaffen, bei dem die Gitterfurchengestalt, die Variation der Furchenbreite sowie die Krümmung des Gitterquerschnitts (Gitterkurve) optimal auf vorgegebene Bausteinanforderungen abgestimmt werden können. Dies war bei bisherigen Hybridbausteinen planarer Reflexionsgitter - Demultiplexer nur beschränkt möglich. Ausgehend von zehn Spektralkanälen (Spektralbereich 720-900 nm) wurde ein Gitterentwurf mit einer optimierten Strahlungsauskopplung in zehn direkt benachbarte Stufenindex-Glasfasern erstellt. Dessen Umsetzung in eine Röntgenmaske erfordert eine

Genauigkeit der Strukturgeometrie  $<0.2 \mu\text{m}$  und eine Kantenrauigkeit sowie eine Maßhaltigkeit des Reflexionsgitter-Absorbermusters  $<0.1 \mu\text{m}$ .

Um die Voraussetzung für eine spätere Realisierung des Demultiplexers zu schaffen, wurde ein lichtleitender 3-Schicht-Resistaufbau mit einer PMMA-Kernschicht und zwei Copolymer-Mantelschichten aus MMA und Tetrafluorpropylmethacrylat entwickelt.

An dem 3-Schicht-Resistaufbau konnte gezeigt werden, daß erstens die Qualität der tiefenlithographisch erzeugten Mikrostrukturen weitgehend der von PMMA-Mikrostrukturen entspricht, daß zweitens die spektralen Dämpfungen tiefenlithographisch integrierter Streifenwellenleiter bis 860 nm bei 0.2 dB/cm liegen und daß drittens die Erweichungstemperatur des Resistaufbaus oberhalb der für die selektierten Gradientenindex-Glasfasern angegebenen Temperaturarbeitsgrenze von 80°C liegt.

## 2. Theoretische Grundlagen

Für die tiefenlithographische Strukturierung eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsgitter in einer lichtleitenden Multimoden-Resistschicht müssen sowohl Überlegungen zu einem Resistschichtsystem mit niedriger optischer Dämpfung angestellt als auch ein zweidimensionaler Bausteinentwurf entwickelt werden. Dafür ist die Vorgabe eines Anforderungsprofils notwendig.

Um den Einfluß der Randbedingungen deutlich zu machen, werden die folgenden Überlegungen und Rechnungen anhand eines Prototyps durchgeführt. Der Anforderungskatalog für den Demultiplexer und dessen Herstellung umfaßt folgende Punkte:

- Es sollen 10 Spektralkanäle separiert werden, da diese Zahl auch bei einem Teil konkurrierender Hybridbausteine anzutreffen ist.
- Die Kanäle sollen im Vakuumwellenlängenbereich von  $\lambda_{Vmin} = 720$  nm bis  $\lambda_{Vmax} = 900$  nm liegen, der dem gängigen Bereich der optischen Nachrichtenübertragung über mittlere Distanzen (2-20 km) entspricht.
- Die Eigendämpfung soll unter 3 dB liegen.
- Die Übersprechdämpfung zwischen den Kanälen soll über 35 dB liegen.
- Die geometrischen Abmessungen sollen 2 cm nicht überschreiten.
- Die thermische Beständigkeit soll mindestens 80°C betragen. Dies entspricht der oberen Temperaturarbeitsgrenze der eingesetzten Übertragungsfaser aufgrund des sie umgebenden Polymerschutzmantels.
- Als Übertragungsfaser soll die im obigen Spektralbereich standardmäßig eingesetzte Gradientenindex-Glasfaser verwendet werden (Kerndurchmesser  $d_{UW} = 50$   $\mu\text{m}$ , Manteldurchmesser  $d_{UF} = 125$   $\mu\text{m}$ , numerische Apertur  $NA_{UW} = 0.2$ ).
- Das Licht der einzelnen Spektralkanäle soll mit Glasfasern aus der lichtleitenden Resistschicht entkoppelt werden (Spektralfasern), um eine große Flexibilität des Bausteins zu erhalten.
- Die Fasern sollen sich einfach, zuverlässig und genau justiert an die lichtleitende Resistschicht ankoppeln lassen.

Da eine spektrale Abbildung in einer lichtleitenden Resistschicht unter Einbeziehung der Resistwellenlänge  $\lambda_{pW} = \lambda_V / N_{pW}$  erfolgt, wobei  $N_{pW}$  der Brechungsindex

des Resists für  $\lambda_V$  ist, muß vor einem Demultiplexer-Entwurf klar sein, welcher Resist verwendet werden soll.

## 2.1. Lichtleitender 3-Schicht-Resistaufbau

### 2.1.1. Konzept

Bei einer lichtleitenden Resistschicht handelt es sich vereinfacht um eine transparente Schicht, die so konstruiert ist, daß die Lichtstrahlen aufgrund interner Reflexionen an den Grenzflächen in der Schicht gehalten werden und sich so in der Schicht ausbreiten müssen. Im Gegensatz zu metallischen Mantelschichten, die im sichtbaren und NIR-Bereich einen nicht vernachlässigbaren Absorptionskoeffizienten aufweisen, ermöglichen dielektrische, transparente Mantelschichten, deren Brechungsindices  $N_{PC}$  kleiner als der Brechungsindex  $N_{PW}$  der Kernschicht ist, eine fast verlustfreie Totalreflexion, wenn die Lichtstrahlen unter einem Winkel  $\theta$  auf eine Grenzfläche der Schicht auftreffen, der kleiner als der kritische Winkel  $\theta_{max}$  ( $\cos\theta_{max} = N_{PC}/N_{PW}$ ) ist [1,16]. Ein Maß für den maximalen Lichtaufnahmewinkel ist die numerische Apertur  $NA_{PW}$ , die durch den Sinus des  $\theta_{max}$  entsprechenden Winkels in Luft oder Vakuum  $\theta_{Vmax}$  definiert ist:

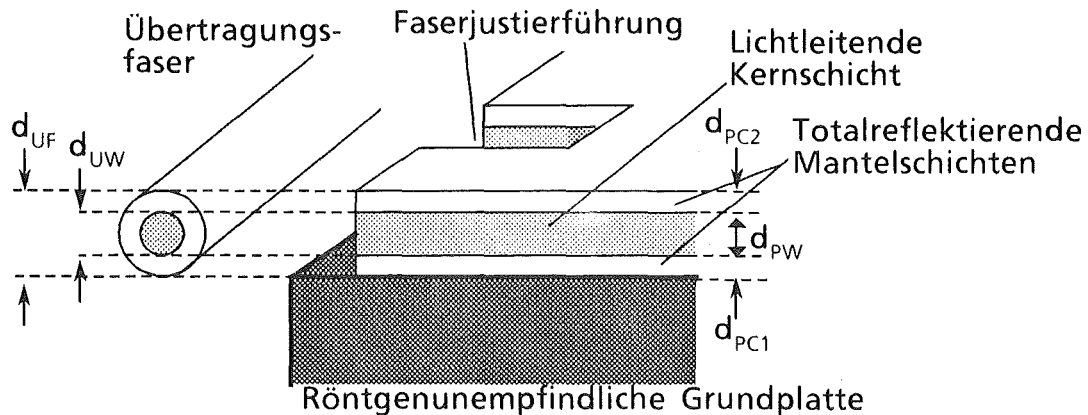
$$NA_{PW} = \sin\theta_{Vmax} = N_{PW} \cdot \sin\theta_{max} = (N_{PW}^2 - N_{PC}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

Nach diesem Prinzip arbeiten alle Lichtleitfasern und alle planaren Lichtwellenleiter.

Bei Multimoden-Lichtleitfasern unterscheidet man Fasern mit Stufen- und Gradientenindexprofil. Gradientenindexfasern reduzieren erheblich die Modendispersion bei der Lichtsignalübertragung über längere Strecken. Für die lichtleitende Resistschicht ist diese Modendispersion vernachlässigbar weshalb hier nur der Grenzfall des Gradientenindexprofils, das Stufenindexprofil (Profilparameter  $\infty$ ) betrachtet wird.

Um keine apertur- und dickenabhängige Einkoppelverluste bei der Stirnflächen-Verbindung des lichtführenden Übertragungsfaserkerns mit einer tiefenlithographisch strukturierten, lichtleitenden Resistschicht zu erhalten, muß für die Schichtdicke  $d_{PW}$  und die Schichtapertur  $NA_{PW}$  gelten:  $d_{PW} \geq d_{UW} = 50\mu\text{m}$  und  $NA_{PW} \geq NA_{UW} = 0.2$  [1,17]. Um möglichst geringe Auskoppelverluste an der Schnittstelle von lichtleitender Resistschicht und den lichtdetektierenden Spektralfaserkernen zu erreichen, wählt man für Schichtdicke und -apertur die kleinstmöglichen Werte  $d_{PW} = d_{UW} = 50\mu\text{m}$  und  $NA_{PW} = NA_{UW} = 0.2$ .

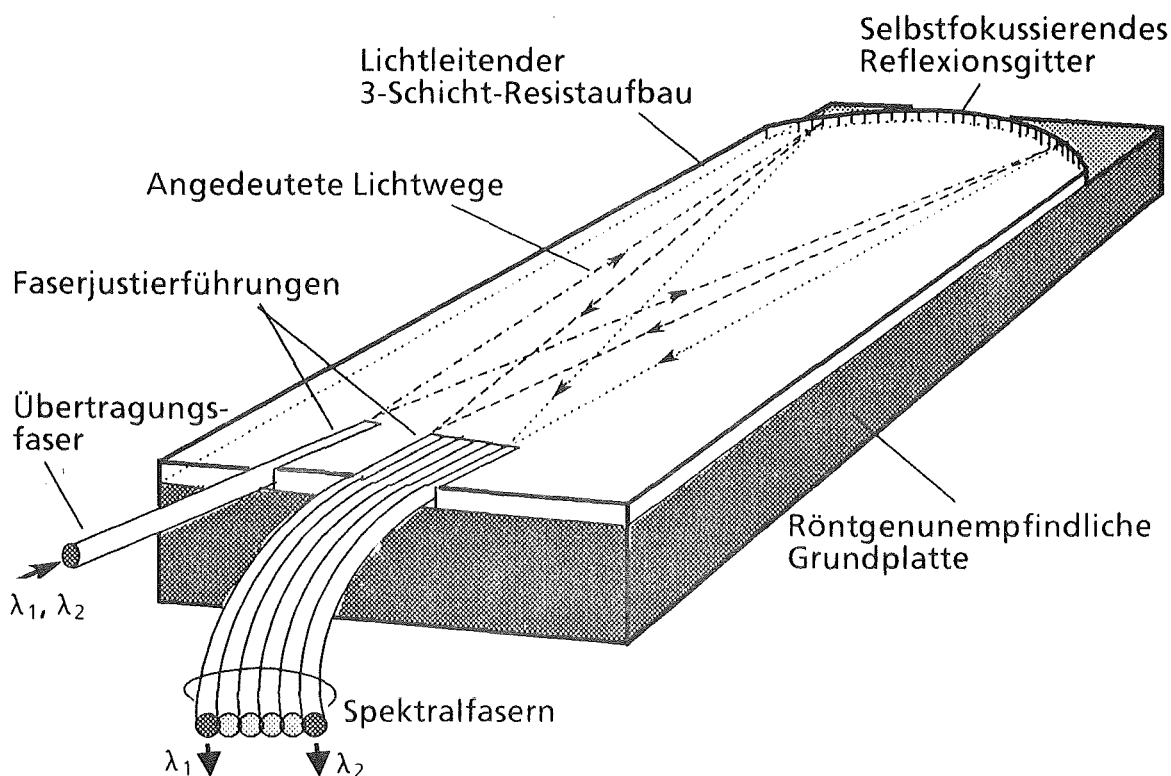




**Abb.4:** Schema eines lichtleitenden 3-Schicht-Resistaufbaus mit vertikaler Selbstjustierung und lateraler Justierführung der eingesetzten Übertragungsfaser.

Befindet sich die lichtleitende Resistschicht auf einer röntgenunempfindlichen Grundplatte, so muß darauf geachtet werden, daß zum einen die Grundplatte zur Totalreflexion beiträgt und zum anderen beim Anbringen der Fasern eine Kompensation der Mantelschichtdicken der Fasern erfolgt. Benutzt man eine zwischen lichtleitender Resistschicht und Grundplatte eingelagerte, totalreflektierende Resist-Grundsicht, deren Dicke  $d_{PC1} = (d_{UF} - d_{UW})/2$  der Dicke des Übertragungsfasermantels entspricht, ist eine vertikale Justierung des Faserkerns zur lichtleitenden Resistschicht an beliebigen Stellen auf der Grundplatte gegeben (Abb.4). Für eine entsprechende Justierung der Spektralfasern, unabhängig von deren Kerndurchmessern, werden für die weiteren Betrachtungen deren Manteldurchmesser auf  $d_{SF} = 125 \mu\text{m}$  festgesetzt. Um eine numerische Apertur der lichtleitenden Resistschicht  $NA_{PW} = 0.2$  zu erhalten, muß nach Gl.(1) der Brechungsindex der Resist-Grundsicht genau dem Brechungsindex der lichtleitenden Resistschicht angepaßt werden.

Als totalreflektierendes Medium an der Oberfläche der lichtleitenden Resistschicht wäre theoretisch Luft als Dielektrikum mit einem Brechungsindex von  $N_{PC2} = 1$  möglich.  $NA_{PW}$  bleibt solange unbeeinflußt, wie für den Brechungsindex  $N_{PC2} \leq N_{PC1}$  gilt. Da die Oberfläche der lichtleitenden Resistschicht im Verlauf einer tiefenlithographischen Strukturierung ständig der Gefahr dämpfungs-erzeugender Kratzer, Kontamination und Diffusionen ausgesetzt ist, ist die Aufbringung einer tiefenlithographisch strukturierbaren, totalreflektierenden Resist-Deckschicht notwendig. Hierbei ist die Verwendung desselben Polymers wie das der Resist-Grundsicht sinnvoll. Für die Dicke soll  $d_{PC2} = d_{PC1}$  gelten, um



**Abb.5:** Schema eines planaren Demultiplexers mit einem lichtleitenden 3-Schicht-Resistaufbau und darin integrierter, selbstfokussierender Reflexionsgitteranordnung mit Faserjustierführungen.

eine vertikal justierte Fixierung der Übertragungsfaser zu ermöglichen sowie einen ausreichenden Schutz zu gewährleisten.

Dieses Konzept eines planaren, tiefenlithographisch strukturierbaren Multimoden - Wellenleiters dient als Grundlage für die monolithische Integration eines planaren Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsgitter und Faserjustierführungen (Abb.5).

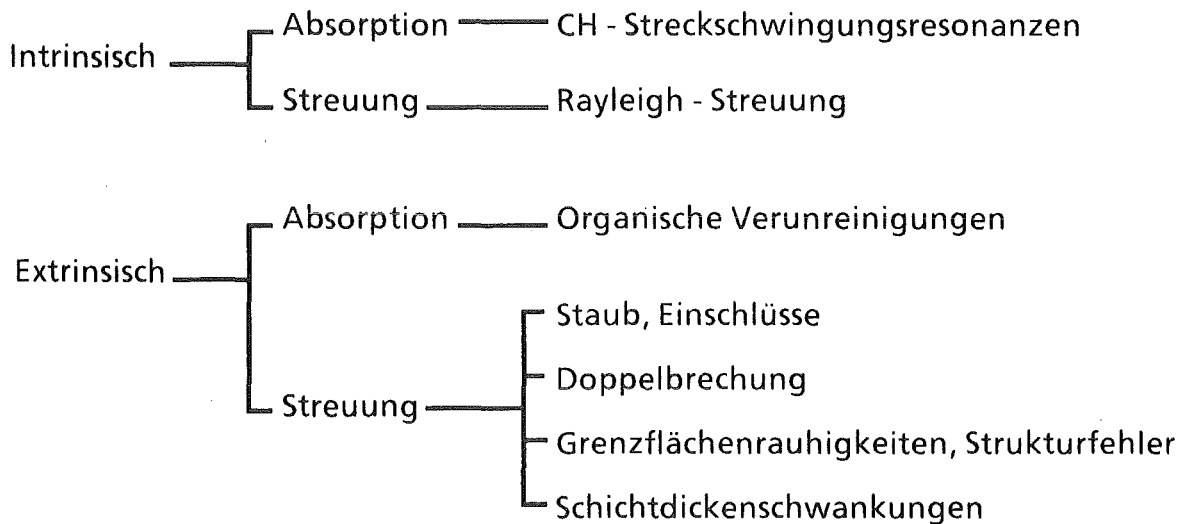
### 2.1.2. Polymerauswahl und Herstellungskriterien dämpfungsarmer Resistschichten

Um eine tiefenlithographische Herstellung des Demultiplexers zu ermöglichen, muß ein 3-Schicht-Resistaufbau mit niedriger optischer Dämpfung im Demultiplexer-Spektralbereich zur Verfügung gestellt werden. Außer für die Multimoden-Kernschicht ist dabei auch für die Mantelschichten eine niedrige Dämpfung erforderlich, da die hohen Moden überwiegend von der Manteldämpfung beeinflusst werden [16]. Einen geeigneten Mehrschichtherstellungsprozess vorausgesetzt, müssen die Ausgangsmaterialien für eine Resistpolymerisation und verschiedene Resisteigenschaften einer Schicht bestimmt werden,

um neben einer guten tiefenlithographischen Strukturierung eine niedrige Dämpfung zu bewirken.

Die angestrebte niedrige Dämpfung des 3-Schicht-Resistaufbaus muß darüber hinaus auch unter bestimmten Umgebungsbedingungen eingehalten werden. Besonders wichtig ist dabei die thermische Beständigkeit, die bei einer Kombination mit in der optischen Nachrichtentechnik eingesetzten Gradientenindex-Glasfasern bis 80°C garantiert sein muß.

Für die Dämpfung der Schichten eines 3-Schicht-Resistaufbaus sind im geforderten Demultiplexer-Spektralbereich verschiedene Ursachen verantwortlich [18]:



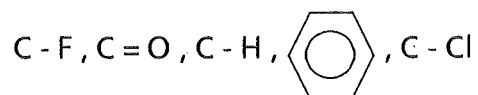
Die intrinsischen Verluste beschreiben die durch das reine Polymer verursachten Verluste. Den größten Beitrag zur Dämpfung liefern hier die 4. und 5. Oberschwingung molekularer CH-Streckschwingungsresonanzen. Bei reinem PMMA beispielsweise bedingt die Absorption durch die 4. Oberschwingung bei  $\lambda_v = 900$  nm eine Dämpfung von etwa 0.3 dB/cm. Eine Substitution der H-Atome durch schwerere Atome verschiebt die Resonanzabsorption weiter in den IR-Bereich und ermöglicht so Dämpfungen  $< 0.1$  dB/cm im Demultiplexer-Spektralbereich.

Allgemein wären Polymere auf Methacrylat-Basis mit geringem CH-Bindungsanteil pro Einheitsvolumen für Resistschichten mit niedriger Dämpfung geeignet. Neben einem guten optischen Transmissionsverhalten im sichtbaren und NIR-Bereich [15,18] neigen diese Polymere bei Röntgenbestrahlung zu Kettenbrüchen, so daß sie nach Auswahl eines geeigneten Entwicklers als Positivresist verwendet werden könnten [19].

Ein ideales Material für die Kernschicht wäre deuteriertes PMMA (PMMA-d8) [14]. Sämtliche H-Atome sind bei diesem PMMA durch das schwerere Deuterium ersetzt. Aufgrund der dadurch in den IR-Bereich verschobenen Vibrationsresonanzen sind im Demultiplexer-Spektralbereich Dämpfungen unter 0.1 dB/cm möglich. PMMA-d8 zeigt gegenüber PMMA keine wesentlichen Unterschiede im chemischen Verhalten, so daß die bereits für PMMA nachgewiesenen, guten Resisteigenschaften [7] gleichermaßen zum Tragen kommen sollten. Der mittlere Brechungsindex wäre, wie bei reinem PMMA, im Spektralbereich des Demultiplexers bei  $N_{pw} = 1.484$  (20°C), womit eine Kopplung von Glasfasern mit geringsten Fresnelverlusten möglich wäre. Weiter läge die Erweichungstemperatur, wie bei reinem PMMA, über 100°C und würde so den Anforderungen an die thermische Beständigkeit gerecht werden. Problematisch ist jedoch die kommerzielle Verfügbarkeit dieses Materials.

Die Polymerwahl der Mantelschichten wird von der Kernschicht beeinflusst. Um die numerische Apertur einer PMMA-Kernschicht von  $NA_{pw} = 0.2$  zu erhalten, müssen die Mantelschichten einen Brechungsindex im Demultiplexer-Spektralbereich von  $N_{pc} = 1.470 \pm 0.0005$  haben. Eine genaue Brechungsindexeinstellung kann durch Copolymerisation von MMA und einem Methacrylat mit kleinerem Brechungsindex als  $N_{pc}$  erreicht werden. Darüber hinaus erfordert eine Strukturqualität eines tiefenlithographisch strukturierten 3-Schicht-Resistaufbaus nahe der von PMMA-Mikrostrukturen ein möglichst gleiches Entwicklerverhalten der Mantelschichten wie das einer PMMA-Schicht.

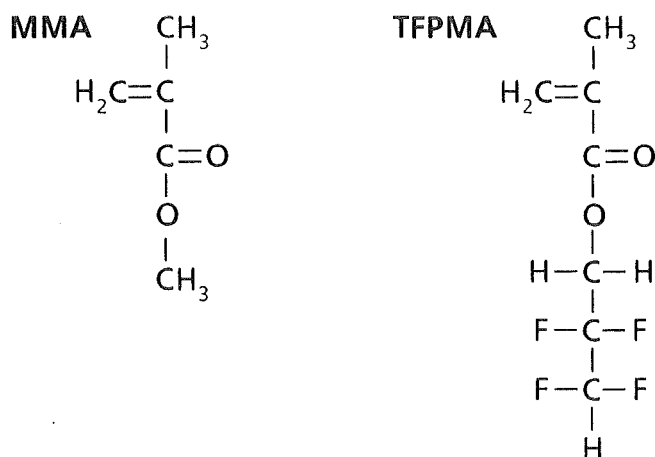
Damit ein Polymer einen niedrigen Brechungsindex erhält, muß es einerseits möglichst viele chemische Bindungen enthalten, deren Atome eine geringe Polarisierbarkeit besitzen, und andererseits ein möglichst großes, freies inneres Volumen aufweisen [15,20,21]. Im allgemeinen steigt die Polarisierbarkeit der molekularen Komponenten in der folgenden Bindungsreihenfolge:



Das freie, innere Volumen steigt bei Polymethacrylaten mit der Komplexität der Esterseitenketten (Methyl < Äthyl < Propyl < Butyl < Decyl). Ein großes, freies inneres Volumen begünstigt jedoch auch das Eindringen des Entwicklers in die Polymermatrix und erhöht dadurch die Löslichkeit von bestrahlten wie unbestrahlten Resistbereichen. Vorversuche mit einer Copolymerprobe MMA/tertiäres Butylmethacrylat (50/50) ergaben nach einer tiefenlithographischen Strukturierung einen erheblichen Dunkelabtrag des unbelichteten Resists durch einen

für PMMA geeigneten Entwickler und damit eine deutlich schlechtere Strukturqualität. Für ein dem PMMA ähnliches Entwicklerverhalten des Copolymers sollte daher ein möglichst geringer Comonomeranteil mit komplexen Esterseitenketten angestrebt werden. Dieser geringe Comonomeranteil würde ferner eine Erweichungstemperatur nahe der von PMMA bewirken und damit eine vergleichbare thermische Beständigkeit gewährleisten.

Einen niedrigen Comonomeranteil kann man mit fluorierten Methacrylaten, deren Brechungsindex mit steigendem Fluoratomanteil kleiner wird, erhalten. Als geeigneter Resist käme ein MMA-Copolymer mit Hexafluorpropylmethacrylat (HFPMA, Anteil <20%) in Betracht [19], womit ein Copolymerbrechungsindex <1.470 einstellbar wäre. Ein ähnliches Verhalten müßte Tetrafluorpropylmethacrylat (TFPMA) aufweisen, das im Gegensatz zu HFPMA jedoch kommerziell zu beziehen ist. Die CF-Bindungen der Propylgruppe bewirken weiter eine Reduzierung der CH-Bindungen pro Einheitsvolumen gegenüber PMMA, so daß zusätzlich mit einem geringeren Dämpfungsverlust zu rechnen wäre.



Für die Polymerisation der Methacrylate müssen Polymerisationsinitiatoren verwendet werden. Deren molekulare Bindungen tragen auch zu einer Dämpfung bei. Der bei der Herstellung von Resists der Röntgentiefenlithographie oft eingesetzte Initiator Dibenzoylperoxid (BPO) [22] gehört zur Klasse aromatischer Initiatoren. Da BPO eine relativ geringe Aktivität aufweist und deshalb in Mengen über 1% dem Methacrylat zugegeben wird, sollte aufgrund der starken CH-Resonanzabsorption aromatischer C-Gerüste gegenüber aliphatischen C-Gerüsten [23] von einem Einsatz bei der Polymerisation optisch reiner Polymethacrylate abgesehen werden. Aufgrund einer gesicherteren und geregelteren Polymerisation sind allgemein aliphatische Azo-Initiatoren organischen Peroxiden vorzuziehen. Generell zeigen sie weder eine radikalinduzierte Zersetzung noch eine Abhängigkeit der Zersetzung, außer von der Temperatur, von Umge-

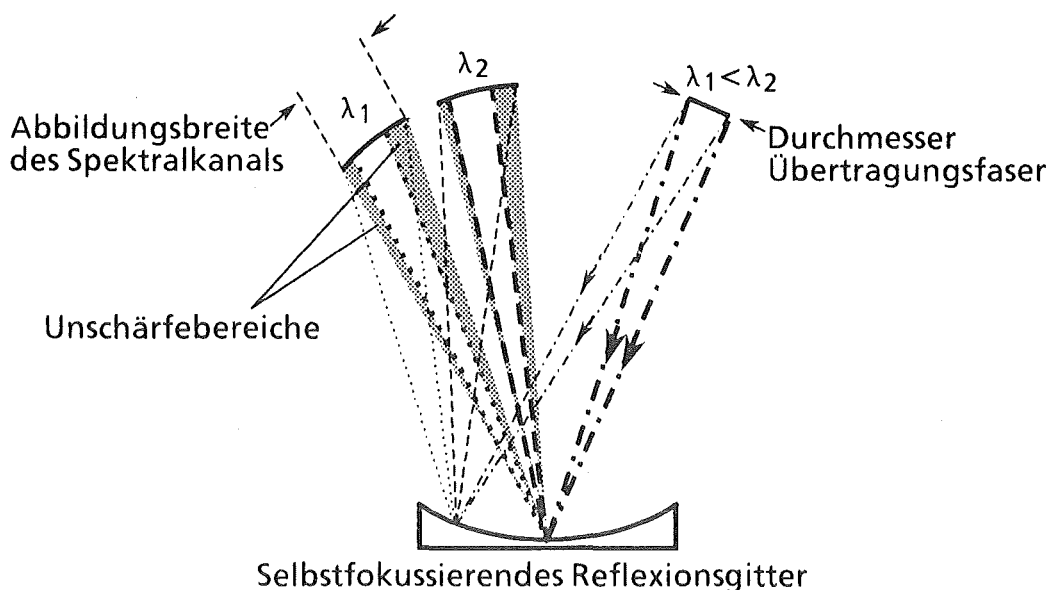
bungsbedingungen wie pH-Wert oder von Additiven und Übergangsmetallen [24].

Der Polymerisationsprozess soll so geführt werden, daß ein hohes mittleres Molekulargewicht mit einer möglichst unimodalen Verteilung in den Schichtpolymeren erhalten wird. Damit wird eine hohe Entwicklerelektivität zwischen röntgenlithographisch belichteten und unbelichteten Resistbereichen erreicht. Die unimodale Verteilung soll weitere Dichteschwankungen im Resist minimieren und so eine Reduzierung der Rayleigh-Streuung bewirken.

Die Resistschichten sollen einen Restmonomergehalt  $< 1\%$  haben, um die Gefahr von Spannungsrissen in tiefenlithographisch erzeugten Strukturen sowie von undefinierten Brechungsindexschwankungen zu verringern. Die unterschiedlichen Fertigungsmöglichkeiten von Polymerschichten haben darauf einen großen Einfluß. Kein Restmonomergehalt ist zu erwarten, wenn die Schichten durch Extrudier-, Kalandrier- oder Spritzgußprozesse aus hochreinem Polymergranulat hergestellt werden, was jedoch mit einem erheblichen Fertigungsaufwand verbunden ist. Wesentlich weniger Aufwand bereitet dagegen eine Folienherstellung durch Polymerdeposition aus dem Lösungsmittel. Problematisch ist hierbei eine Minimierung des Restlösungsmittelgehaltes. Orientierende Versuche, bei denen MMA als Lösungsmittel verwendet wurde, zeigten bei etwa  $50\ \mu\text{m}$  dicken PMMA-Schichten nach mehrstündigen Tempervorgängen bis zu  $150^\circ\text{C}$  einen minimalen Restmonomergehalt von  $\approx 5\%$ . Durch eine direkte Schichtpolymerisation könnten dagegen mit einem geeignet geführten Polymerisationsprozess Restmonomergehalte unter  $1\%$  erreicht werden [25].

Extrinsische Dämpfungsursachen in den Schichtpolymeren sind vorwiegend Verunreinigungen der Ausgangssubstanzen. Entscheidend ist hier der Zustand der Methacrylate, die entweder als Monomere oder als Monomer/Polymergemische (Gießharze) verarbeitet werden können. Gießharze haben aufgrund ihrer höheren Viskosität und ihrer geringeren Volumenkontraktion bei der Polymerisation bestimmte Verarbeitungsvorteile gegenüber dem Monomer. Bei Monomeren ist dagegen die Materialreinheit leichter aufrecht zu erhalten. Ein leichter Entgasungsprozess verringert zusätzlich die Gefahr von Mikroböhlen im späteren Polymer. Weiter ist es einfacher durch eine Monomerpolymerisation eine unimodale Molekulargewichtsverteilung zu erreichen.

Damit sind die kritischen Punkte für die Herstellung eines dämpfungsarmen 3-Schicht-Resistaufbaus abgehandelt.



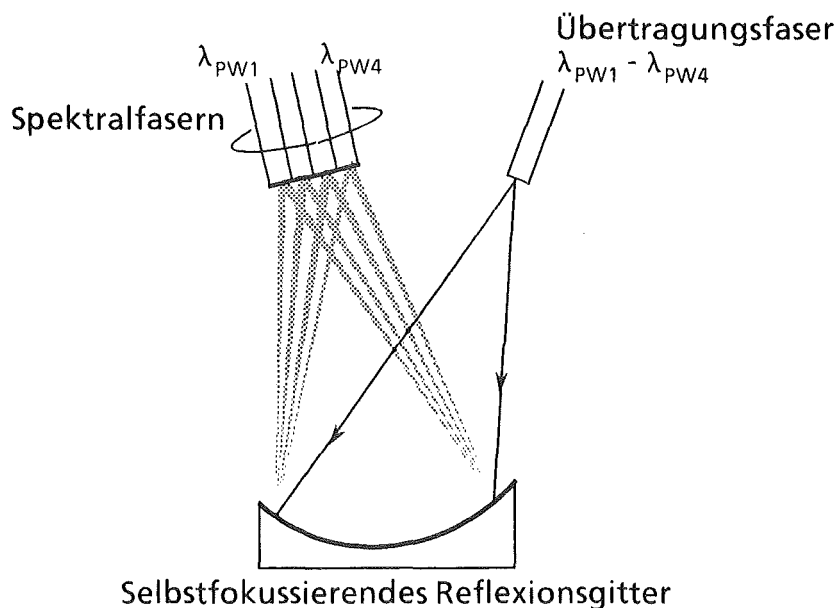
**Abb.6:** Schematische Aufsicht eines planaren, selbstfokussierenden Multimoden-Gitterspektrographen mit durch spektrale Unschärfen verbreiterten spektralen Abbildungen von zwei Spektralkanälen.

## 2.2. Entwurf eines in einer lichtleitenden Multimoden-Resistschicht strukturierbaren Wellenlängen-Demultiplexers mit selbstfokussierendem Reflexionsgitter

Um eine möglichst geringe Bausteindämpfung zu erhalten, müssen bei dem Entwurf der selbstfokussierenden Reflexionsgitteranordnung besonders drei Schwerpunkte betrachtet werden:

- Spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals
- Abbildungsfehlerarme Gitteranordnung
- Gittereffizienz

Die spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals wird bei einer Gitterabbildung in der lichtleitenden Multimoden-Kernschicht des 3-Schicht-Resistaufbaus neben dem abgebildeten Übertragungsfaserkern von verschiedenen spektralen Unschärfen beeinflusst (Abb.6). Mit einem vorgegebenen Spektralfaserdurchmesser [Kap. 2.2.1.] ergeben sich damit wesentliche Konsequenzen für die Anordnung, den Kerndurchmesser und die numerische Apertur der Spektralfasern unter Berücksichtigung einer möglichst vollständigen Lichtauskopplung [Kap. 2.2.1.]. Es zeigt sich, daß eine Minimierung der Abbildungsverbreiterung durch die Unschärfen eine unmittelbar benachbarte Anordnung der Spektralfasern erfordert. Um eine einfache Anbringung der Fasern zu ermöglichen, sollten sich die Spektralfaserendflächen alle in einer nicht gekrümmten Ebene befinden (Abb.7). Konstante Kern- und Manteldurchmesser der Spektralfasern



**Abb.7:** Parallele Faseranordnung für die spektral selektive Lichtauskopplung aus einer Multimoden-Kernschicht nach einer spektralen Lichtzerlegung durch ein selbstfokussierendes Reflexionsgitter.

legen einen konstanten Kanalabstand nahe, der aufgrund der durch den Manteldurchmesser begrenzten Faserkernabstände eine untere Grenze für eine vollständige Lichtauskopplung besitzt.

Für eine vorgegebene Gitterfurchenweite und den dazugehörigen Lichteinfallswinkel zur Gitternormale in der Schichtebene existiert aufgrund der sternförmigen Anordnung der Beugungsrichtungen sowie den konstanten Kanal- und Faserabständen nur eine geometrisch optimale Position der Spektralfaserkoppelzeile [Kap.2.2.2.]. Diese Zeile sollte möglichst genau einer abbildungsfehlerarmen Beugungsgitterfokussierung entsprechen. Relevante Gitterparameter sind hierbei die Krümmung des Gitterquerschnitts (Gitterkurve) und die Variation der Gitterfurchenbreite. Die freie Gestaltung des Röntgenmaskenabsorbermusters bietet die Möglichkeit beliebige Gitterkurven, Gitterabstände und Gitterfurchengeometrien in einen 3-Schicht-Resistaufbau zu integrieren. Diese freie Entwurfsmöglichkeit einer zylindrischen Reflexionsgitteranordnung ist ein großer Vorteil im Vergleich zur Fertigung hybrider Bausteine. Um eine möglichst gute Anpassung der Gitterfokusbedingungen bei geringsten Abbildungsfehlern an die geometrisch optimale Spektralfaserkoppelzeile zu erhalten, wurde die Lichtwegfunktion eines Reflexionsgitters entwickelt, dessen Gitterkurve und Abstandsvariation allgemein durch Polynomfunktionen 4. Grades definiert sind. Um eine



tiefenlithographische Strukturierung so einfach wie möglich zu machen, wurde die größtmögliche Geometrie der Gitterfurchen bestimmt, die eine noch tolerierbare Verteilung der gebeugten Energien auf die Wellen des Demultiplexer-Spektralbereichs ergibt [Kap.2.2.3.]. Die Energie in einer bestimmten Beugungsrichtung einer Beugungsordnung, bezogen auf die einfallende Strahlung einer Wellenlänge, wird auch Beugungs- oder Gittereffizienz genannt.

Schließlich wurde der zweidimensionale Koordinatenentwurf des Demultiplexer-Prototyps entwickelt, dessen optimierte Abbildungseigenschaften durch eine 'Raytrace'-Simulation der spektralen Strahlungsauskopplung und des Transmissionsverhaltens überprüft wurden [Kap.2.2.4.] .

### **2.2.1. Spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals und dessen Einfluß auf den Demultiplexerentwurf**

Bei einer spektralen Reflexionsgitterabbildung in einem planaren Multimoden-Wellenleiter bestimmen neben der abgebildeten geometrischen Lichtsenderbreite verschiedene spektrale Unschärfen die spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals. Unmittelbar werden dadurch Kenngrößen und Anordnung der lichtauskoppelnden Spektralfasern des Demultiplexers beeinflusst. Da sich die spektrale Abbildungsbreite besonders auf den notwendigen Kerndurchmesser einer Spektralfaser für eine möglichst vollständige Lichtauskopplung auswirkt, ist man darauf bedacht, eine möglichst kleine spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals zu erzielen.

Zuerst wird die spektrale Abbildungsbreite eines Spektralkanals ohne spektrale Unschärfen betrachtet. Diese wird durch die mit dem Abbildungsmaßstab  $M^*$  korrigierte geometrische Breite des Lichtsenders beeinflusst und ist unabhängig von der Gitterdispersion. Die Gitterdispersion legt jedoch den Mindestkanalabstand zweier Spektralkanäle fest, bei denen sich deren Abbildungsbreiten nicht überlappen. Die abgebildete Lichtsenderbreite muß immer aus der Sicht der jeweils betrachteten Gitterfurche gewertet werden. Für die hier relevante, fixierte Übertragungsfaser entspricht die reale Lichtsenderbreite daher immer einem aus der Gitterfurchensicht korrigierten Wert des Kerndurchmessers  $d_{uw}$ .

Ein Abbildungsmaßstab  $M^* < 1$  würde ohne spektrale Unschärfen eine spektrale Abbildungsbreite  $< d_{UW}$  ermöglichen. Für eine Reflexionsgitterabbildung beschreibt man  $M^*$  als das Verhältnis der linearen Beugungsdispersion  $dx_B^*/d\lambda_{PW}$  zur linearen Eingangsdispersion  $dx_A^*/d\lambda_{PW}$  bezogen auf eine Gitterfurchenbreite  $a$  [26]. Die lineare Eingangsdispersion soll eine endliche Eingangsspaltbreite beschreiben:

$$\frac{dx_B^*}{d\lambda_{PW}} = \frac{m \cdot r'}{a \cdot \cos \beta} ; \quad \frac{dx_A^*}{d\lambda_{PW}} =: \frac{m \cdot r}{a \cdot \cos \alpha} \quad (2)$$

$r$  und  $r'$  sind die Abstände von einer Punktlichtquelle und vom Beugungsfokus einer Interferenzwellenlänge zu der betrachteten Gitterfurchenbreite,  $\alpha$  ist der Einfallswinkel sowie  $\beta$  der Beugungswinkel in der Schichtebene und  $m$  ist die Beugungsordnung. Es folgt für  $M^*$ :

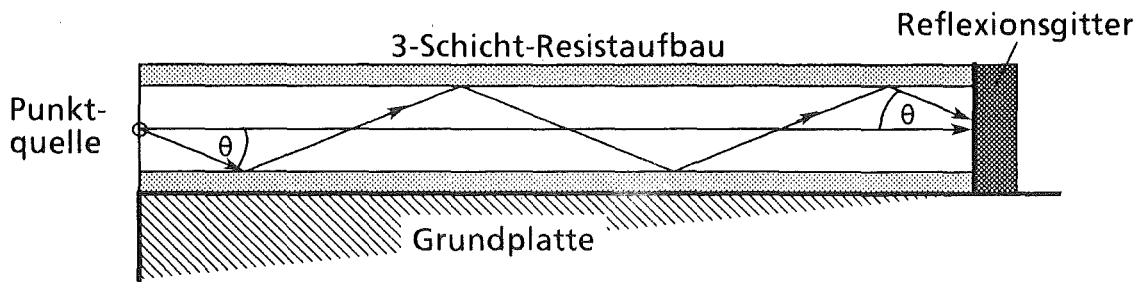
$$M^* = \frac{\cos \alpha \cdot r'}{r \cdot \cos \beta} \quad (3)$$

Der Abbildungsmaßstab  $M^*$  wird um so kleiner, je größer man  $\alpha$  gegenüber  $\beta$  und  $r$  gegenüber  $r'$  wählt.

Die Abbildung des Übertragungsfaserkerns ist im Anwendungsfall von vier unterschiedlichen, spektralen Unschärfen abhängig, deren Abbildungsbreiten von der Gitterdispersion beeinflusst werden. Es handelt sich um eine modenabhängige Unschärfe  $\Delta\lambda_M$ , eine Brechungsindex-bedingte Unschärfe  $\Delta\lambda_{PWN}$ , die spektrale Lichtsenderbandbreite  $\Delta\lambda_{LD}$  und die Beugungsunschärfe des Gitters  $\Delta\lambda_G$ . Nimmt man eine gleichmäßige Strahlungsverteilung im Bereich der Abbildung an sowie eine senkrechte Anordnung der Spektralfaserendflächen zur Beugungsrichtung, dann muß die mit allen Unschärfen erhaltene Abbildungsverbreiterung kleiner als die Differenz von Kerndurchmesser der Spektralfasern  $d_{SW}$  und von  $M^* \cdot d_{UW}$  sein. Die Abbildungsverbreiterung ergibt sich dabei unmittelbar aus der linearen Beugungsgitterdispersion  $dx_B^*/d\lambda_{PW}$ :

$$\frac{d_{SW} - |M^*| \cdot d_{UW}}{(\Delta\lambda_M + \Delta\lambda_{PWN} + \Delta\lambda_G + \Delta\lambda_{LD})} \geq \frac{dx_B^*}{d\lambda_{PW}} \quad (4)$$

Ziel ist es die Abbildungsverbreiterung durch die Unschärfen so klein wie möglich zu halten, das heißt die lineare Beugungsdispersion so weit wie möglich zu reduzieren. Die Beugungsdispersion hat eine untere Grenze, vorgegeben durch den Durchmesser der Spektralfasern  $d_{SF}$ . Bei unmittelbar benachbarter Anordnung der Fasern ergibt sich die kleinste zulässige lineare Dispersion mit dem Kanalabstand  $\Delta\lambda_K$  zu:



**Abb.8:** Schematischer Querschnitt eines planaren Multimode-Gitterspektrographen mit einem Strahlengang unter dem Strahlenausbreitungs- bzw. Gittereinfallswinkel  $\theta$  senkrecht zur Kernschichtebene.

$$\frac{dx_B^*}{d\lambda_{PW}} \geq \frac{d_{SF}}{\Delta\lambda_{PK}} \quad (5)$$

Gleichsetzen von Gl.(4,5) ergibt damit für den kleinsten, zulässigen Kerndurchmesser der Spektralfasern:

$$d_{SW} \geq \frac{(\Delta\lambda_M + \Delta\lambda_{PWN} + \Delta\lambda_G + \Delta\lambda_{LD}) \cdot d_{SF}}{\Delta\lambda_{PK}} + |M^*| \cdot d_{UW} \quad (6)$$

Unter dem Gesichtspunkt einer Durchmesserminimierung von  $d_{SW}$  werden die einzelnen Variablen von Gl.(6) im folgenden näher behandelt.

Als Lichtsender sollen in der optischen Nachrichtentechnik eingesetzte Laserdioden verwendet werden. Deren spektrale Bandbreite  $\Delta\lambda_{LD}$  ist im wesentlichen abhängig von der Temperatur. In der weiteren Rechnung wird eine Temperaturstabilisierung der Dioden angenommen und damit deren spektrale Unschärfe vernachlässigt.

Die Beugungsunschärfe  $\Delta\lambda_G$  des Gitters wird durch das Produkt von ausgeleuchteten Gitterzähnen und der für die Abbildung verwendeten Beugungsordnung  $m$  beschrieben [27]. Damit wird diese Unschärfe im wesentlichen vom Abstand zwischen lichteinkoppelnder Übertragungsfaser und Reflexionsgitter beeinflusst. Im folgenden wird ein Abstand vorausgesetzt, bei dem die Beugungsunschärfe vernachlässigbar wird.

Die Brechungsindex-bedingte Unschärfe  $\Delta\lambda_{PWN}$  ergibt sich, unter Vorgabe eines konstanten Brechungsindex der lichtleitenden Resistschicht, aus der Temperaturabhängigkeit des Index und der Materialdispersion. Die Temperaturabhängigkeit des Index bewegt sich bei transparenten Kunststoffen allgemein im Bereich von

$dN/dT \approx 10^{-4}/^{\circ}\text{K}$ . Weiter folgt aus der Materialdispersion von PMMA (ROEHM Acrylglas 240) für  $\lambda_{V\text{max}} = 900 \text{ nm}$  der Index  $N_{\text{PW}} \approx 1.482$  ( $20^{\circ}\text{C}$ ) und für  $\lambda_{V\text{min}} = 720 \text{ nm}$  der Index  $N_{\text{PW}} \approx 1.486$  ( $20^{\circ}\text{C}$ ) [15]. Für einen Indexmittelwert von  $N_{\text{PW}} = 1.484$  ( $20^{\circ}\text{C}$ ) würden damit die Materialdispersion-abhängigen Unschärfen  $\Delta\lambda_{\text{PWmax}} = 0.8 \text{ nm}$  und  $\Delta\lambda_{\text{PWmin}} = 0.6 \text{ nm}$  ergeben. Unter Einbeziehung eines Temperaturarbeitsbereichs von etwa  $20^{\circ}\text{C} \pm 10^{\circ}\text{C}$  wird in der weiteren Rechnung die Brechungsindex-bedingte Unschärfe von  $\Delta\lambda_{\text{PWN}} = 2 \text{ nm}$  bei einem Brechungsindexmittelwert von  $N_{\text{PW}} = 1.484$  ( $20^{\circ}\text{C}$ ) angenommen.

Die modenabhängige spektrale Unschärfe  $\Delta\lambda_{\text{M}}$  entsteht durch die unterschiedlichen Strahlausbreitungs- bzw. Gittereinfallswinkel  $\theta$  senkrecht zur Wellenleiter-ebene (Abb.8), die im Abbildungsbereich zu einer örtlich variierenden Strahlinterferenz führen. Die Unschärfe kann in einer zweidimensionalen Abbildungsrechnung durch Einführung sogenannter effektiver Moden- oder auch Interferenzwellenlängen  $\lambda_{\text{M}} = \lambda_{\text{PW}} / \cos \theta$  [Anhang 1] beschrieben werden und ergibt sich nur einseitig zu größeren Wellenlängen als dem betrachteten Spektralkanal hin [26, Anhang 2]. Mit der festgelegten numerischen Apertur  $\text{NA}_{\text{PW}} = 0.2$  [Kap.2.1.] folgt nach Gl.(1,A3) die größte Bandbreite der Interferenzwellenlängen  $\Delta\lambda_{\text{M}}$  mit der größten verwendeten Resistwellenlänge  $\lambda_{\text{PWmax}}$ . Für PMMA ist  $\lambda_{\text{PWmax}} = 606 \text{ nm}$  und damit  $\Delta\lambda_{\text{M}} = 5.58 \text{ nm}$ .

Mit der Maximierung des Kanalabstandes  $\Delta\lambda_{\text{PK}}$  ist eine weitere Reduzierung des Unschärfeterms in Gl.(6) verbunden. Durch äquidistantes Unterteilen des angegebenen Spektralbereichs folgt für die 10 Spektralkanäle ein maximaler Kanalabstand von  $\Delta\lambda_{\text{PK}} = 20 \text{ nm}$  (PMMA:  $\Delta\lambda_{\text{PK}} = \Delta\lambda_{\text{VK}} / N_{\text{PW}} = 13.2 \text{ nm}$ ).

Ein Abbildungsmaßstab  $M^* < 1$ , der eine Reduzierung der abgebildeten geometrischen Breite des Übertragungsfaserkerns zur Folge hat, ist gleichzeitig mit einer Vergrößerung der notwendigen numerischen Apertur der Spektralfasern  $\text{NA}_{\text{SW}} > 0.2$  für eine vollständige Lichtauskopplung verbunden. Spektralfasern mit dem festgelegten Manteldurchmesser  $d_{\text{SF}} = 125 \mu\text{m}$ , die eine wesentlich größere Apertur als 0.2 aufweisen, sind kommerziell praktisch nicht verfügbar. Daher wird die weitere Rechnung mit  $M^* \approx 1$  durchgeführt.

Mit den abgeleiteten Größen erhält man für die unmittelbar benachbarte Spektralfaseranordnung mit einem Faserdurchmesser  $d_{\text{SF}} = 125 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur  $\text{NA}_{\text{SW}} \approx 0.2$  nach Gl.(6) einen Kerndurchmesser der Spektralfasern von  $d_{\text{SW}} \geq 120 \mu\text{m}$ .

Eine weitere Reduzierung des Kerndurchmessers wäre noch aufgrund einer ungleichmäßigen Strahlungsverteilung im Abbildungsbereich möglich. Eine gleichmäßige Verteilung in diesem Bereich ist selbst bei einer gleichmäßigen Strahlungsverteilung auf dem Strahlweg Übertragungsfaser-Gitter nicht gegeben [Anhang 2]. An den Rändern des Abbildungsbereichs ist eine wesentlich geringere Intensität als im Kernbereich zu verzeichnen, was eine kleinere Wahl von  $d_{sw}$  erlauben würde.

Eine näherungsweise Überprüfung, ob mit einer gegebenen Faserapertur  $NA_{sw}$  Auskoppelverluste entstehen und ob für die gegebene Spektralkanalunschärfe eine ausreichende Strahlungsauskopplung gewährleistet ist, ist mit einer 'Raytrace'-Rechnung nach Fertigstellung des gesamten Bausteinentwurfs möglich [Anhang 5].

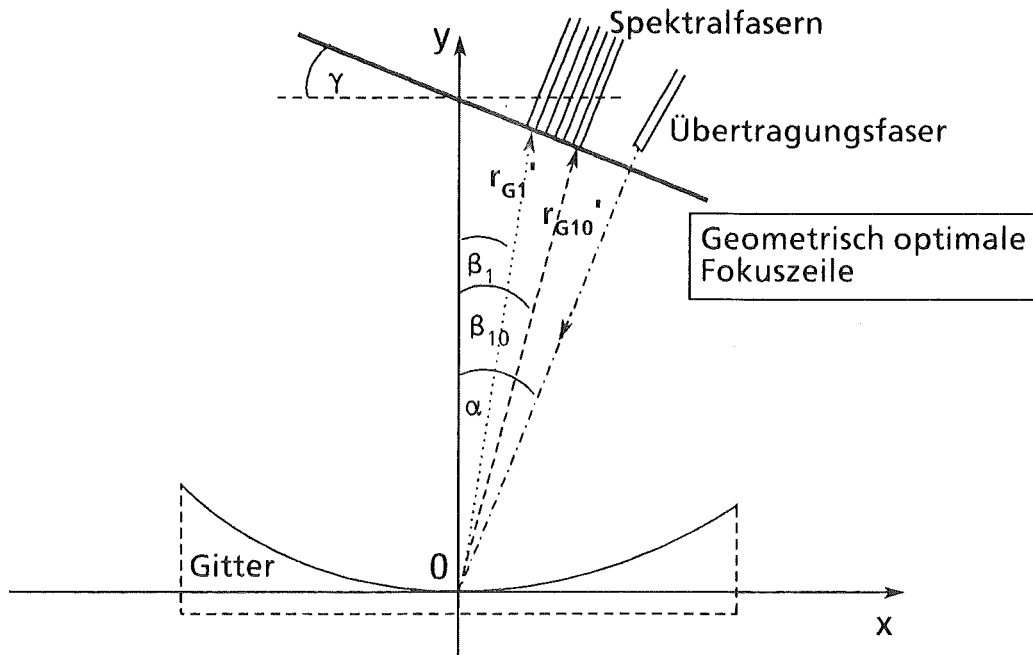
Aufgrund der geringen Dicke der Kernschicht gegenüber dem Kerndurchmesser einer Spektralfaser wird in den weiteren Rechnungen die lichtauskoppelnde Fläche durch einen Spalt mit der Breite  $d_{sw}$  und der Höhe  $d_{pw}$  angenähert.

### 2.2.2. Abbildungsfehlerarme, selbstfokussierende Gitteranordnung

Im folgenden wird die selbstfokussierende Gitteranordnung des planaren Demultiplexers bestimmt, um eine möglichst vollständige Strahlungsauskopplung in zehn benachbarte Spektralfasern zu erreichen.

Eine gegenüber einer elektromagnetischen Betrachtung einfachere Abbildungsrechnung mit Methoden der geometrischen Optik erlauben die wesentlich größeren lateralen Ausdehnungen der strukturierten Kernschicht gegenüber den eingesetzten Lichtwellenlängen. Diese ergeben sich unter Berücksichtigung einer vernachlässigbaren Beugungsunschärfe aufgrund des dafür notwendigen großen, spektralen Auflösungsvermögens des Gitters.

Um eine einfache Justierung der benachbarten Spektralfasern zu ermöglichen, ist es von Vorteil, wenn die Faserendflächen alle in einer nicht gekrümmten Ebene liegen. Für eine entsprechende zweidimensionale Fokuszeile existiert für feste Werte  $m$ ,  $\alpha$ ,  $a$  und  $r$  nur eine geometrisch optimale Lage aufgrund des konstanten Beugungsfokus- und Spektralkanalabstandes sowie der sternförmigen Anordnung der Beugungsrichtungen einer an der Beugung beteiligten Gitterfurche.



**Abb.9:** Sternförmige Anordnung der Beugungsrichtungen mit  $\alpha > \beta_{\max}$ .

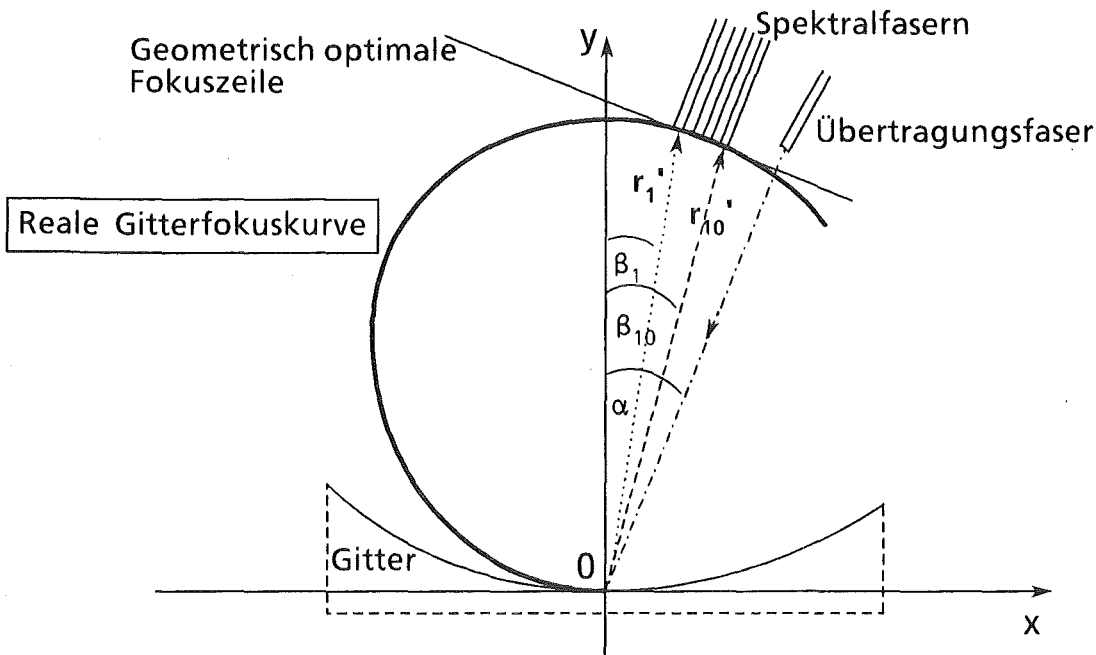
Eine geeignete Darstellung ergibt sich in einem kartesischen Koordinatensystem, von dessen Ursprung aus die Gitterkurve so berechnet wird, daß die x-Achse tangential und die y-Achse senkrecht zur Gitterkurve liegen (Abb.9). Für die Berechnung der geometrisch optimalen Fokuszeile wird nur die Gitterfurche am Koordinatenursprung betrachtet ( $a = \sigma_0$ ). Die Fokuszeile  $g_z$  sei dann definiert durch ihren Steigungswinkel  $\gamma$  und dem Zeilenortsvektor des kleinsten Spektralkanals  $r'_{z1}$ , dessen Beugungswinkel  $\beta_1$  sich über Gl.(A4) mit der Interferenzwellenlänge der Grundmode, die der Resistwellenlänge  $\lambda_{PW\min}$  entspricht:

$$g_z: \quad r'_z = r'_{z1} \cdot \begin{pmatrix} \sin \beta_1 \\ \cos \beta_1 \end{pmatrix} + t \cdot \begin{pmatrix} \cos \gamma \\ \sin \gamma \end{pmatrix} \quad (7)$$

Um die Werte für  $r'_{z1}$  und  $\gamma$  zu finden, berechnet man mit den Beugungswinkeln  $\beta_i$  zuerst die Beträge der Differenzen der Ortsvektoren  $r'_{zi}$  der einzelnen Spektralkanäle auf der Fokuszeile von  $r'_{z1}$ :

$$|r'_{z1} - r'_{zi}| = \left| \frac{-r'_{z1} \cdot (\sin \beta_1 - \cos \beta_1 \tan \beta_i)}{\cos \gamma - \sin \gamma \tan \beta_i} \right| \quad (i=2, \dots, 10) \quad (8)$$

Diese Abstände werden dann für feste Werte  $\alpha$  durch Variation von  $\gamma$  und  $r'_{z1}$  so eingestellt, daß sie ein ganzzahliges Vielfaches des Faserdurchmesser  $d_{SF}$  betragen:



**Abb.10:** Anpassung der realen Gitterfokuskurve an die geometrisch optimale Fokuszeile.

$$\Delta d_S = \sum_{i=2}^{10} \Delta d_{Si} = \sum_{i=2}^{10} (|r'_{zi} - r'_{zi}| - (i-1) \cdot d_{SF}) \rightarrow 0 \quad (9)$$

Mit den sich damit ergebenden, festen Werten  $\gamma$  und  $r'_{z1}$  folgen die einzelnen Längen der Ortsvektoren  $r'_{zi}$  zu:

$$r'_{zi} = \frac{r'_{z1} \cdot (\cos \beta_1 - \sin \beta_1 \tan \gamma)}{\cos \beta_i - \sin \beta_i \tan \gamma} \quad (i=2, \dots, 10) \quad (10)$$

Um eine abbildungsfehlerarme, reale Fokuskurve zu erhalten, die der geometrisch optimalen Zeile am nächsten kommt, wurde die Lichtwegfunktion eines zylindrischen Reflexionsgitters berechnet, dessen Gitterkurve und Variation der Gitterfurchenbreiten durch Polynomfunktionen 4. Ordnung beschrieben werden [Anhang 3]. Die Lage der Brennpunkte der gebeugten Strahlung beschreibt Gl.(A38). Die Anpassung der realen Fokuskurve erfolgt für einen festen Wert  $R$  durch Variation des Furchenbreitenparameters  $c_1$  und des Kurvenparameters  $d_1$ , bis die Summe der Längendifferenzen der Ortsvektoren  $r'_{zi}$  der Fokuszeile und  $r'_i$  der realen Fokuskurve minimiert ist (Abb.10):

$$\Delta r' = \sum_{i=1}^{10} |\Delta r'_i| = \sum_{i=1}^{10} |r'_{zi} - r'_i| \rightarrow 0 \quad (11)$$

$R$  wird dabei so gewählt, daß  $c_1$  und  $d_1$  in den Bereich von  $1/10$  fallen.

Ist die reale Fokuskurve festgelegt, erfolgt eine Minimierung des Lichtwegfehlers für alle Spektralkanäle. Der Lichtwegfehler beschreibt die Gitterabbildungsfehler durch Koma-Aberration und durch sphärische Aberration [Anhang 3]. Für die zehn Kanäle beschreiben die Standardabweichungen  $\Delta c_2$  und  $\Delta c_3$  der Mittelwerte der einzelnen optimalen Furchenbreitenparameter  $c_2, c_3$  (Gl.(A39,A40)) den maximalen Lichtwegfehler  $\Delta F$ , der aus der Kombination von Gl.(A32,A39,A40) folgt und kleiner als das 'Rayleigh'-Kriterium von  $\lambda_M/4$  sein muß [40]:

$$\frac{\lambda_{PW}}{4} \geq \Delta F(x_p) = \left[ \frac{|x_p|^3 \Delta c_2}{R^2} + \frac{x_p^4 \Delta c_3}{R^3} \right] \cdot \frac{m \lambda_{PW}}{\sigma_0} = \Delta c(x_p) \cdot \frac{m \lambda_{PW}}{\sigma_0} \quad (12)$$

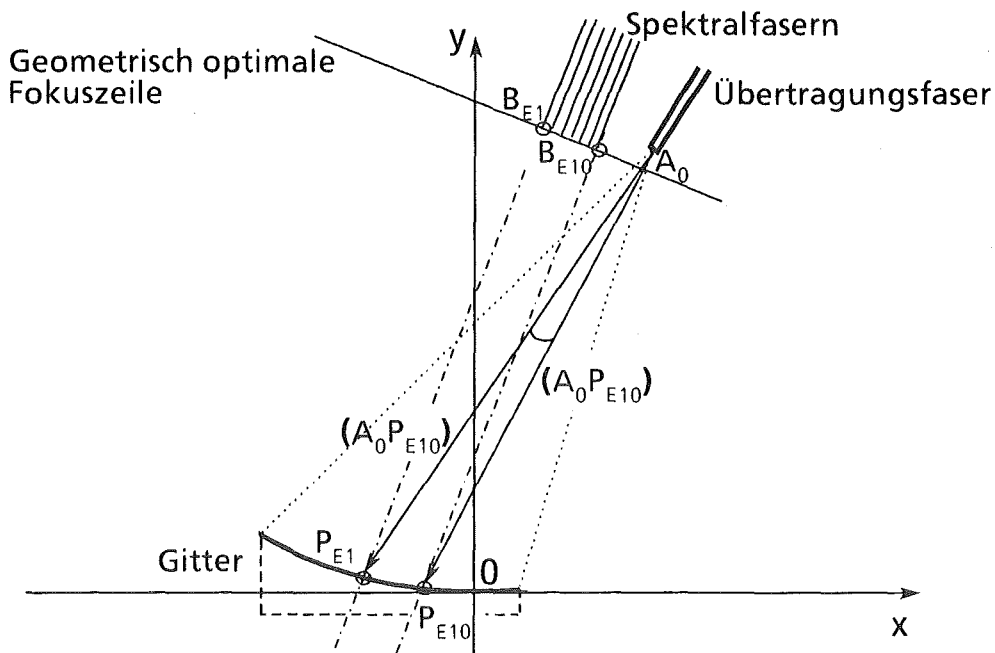
Eine Minimierung für eine bestimmte Gitterkoordinate  $x_p$  erhält man, wenn der Klammerterm  $\Delta c(x_p)$  durch geeignete Wahl der Kurvenparameter  $d_2, d_3$  minimiert wird.

Aus Gl.(12) ergeben sich unmittelbar Anforderungen an die Röntgenmaskentechnik. Ein geringe Maßhaltigkeit des Gitterabsorbermusters würde sich direkt in der Zunahme des Lichtwegfehlers bemerkbar machen. Legt man das 'Rayleigh'-Kriterium als maximal zulässigen Laufwegfehler für sämtliche ausgestrahlten Gitterfurchen zugrunde, so muß die Maßhaltigkeit unter  $0.1 \mu\text{m}$  liegen.

Eine vollständige Strahlungsauskopplung erfordert aufgrund der modenabhängigen Abbildungsunschärfe [Kap.2.2.1.,Anhang2] die Verschiebung der Mittelpunkt der Spektralfaserendflächen gegenüber den durch die Ortsvektoren  $r_{zi}$  bestimmten Fokuszeilenpunkte zu größeren Wellenlängen hin. Für die Verschiebung erwies sich die halbe lineare Beugungsdispersion (Gl.(5)) der Interferenzwellenlängenbandbreite Gl.(A3) der 'Blaze'-Wellenlänge [Kap.2.2.3.] als geeignete Größe.

Um eine Minimierung der durch die begrenzte numerische Spektralfaserapertur  $NA_{SW}$  bedingten Auskoppelverluste zu erhalten, müssen sich die ausgeleuchteten Gitterfurchen an der Spektralfaserkoppelzeile orientieren (Abb.11). Man berechnet dafür die Gitterschnittpunkte  $P_{E1}, P_{E10}$  der Normalen der Eckpunkte der Spektralfaserkoppelzeile  $B_{E1}, B_{E10}$  des kleinsten und größten Spektralkanals und bestimmt mit dem Endflächenmittelpunkt  $A_0$  der Übertragungsfaser die Richtungsvektoren  $(A_0 P_{E1})$  und  $(A_0 P_{E10})$ . Die Winkelhalbierende des durch diese beiden Vektoren eingeschlossenen Winkels sei dann die Normale der Übertragungsfaserendfläche. Die geometrischen Gittergrenzen werden anschließend geringfügig größer gewählt als der durch die Übertragungsfaser ausgeleuchtete Gitterbereich.





**Abb.11:** Festlegung der Endflächenlage der Übertragungsfaser und Begrenzung der Gitterdimensionen.

### 2.2.3. Effizienz des Reflexionsgitters

Der Begriff Effizienz eines Beugungsgitters wird mit unterschiedlichen Bedeutungen verwendet. Hier wird nur die absolute Effizienz betrachtet, die den Prozentsatz des einfallenden Lichts in einer bestimmten Beugungsrichtung angibt [27]. Die spektrale Effizienzverteilung eines selbstfokussierenden Reflexionsgitters setzt sich aus den Effizienzbeiträgen jeder einzelnen Gitterfurche zusammen. Der Effizienzbeitrag einer an der Beugung beteiligten Gitterfurche, die der lokalen Annäherung eines ebenen Gitters entsprechen soll, wird durch die Gestaltung der Gitterfurche, den Lichteinfallswinkel bezogen auf die Gitternormale und die Reflektivität der Furchenoberfläche bestimmt [27,28].

Gilt für die Furchenbreiten  $a$  des entworfenen Reflexionsgitters das Kriterium  $\lambda_M/a < 0.2$  mit der Interferenzwellenlänge  $\lambda_M$  der gebeugten Strahlung in der lichtleitenden Kernschicht, so kann die Effizienzverteilung mit Methoden der geometrischen Optik beschrieben werden. Anderenfalls treten Polarisations-effekte auf, deren Beschreibung nur mit einer elektromagnetischen Theorie möglich ist [28,29].

Es wird eine kleine Variation der Gitterfurchenbreite des Reflexionsgitters vorausgesetzt [Anhang 3]. Damit kann man eine Betrachtung der Gittereffizienz näherungsweise durch eine Effizienzbeschreibung der Beugung am Gitterursprung ( $a = \sigma_0$ ) durchführen.

Aufgrund der begrenzten Strukturierungsgenauigkeit des Maskenabsorbermusters ist man bemüht, möglichst große Furchengeometrien zu realisieren. Gibt man einen festen Abstand  $r'$  von einem Beugungsfokus zu einer Gitterfurche vor, so wird dieser nach Gl.(A37,A38) nur unwesentlich durch eine Variation des Lichteinfallswinkels verändert. Mit der Gitterfurchenbreite bei Autokollimation, das heißt Einfallswinkel  $\alpha$  ist gleich Beugungswinkel  $\beta$ , wird damit näherungsweise auch die Furchenbreite für  $\alpha \neq \beta$  bestimmt. Die Bedingung für die Autokollimation bei  $a = \sigma_0$  folgt mit Gl.(A3) zu:

$$\sin \alpha = \sin \beta = \frac{m \cdot \lambda_M}{2 \cdot \sigma_0} \quad (13)$$

Die Kombination von Gl.(5) mit Gl.(2) der linearen Beugungsdispersion ergibt mit Gl.(13):

$$\sigma_0 = m \cdot \left( \frac{r'^2 \cdot \Delta \lambda_{PK}^2}{d_{SF}^2} + \frac{\lambda_M^2}{4} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

Eine möglichst große Gitterkonstante  $\sigma_0$  kann erreicht werden durch

- Maximierung der Fokusslänge  $r'$
- Maximierung der Beugungsordnung  $m$ .

Aus praktischen Gründen ist man an einer Minimierung der Bausteingröße interessiert und versucht daher  $r'$  so klein wie möglich zu machen. Eine Bestimmung von  $r'$  erfolgte anhand der begrenzten, tiefenlithographisch strukturierbaren Gesamtfläche. Damit wurde eine mittlere Fokusslänge von  $r' \approx 16$  mm festgelegt.

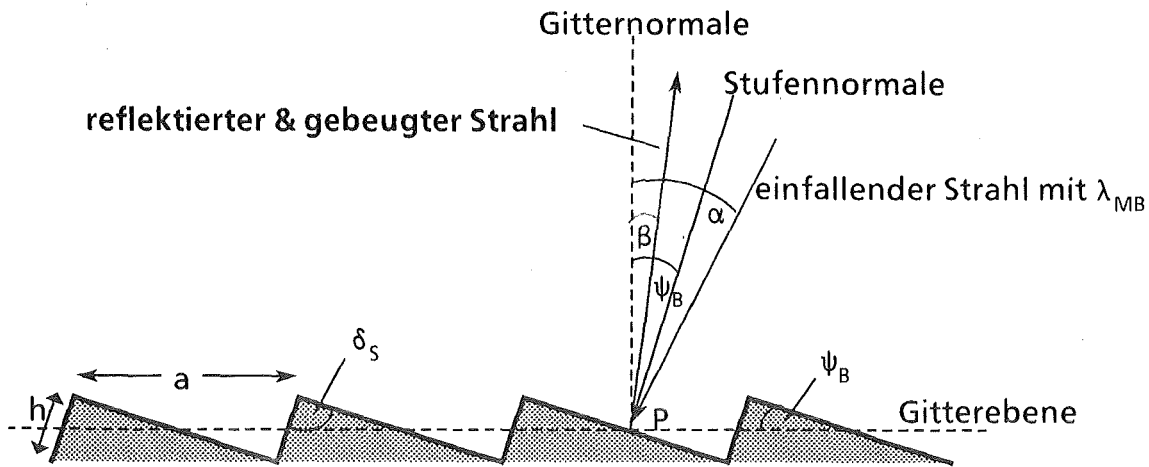
Eine obere Grenze der einsetzbaren Beugungsordnung  $m$  folgt aus der Überlappung von Spektralbereichen benachbarter Beugungsordnungen. Diese muß auf jeden Fall vermieden werden, um eine eindeutige spektrale Kanaltrennung zu gewährleisten. Der mindestens freizuhaltende Spektralbereich wird durch die kleinsten und größten verwendeten Resistwellenlängen definiert:

$$\Delta \lambda_{PW} = \lambda_{PWmax} - \lambda_{PWmin}$$

Dieser Bereich ist frei von Überlappungen solange gilt [27]:

$$\Delta \lambda_{PW} \geq \lambda_{PWmin} / m.$$

Wählt man PMMA als Material für die Kernschicht, so beträgt der mindestens freizuhaltende Spektralbereich  $\Delta \lambda_{PW} = 121$  nm und damit die maximal verwendbare Beugungsordnung  $m = 3$ . Für Interferenzwellenlängen innerhalb des Demultiplexer-Spektralbereichs  $\lambda_{PWmin} < \lambda_M < \lambda_{PWmax}$  folgt über Gl.(14) eine Furchenbreite am Gitterursprung von  $a = \sigma_0 \approx 5.1$   $\mu$ m. Mit  $\lambda_{PWmax} = 604$  nm erhält man  $\lambda_{PWmax}/a < 0.2$ . Wie anfangs erwähnt, wäre damit eine Effizienzbetrachtung



**Abb.12:** Schema eines stufenförmigen Reflexionsgitters mit 'Blaze'-Wirkung für einen Einfallswinkel  $\alpha > \psi_B$ .

mit Methoden der geometrischen Optik erlaubt. Diese wird im folgenden durchgeführt, da abweichende Brechungsindices anderer Resistzusammensetzungen zu keiner wesentlichen Änderung des Ergebnisses führen würden.

Die Gitterfurchen eines tiefenlithographisch strukturierten Reflexionsgitters beugen im Bereich der geometrischen Optik fast die gesamte einfallende Strahlung einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda_{MB}$  in eine bestimmte Beugungsrichtung einer Beugungsordnung  $m$ , wenn eine stufenförmige Furchenstruktur unter folgenden Voraussetzungen eingesetzt wird (Abb.12):

- Eck- oder Apexwinkel der Stufen  $\delta_s = 90^\circ$
- 'Blaze'-Effekt: Die einfallenden Lichtstrahlen werden in die gewünschte Beugungsrichtung zusätzlich reflektiert. Erreicht wird das durch geeignete Wahl des Neigungs- oder 'Blaze'-Winkels  $\psi_B$  der reflektierenden Stufenfläche zur Gitterebene. Bei einer Reflexion in die gewünschte Beugungsrichtung gilt:

$$\psi_B = \frac{\alpha + \beta}{2} \quad (15)$$

- Einfalls- und Beugungswinkel nahe Autokollimation
- Eine hohe Reflektivität  $R^*$  der Furchenflächen [Anhang 4]
- Vernachlässigbare Oberflächenrauigkeiten [Anhang 4].

Eine mögliche Berechnung der spektralen Effizienzverteilung um die 'Blaze'-Wellenlänge  $\lambda_{MB}$  eines solchen Gitters ist in [30] beschrieben. Die absoluten Effizienzen für eine ideale Stufenstruktur lauten danach für  $\alpha > \psi_B$ :

$$E(\beta) = \frac{R^*}{\cos \alpha \cdot \cos \beta} \left\{ \frac{\sin H}{H} \left( \frac{\cos \alpha + \cos(2\psi_B - \beta)}{2} \right) \right\}^2 \quad (16)$$

mit 
$$H = \frac{\pi \cdot a}{\lambda_{PW}} [\sin(2\psi_B - \beta) - \sin \alpha]$$

und für  $\alpha < \psi_B$ :

$$E(\beta) = \frac{R^*}{\cos \alpha \cdot \cos \beta} \left\{ \frac{\sin H}{H} \left( \frac{\cos \beta + \cos(2\psi_B - \alpha)}{2} \right) \right\}^2 \quad (17)$$

mit 
$$H = \frac{\pi \cdot a}{\lambda_{PW}} [\sin(2\psi_B - \alpha) - \sin \beta]$$

Aus den Gleichungen läßt sich zeigen, daß die Effizienz für die 'Blaze'-Wellenlänge aus Gl.(15) um so mehr abnimmt, je mehr sich der Einfallswinkel vom 'Blaze'-Winkel entfernt. Daher versucht man immer, die Übertragungsfaser des planaren Spektrographen so nahe wie möglich an die benachbarten Spektralfasern anzunähern. Ob dabei  $\alpha > \beta_{\max}$  oder  $\alpha < \beta_{\min}$  gewählt werden soll, muß zusammen mit einer Abbildungsfehlerminimierung im Zuge des Bausteinentwurfs erfolgen. Erst danach ist die optimale Bestimmung der 'Blaze'-Wellenlänge und damit des 'Blaze'-Winkels möglich.

Mit PMMA als Kernschichtmaterial folgt eine Abschätzung der spektralen Effizienzverteilung in der 3. Beugungsordnung. Neben der mittleren Furchenbreite  $a \approx \sigma_0 = 5.1 \mu\text{m}$  wird ein autokollimationsnaher Winkel  $\alpha = 11^\circ (> \beta_{\max}$  nach Gl.(A4)) und eine mittlere Reflektivität von Silber  $R^*_{Ag} = 0.98$  [Anhang 4] gewählt. Die maximalen Effizienzwerte im gewünschten Spektralbereich ergeben sich nach Gl.(16) mit einem 'Blaze'-Faktor von  $C_B = 0.44$  für eine 'Blaze'-Wellenlänge  $\lambda_{MB} = \lambda_{PW\min} + C_B \cdot \Delta\lambda_{PW} = 555 \text{ nm}$  (Tab.1).

Praktisch akzeptable Effizienzen sollten größer 70% sein, so daß die 3. Beugungsordnung für den gewünschten Spektralbereich nicht mehr ausreicht. Die 2. Beugungsordnung ergibt mit Gl.(14) eine mittlere Furchenbreite  $a \approx \sigma_0 = 3.4 \mu\text{m}$ , die auch noch eine Effizienzbetrachtung im Bereich der geometrischen Optik zuläßt. Die maximalen Effizienzen (Tab.1), die sich sich mit einem 'Blaze'-Faktor  $C_B = 0.43$  ergeben, lassen eine praktische Anwendung zu.

Bei einem Beugungsmaximum sind die Lichtwegdifferenzen zwischen zwei benachbarten Gitterfurchen allgemein  $m \cdot \lambda_M$ . Bei Autokollimation ergibt sich damit eine Stufenhöhe von  $h = m \cdot \lambda_M / 2$ . Mit der PMMA-'Blaze'-Wellenlänge erhält man für  $h_{m=2} \approx 0.5 \mu\text{m}$ . Da bei der Absorberstrukturierung der Röntgenmasken bei der Herstellung solcher Stufen eine Eckverrundung (Verrundungs-

$\lambda_V$ (nm)	720	740	760	780	800	820	840	860	880	900
$\lambda_{PW}$ (nm)	485.2	498.7	512.1	525.6	539.1	552.6	566	579.5	593	606.5
$E_{m=3}$ (%)	67	80	89	95	97	95	91	84	76	67
$E_{m=2}$ (%)	82	89	93	96	97	96	94	91	87	82

**Tab.1:** Effizienzwerte eines in einer PMMA-Schicht strukturierten, zylindrischen Reflexionsgitters mit  $m = 3$ ,  $a \approx 5.1 \mu\text{m}$  sowie  $m = 2$ ,  $a \approx 3.4 \mu\text{m}$  und mit  $R^* = 0.98$ ,  $\alpha = 11^\circ$ .

radius  $R_K$ ) auftreten kann, wird deren Einfluß auf die Effizienz näher untersucht. Mit erweiterten Gleichungen Gl.(16,17) läßt sich dies näherungsweise berechnen [30] (Tab.2).

Da sich auf der Gitterkurve eines zylindrischen, selbstfokussierenden Reflexionsgitters örtlich ständig Einfallswinkel und Beugungswinkel ändern, ändert sich auch der 'Blaze'-Winkel für  $\lambda_{MB}$ . Die Herstellung eines konkaven Reflexionsgitters mit ideal variierenden 'Blaze'-Winkeln war bisher praktisch unmöglich [31,32]. Aufgrund der freien zweidimensionalen Gestaltung der Maskenabsorberstrukturen, kann mit der Tiefenlithographie ein selbstfokussierendes Gitter mit auf jede Gitterfurche abgestimmten 'Blaze'-Winkeln in einer Resistschicht strukturiert werden.

$\lambda_V$ (nm)	720	740	760	780	800	820	840	860	880	900
$E_{R_K=0.1 \mu\text{m}}$ (%)	79	84	88	90	91	91	89	86	83	79
$E_{R_K=0.2 \mu\text{m}}$ (%)	75	80	83	85	86	85	84	81	78	75

**Tab.2:** Effizienzwerte eines in einer PMMA-Schicht strukturierten, zylindrischen Stufenreflexionsgitters mit  $m = 2$ ,  $a \approx 3.4 \mu\text{m}$ ,  $R^* = 0.98$  und  $\alpha = 11^\circ$  sowie Eckverrundungsradien  $R_K = 0.1 \mu\text{m}; 0.2 \mu\text{m}$ .

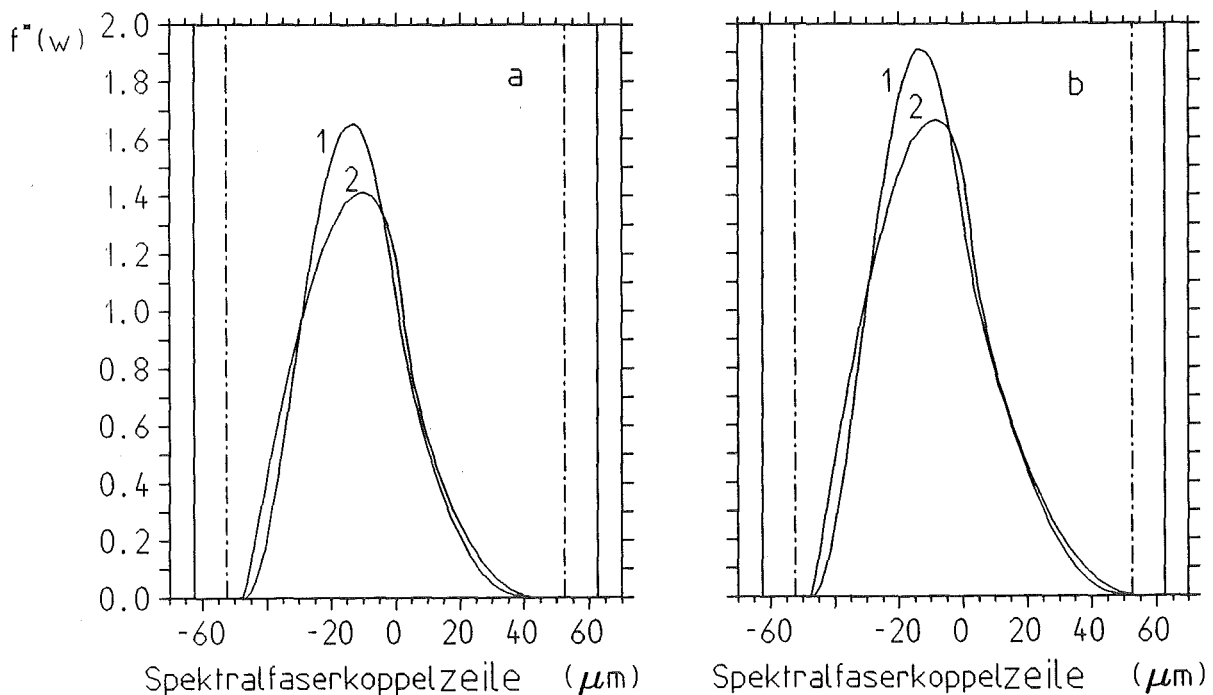
Aus den Effizienzbetrachtungen ergeben sich damit zentrale Anforderungen an die Röntgenmaskenfertigung. Die Ergebnisse aus Tab.2 erfordern eine minimale Genauigkeit der Geometrie des Absorbermusters von  $0.2 \mu\text{m}$ . Aus den Reflexionsbetrachtungen der Gitterstrukturwände [Anhang 4] folgt, daß die Kantenrauigkeiten des Absorbermusters unter  $0.1 \mu\text{m}$  liegen müssen. Die Einhaltung einer optimierten 'Blaze'-Winkelvariation erfordert weiter eine Maßhaltigkeit des Gitterabsorbermusters  $< 0.1 \mu\text{m}$ .

#### 2.2.4. Zweidimensionaler Demultiplexerentwurf für die Röntgenmaskenstrukturierung

Um den vollständigen Entwurf eines Demultiplexers erstellen zu können, wird der Anforderungskatalog [Kap.2.] unter Berücksichtigung der vorangegangenen Betrachtungen um folgende Entwurfskriterien erweitert:

- Es soll ein 3-Schicht-Resistaufbau mit einer lichtleitenden PMMA-Kernschicht verwendet werden. Dafür wird ein mittlerer Kernschicht-Brechungsindex im Demultiplexer-Spektralbereich von  $N_{PW} = 1.484$  festgelegt [Kap.2.1.2.].
- Für die zehn lichtauskoppelnden Spektralfasern sollen kommerziell erhältliche Stufenindex-Glasfasern mit einem Manteldurchmesser  $d_{SF} = 125 \mu\text{m}$ , einem Kerndurchmesser  $d_{SW} = 105 \mu\text{m}$  und einer numerischen Apertur  $NA_{SW} \approx 0.29$  verwendet werden [33]. Die Spektralfasern sollen unmittelbar benachbart angeordnet sein und die Spektralkanäle einen konstanten Kanalabstand in der Resistenschicht von  $\Delta\lambda_{PK} = 13.2 \text{ nm}$  (Vakuum  $\Delta\lambda_V = 20 \text{ nm}$ ) haben. Für die Lichtauskoppelfläche eines Spektralkanals wird ein Spalt mit der Höhe  $d_{PW} = 50 \mu\text{m}$  und der Breite  $d_{SW} = 105 \mu\text{m}$  angenähert [Kap.2.2.1.].
- Das Gitter soll in die Beugungsordnung  $m=2$  abbilden [Kap.2.2.3.]. Übertragungsfaser und Spektralfasern sollen autokollimationsnah angeordnet sein. Die Beugungsvektorklängen sollen im Bereich  $r' \approx 16 \text{ mm}$  liegen. Da der Einfallswinkel  $\alpha$  nahe der Autokollimation nach Gl.(A37,A38) praktisch keinen Einfluß auf  $r'$  hat, ergibt sich damit eine Gitterkonstante  $\sigma_0 \approx 3.4 \mu\text{m}$ .
- Die Einfallsvektorlänge soll  $r = 16 \text{ mm} \approx r'$  sein, womit sich ein Abbildungsmaßstab  $M^* \approx 1$  ergibt [Kap.2.2.1.]. Eine Abschätzung des spektralen Auflösungsvermögens ergibt sich mit der Übertragungsfaserapertur  $NA_{PW} = 0.2$  und  $a = \sigma_0$  zu  $\approx 2000$ , womit eine vernachlässigbare Beugungsunschärfe  $< 0.3 \text{ nm}$  für den größten Spektralkanal erreicht wird.

Die Rechnungen mit einem Minimierungsprogramm [34] ergaben für einen autokollimationsnahen Winkel  $\alpha < \beta_{\min}$  gegenüber  $\alpha > \beta_{\max}$  neben einem größeren Abbildungsmaßstab  $M^*$  auch einen größeren Laufwegfehlerterm  $\Delta c(x_p)$  (Gl.12). Es wurde schließlich die Gitterkonstante  $\sigma_0 = 3.5 \mu\text{m}$  und ein Einfallswinkel  $\alpha = 11.5^\circ > \beta_{\max}$  festgelegt und damit die weiteren Bausteingrößen berechnet [Anhang 6]. Die Gittereffizienzwerte entsprechen denen aus Tab.1 für  $m=2$ . Die nach Gl.(16,17) berechneten Effizienzen anderer Beugungsordnungen liegen alle unter 1% für geometrisch perfekte Stufenstrukturen. Der größtmögliche Laufwegfehler für  $\lambda_{PW\max}$  ergibt sich zu  $\Delta F(4\text{mm}) = 8 \text{ nm}$  und ist damit vernachlässigbar. Das Gitterauflösungsvermögen der Übertragungsfaser ist 2532, womit sich für

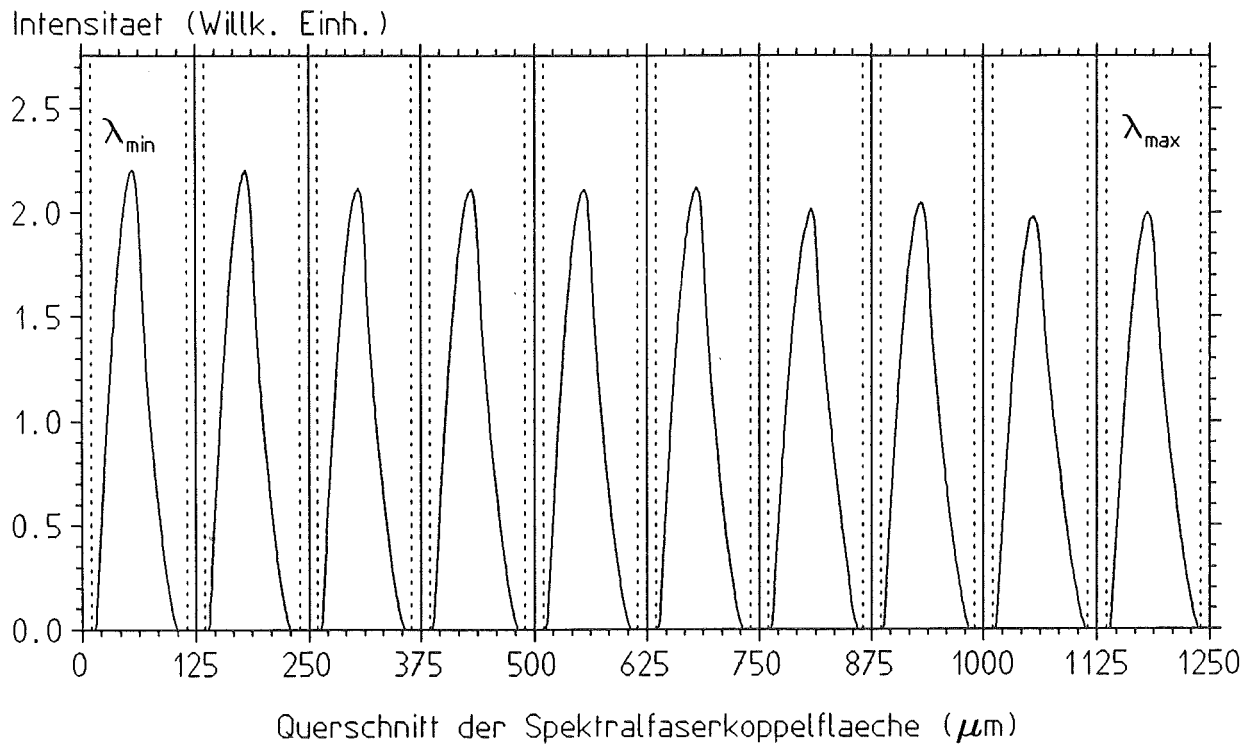


**Abb.13:** Intensitätsverteilungen auf den Spektralfaserendflächen berechnet über [Anhang 2] und Gl.(7) für  $\lambda_{PWmin}$  (a) und  $\lambda_{PWmax}$  (b). Verwendet wurde die Gitterfurchenbreite  $a = \sigma_0$ , der Kerndurchmesser der Übertragungsfaser als effektive Eingangsspaltbreite und eine der Abbildungsunschärfe angepassten Spektralfaserverschiebung von ca.  $22 \mu m$ .

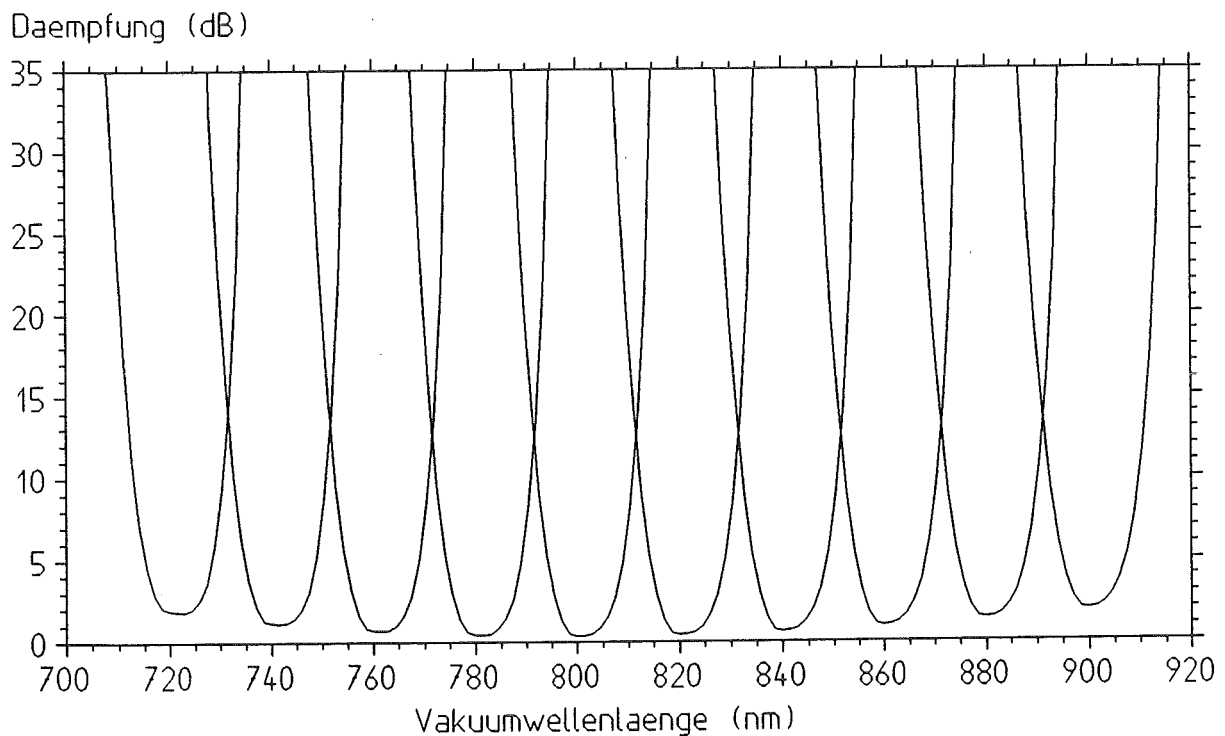
$\lambda_{PWmax}$  eine Beugungsunschärfe von  $\Delta\lambda_G = 0.2 \text{ nm}$  ergibt. Die Anpassung der realen Fokuskurve an die geometrisch optimale Fokuszeile (Tab.(A5)) ergibt eine maximale Ortsvektordifferenz in eine Beugungsrichtung  $\Delta r'_{10} = \Delta r'_1 \approx 11 \mu m$  und damit eine Auffächerung der Strahlung auf der Spektralfaserkoppelzeile von etwa  $2.5 \mu m$ .

Ohne Berücksichtigung der Brechungsindex-bedingten Unschärfe  $\Delta\lambda_{PWN}$  und der Beugungsunschärfe  $\Delta\lambda_G$  wurden mit den Strahlungsverteilungen auf die einzelnen Beugungswinkel [Anhang 2] über (Gl.(7)) die Intensitätsverteilungen auf den Querschnitten der Spektralfaserendflächen der Kanäle  $\lambda_{PWmin}$  und  $\lambda_{PWmax}$  berechnet (Abb.13). Dabei wurde auf dem Lichtweg Faser-Gitter einmal das von der Gradientenindexfaser in die lichtleitende Stufenindex-Resistschicht eingekoppelte, parabolische Strahlungsprofil als unverändert betrachtet (1) und das andere Mal eine vollständige Modenmischung angenommen, womit die Entstehung eines gleichförmigen Strahlungsprofils verbunden ist (2).

Eine näherungsweise Berechnung dieser Intensitätsverteilungen für ein gleichförmiges Strahlungsprofil auf dem Strahlweg Faser-Gitter erfolgte für alle Kanäle zusätzlich mit einer Strahlverfolgungsrechnung ('Raytracing') (Abb. 14) [Anhang 5]. Die Verteilungen ergaben sich durch Aufsummieren der Amplituden einzelner Strahlen verschiedener Interferenzwellenlängen der zehn Kanäle. Durch die



**Abb.14:** Normierte Intensitätsverteilungen auf den Koppelflächenquerschnitten der 10 Spektralfasern, berechnet durch eine 'Raytrace'-Simulation [Anhang 4]. Jeder Kanal wurde mit 51 Strahlstartpunkten (Abstand  $1\mu\text{m}$ ), den jeweiligen Film-Moden einer Wellenlänge (22 - 28) und den ausgeleuchteten 1093 Gitterzähnen durchgerechnet.



**Abb.15:** Transmissionscharakteristik des Demultiplexers für alle zehn Spektralkanäle, berechnet durch eine 'Raytrace'-Simulation [Anhang 4] mit Berücksichtigung der Gittereffizienzen.

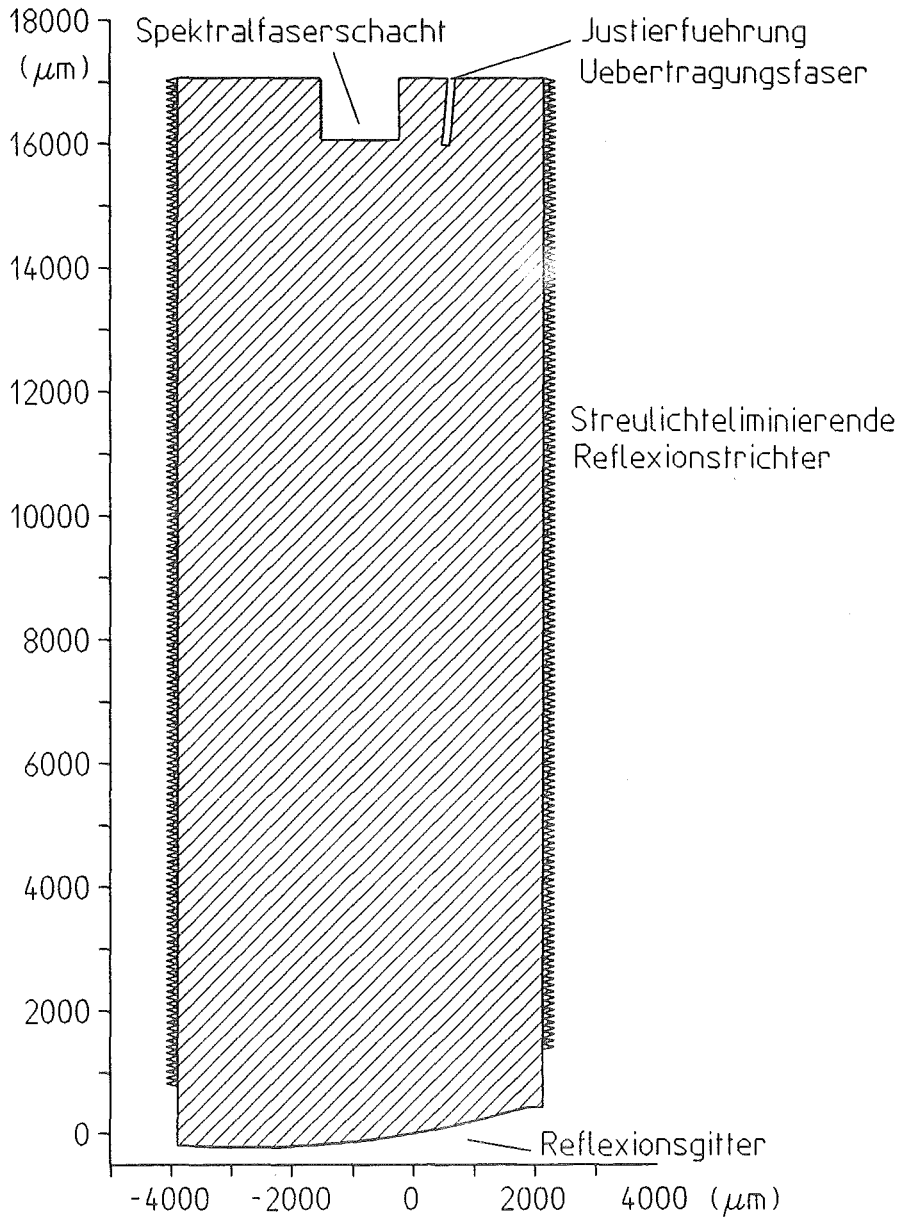


unterschiedlichen Rechenmethoden konnte damit die Strahlungsverteilung abgesichert werden. Aus Abb.13 kann man erkennen, daß die Strahlungsauskopplung bei einer parabolischen Strahlungsverteilung geringfügige Vorteile gegenüber einer gleichmäßigen Strahlungsverteilung auf dem Strahlweg Übertragungsfaser-Gitter bietet. Die Strahlungsauskopplung wird vernachlässigbar von der Dejustierung der optimalen Koppelzeile zur realen Gitterfokuskurve beeinflusst.

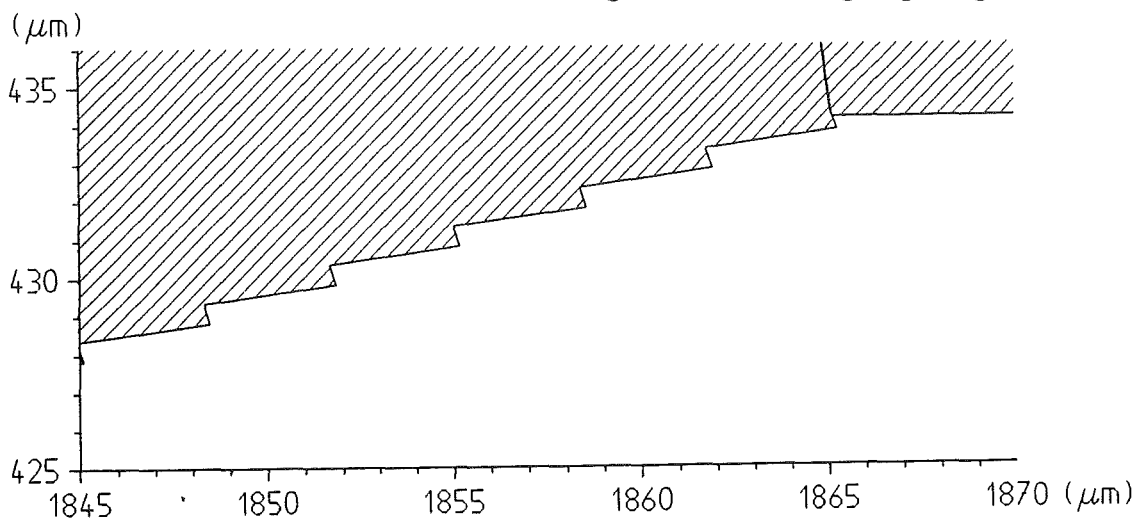
Weiter wurde die Transmissionscharakteristik des Demultiplexers, die die relative ausgekoppelte, spektral zerlegte Strahlung gegenüber der eingekoppelten Strahlung für jeden Spektralkanal beschreibt, näherungsweise mittels 'Raytracing' ermittelt. Angenommen wurden hierbei keine Wellenleiterverluste, keine Faserkoppelverluste und keine Verluste durch Strukturfehler. Berücksichtigt wurden, durch Korrektur der aufsummierten Strahlamplituden, die Gittereffizienzen [Kap.2.2.3.] und die numerische Apertur sowie der Kerndurchmesser der Strahlungsauskopplenden Spektralfasern. Das Übersprechverhalten, das die Strahlungsauskopplung benachbarter Spektralkanäle in eine bestimmte Spektralfaser beschreibt, erreicht hier den in der Einleitung geforderten Wert von 35 dB pro Kanal. Die geforderte Gesamtdämpfung von 3dB pro Kanal wird eingehalten, wobei die Randkanäle  $\lambda_{PWmin}$ ,  $\lambda_{PWmax}$  aufgrund der Gittereffizienzen nur noch geringe zusätzliche Dämpfungen zulassen.

Der endgültige Koordinatentwurf des Demultiplexers für den Elektronenstrahlschreiber (ESS) ist in Abb.16 dargestellt. Der ESS stellt dabei die Grundlage für den ersten Fertigungsschritt der Röntgenmaskenherstellung dar [13]. Die trichterförmigen Randstrukturen sollen auftretendes Streulicht durch Vielfachreflexion aus dem Wellenleiter auskoppeln. Sie haben eine Breite von 50  $\mu\text{m}$  und eine Tiefe von 200  $\mu\text{m}$ . An den Ankopplflächen der Übertragungsfaser und der Spektralfasern wurden seitlich Justierführungen von etwa 1000  $\mu\text{m}$  Länge vorgesehen. Die Berandung des Demultiplexers orientiert sich am Spektralfaserschacht, so daß dieser mittig angebracht ist. Die Breite ist auf etwa 6.5 mm und die Länge auf etwa 18 mm festgelegt worden. Die stufenförmigen Gitterzähne haben einen Apexwinkel  $<90^\circ$ , um durch den Maskenfertigungsprozess eingebrachte Eckverrundungen auszugleichen (Abb.17).

Bei der Herstellung der Masken muß darauf geachtet werden, daß die Genauigkeit der Absorberstrukturgeometrie  $<0.2 \mu\text{m}$  ist und die maximale Kantenrauigkeit der Strukturen sowie die Maßhaltigkeit des Gitterabsorbermusters unter  $0.1 \mu\text{m}$  liegt. Ansonsten besteht die Gefahr einer erheblichen Verschlechterung der Transmissionscharakteristik des Bausteins.



**Abb.16:** Koordinatenentwurf des Modell-Demultiplexers für den Elektronenstrahlschreiber, mit dem die Röntgenmaskenfertigung eingeleitet wird.



**Abb.17:** Gitterausschnitt aus dem Koordinatenentwurf des Modell-Demultiplexers.

### 3. Experimentelle Untersuchungen zu den Polymeren und zur Herstellung des 3-Schicht-Resistaufbaus

Die folgenden Untersuchungen basieren auf den erarbeiteten Grundlagen zur Polymerauswahl und zur Herstellung dämpfungsarmer Resistschichten [Kap.2.1.2.]. Im Gegensatz zu MMA war MMA-d8 nur in kleinstmengen kommerziell erhältlich, so daß in den weiteren Untersuchungen auf das nur in der Dämpfung benachteiligte, nicht deuterierte PMMA als Kernschichtmaterial zurückgegriffen wurde. Aus demselben Grund wurden die folgenden Untersuchungen der Mantelschichtpolymere alle mit einem (MMA/TFPMA)-Copolymer durchgeführt. Aufgrund des geringen Restmonomergehalts sowie des verhältnismäßig geringen Fertigungsaufwandes wurde eine direkte Schichtpolymerisation in Betracht gezogen. Für die Polymerisation wurden kommerziell erhältliche Monomere (MMA der Fa. DEGUSSA, TFPMA der Fa. ROEHM) sowie der kommerziell am meisten eingesetzte Azo-Initiator Azo-bis-(isobutyronitril) (AIBN) verwendet. Orientierende Dämpfungsmessungen an Polymerproben eines (MMA/PMMA)-Gießharzes und des MMA-Monomers der Fa. DEGUSSA zeigten bei der Gießharzprobe eine gleichmäßig höhere Dämpfung um etwa 0.03 dB/cm, was ausschlaggebend für den schwierigeren Weg der Monomerpolymerisation war. Wie an PMMA- wurden auch an Mantelschichtpolymerproben Dämpfungsmessungen durchgeführt [Kap.3.4.], um die Notwendigkeit einer zusätzlichen Reinigung der Monomere, wie Destillation, zu untersuchen. Anhand einer Brechungsindexbestimmung an Copolymerproben unterschiedlicher Zusammensetzung wurde zunächst das (MMA/TFPMA)-Copolymerverhältnis des Mantelschichtpolymers für eine numerische Apertur  $NA_{PW} = 0.2$  festgelegt [Kap.3.1.]. An weiteren Mantelschichtpolymerproben wurde deren Wärmeformbeständigkeit [Kap.3.2.] und deren Eignung in einem tiefenlithographisch strukturierbaren 3-Schicht-Resistaufbau mit einer PMMA-Kernschicht untersucht [Kap.3.3.]. Schließlich wurde ein im Labormaßstab geeigneter Herstellungsprozess des 3-Schicht-Resistaufbaus entwickelt [Kap.3.5.]. Es handelt sich dabei um die Verschweißung der als Folien polymerisierten Kern- und Deckschicht auf die Grundsicht, die direkt auf eine röntgenunempfindliche Grundplatte aufpolymerisiert wird.

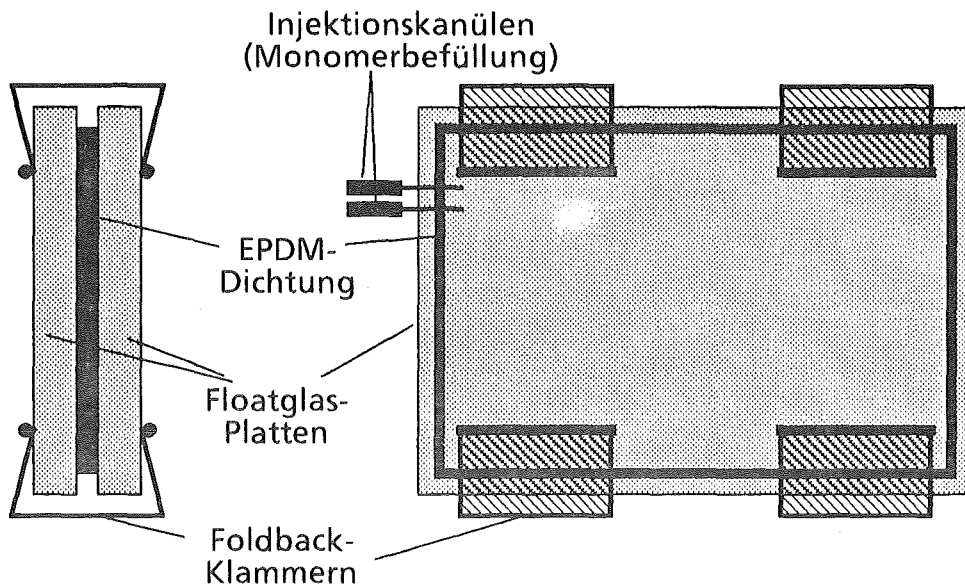
### 3.1. Bestimmung der Copolymerzusammensetzung des Mantelschichtpolymers

Um die Komponentenanteile des Copolymers P(MMA/TFPMA) für eine numerische Apertur der Kernschicht  $NA_{PW} = 0.2$  zu erhalten, ist die Erstellung einer Brechungsindexeichkurve für (MMA/TFPMA) - Copolymerproben unterschiedlicher Zusammensetzung notwendig. Dabei ist zu beachten, daß der Brechungsindex  $N$  von Polymethacrylaten über die LORENTZ-LORENZ-Formel von der Polarisierbarkeit und damit von der Lichtfrequenz abhängig ist (Dispersion) [15,20]. Die Gesamtpolarisierbarkeit  $\alpha_p$  eines Polymers setzt sich aus den Einzelpolarisierbarkeiten der in den Molekülen gebundenen Atome zusammen. Die atomare Polarisierbarkeit entspricht Elektron-Kern-Schwingungen, die durch das elektrische Feld des einfallenden Lichts angeregt werden. Damit sind diskrete Resonanzschwingungen verbunden, die die Polarisierbarkeit abhängig von der Lichtfrequenz oder der Vakuumwellenlänge machen. Verschiedene Atome haben unterschiedliche Polarisierbarkeiten. Bei Polymethacrylaten orientiert sich  $\alpha_p$  im sichtbaren und NIR-Bereich an einer mittleren Resonanzvakuumwellenlänge  $\lambda_{v0}$ , die im UV-Bereich liegt ( $\lambda_{v0} = 200-300$  nm). Bei  $\lambda_{v0}$  hat  $\alpha_p$  und damit der Brechungsindex ein dämpfungsabhängiges Maximum, nimmt über den sichtbaren zum NIR-Bereich hin monoton ab und nähert sich einem konstanten, frequenzunabhängigen Wert. Im resonanzfreien, sichtbaren und NIR-Bereich kann man über die SELLMER'sche Dispersionsformel für Festkörper den Brechungsindex  $N$  näherungsweise mit der CAUCHY-Formel beschreiben:

$$N^2 - 1 = A \left( 1 + \frac{B}{\lambda_v^2} \right) \quad (18)$$

$A$  und  $B$  beschreiben hier Terme 2. und 4. Ordnung von  $1/\lambda_{v0}$ . Wellenlängenabhängige Brechungsindexdifferenzen von Polymethacrylaten unterschiedlicher Zusammensetzung weisen im sichtbaren und NIR-Bereich nur geringfügige Unterschiede auf [15]. Für ein (MMA/TFPMA)-Copolymer mit geringem TFPMA-Anteil kann man hier näherungsweise von einer konstanten Brechungsindexdifferenz ausgehen, die eine Eichkurvenbestimmung mit einer festen Wellenlänge im sichtbaren Bereich erlaubt.

Die Eichkurve wurde mit einem Abbe-Refraktometer der Fa. ZEISS sowie einer Natriumdampflampe mit der charakteristischen Wellenlänge der Natrium D-Linie ( $\lambda_v = 589$  nm) aufgezeichnet [35]. An einer Probe des daraus abgeleiteten Copolymers für die Mantelschicht wurde gegenüber einer PMMA-Probe noch eine frequenzabhängige Brechungsindexmessung durchgeführt, um die Konstanz der Brechungsindexdifferenz zusätzlich zu bestätigen. Die Messung



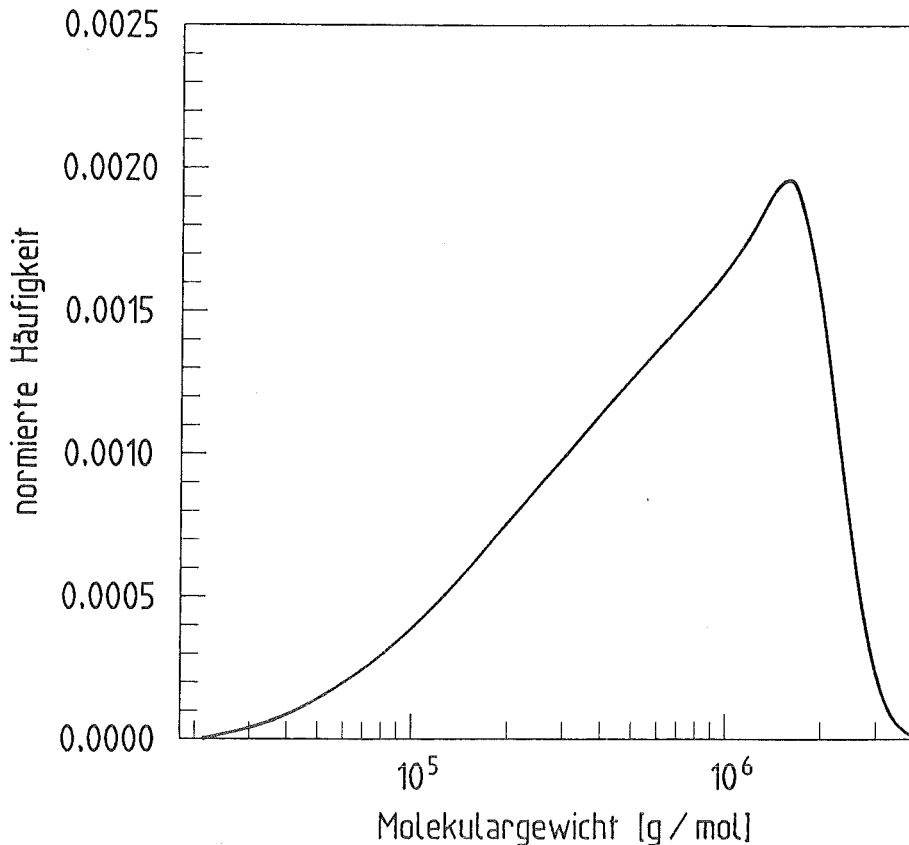
**Abb.18:** Schema einer Polymerisationskammer aus zwei durch eine EPDM-Dichtung separierten Glasplatten zur Polymerplattenherstellung.

wurde mit einem modifizierten Refraktometer und einem Monochromator im Bereich von  $\lambda_v = 460-660$  nm durchgeführt.

### 3.1.1. Probenfertigung

Für die Brechungsindexmessungen wurden zehn Polymerplättchen ( $\approx 1 \times 10 \times 30$  mm) mit einer Variation der (MMA/TFPMA)-Komponentenanteile in 10%-Schritten hergestellt. Die Plättchen wurden in einer Kammer polymerisiert, die aus zwei durch eine geschlossene, elastische Schnurdichtung (Dicke etwa 1mm) separierten Floatglas-Platten bestand (Abb.18). Die elastische Dichtung wurde benötigt, um die Volumenkontraktion bei der Polymerisation von etwa 20% auszugleichen. Problematisch war es ein Dichtungsmaterial zu finden, das bei Polymerisationstemperaturen um  $80^\circ\text{C}$  ausreichend beständig gegen Methacrylate ist. Als geeignet erwies sich ein handelsüblicher Terpolymerkautschuk aus Propylen, Äthylen und einem geringen Anteil eines Diens (EPDM, ShoreA-Härte 50), der bei Temperaturen  $>60^\circ\text{C}$  mindestens 2h in Ethylacetat eingelegt wurde. Damit wurden in MMA lösliche und während einer Polymerisation in die Probe diffundierende Kautschukbestandteile entfernt. Nach dieser Vorbehandlung wies die EPDM-Dichtung eine Volumenkontraktion von etwa 12% und eine geringfügig höhere Steifigkeit auf.

Das mit 0.5 Gew.% AIBN versetzte Monomergemisch für ein Plättchen wurde über Injektionskanülen in die Polymerisationskammer gefüllt und mit einem bestimmten Temperaturprogramm über eine Heizplatte in einem Drucktopf



**Abb.19:** Molekulargewichtsverteilung einer MMA-Polymerisation mit 0.5 Gew.% AIBN bei den Temperaturen: 65°C (6 h); 120°C (2 h).

unter 10 bar auspolymerisiert. Nach dem Abkühlen (10°C/h) und dem Entfernen der Dichtung ließen sich die Polymerplättchen unter destilliertem Wasser leicht von den Glasplatten lösen.

Das Temperaturprogramm wurde anhand mehrerer PMMA-Polymerisationen so ausgewählt, daß die Polymere den Anforderungen an die Schichtpolymere des 3-Schicht-Resistaufbaus [Kap.2.1.2.] gerecht wurden. Ein Reaktionsumsatz >99% kann, bei ausreichender Initiatormenge, nur bei einer Polymerisationstemperatur im Bereich der Glasübergangstemperatur des Polymeren erreicht werden [25]. Darunter verhindert eine mangelnde Diffusion des Monomeren im Polymeren einen entsprechenden Endumsatz (Glas-Effekt), darüber findet bei der Polymerisation eine Hin- und Rückreaktion statt, so daß sich ein temperatur- und druckabhängiges Gleichgewicht mit einer dadurch festgelegten Monomerkonzentration ergibt, die zu höheren Temperaturen hin zunimmt (Ceiling-Effekt). Die Verwendung von AIBN als Initiator bewirkt auf Grund seiner thermischen Zerfallscharakteristik im Bereich der PMMA-Glasübergangstemperatur, Literaturwert von ataktischen PMMA  $T_G = 115^\circ\text{C}$ , jedoch ein sehr geringes Molekulargewicht. Ein hohes Molekulargewicht sowie ein hoher Reaktionsumsatz wird erreicht, wenn die Polymerisation zuerst bis zu einem

Grundumsatz  $>80\%$  bei niedrigen Temperaturen und anschließend der Endumsatz im Bereich von  $T_G$  durchgeführt wird. Dabei ist zu berücksichtigen, daß mit der Abnahme der Reaktionstemperatur gleichzeitig die Polymerisationszeit erheblich ansteigt.

Akzeptable Ergebnisse wurden erreicht, indem die Polymerisation zuerst 6h bei  $65^\circ\text{C}$  und anschließend, nach einer Heizrate von  $2^\circ\text{C}/\text{min}$ , 2h bei  $120^\circ\text{C}$  durchgeführt wurde. Bei entsprechend polymerisierten PMMA-Proben wurde mittels Ramanspektroskopie [36] ein Restmonomergehalt  $<0.5\%$  nachgewiesen und mittels Gel-Permeations-Chromatographie [37] eine unimodale Molekulargewichtsverteilung mit einem mittleren Molekulargewicht von  $878\,000\text{ g/mol}$  bestimmt (Abb.19). Aufgrund der ausreichenden Steuerung der Molekülkettenlängen durch die verwendeten Initiator Mengen sowie Reaktionstemperaturen wurde auf den Einsatz von Reglermolekülen wie Mercaptane verzichtet.

Für die Copolymerisation wurde die Polymerisationstemperatur für den Endumsatz den verschiedenen Glasübergangstemperaturen der Copolymere angepasst, wobei ein linearer Zusammenhang zwischen dem Literaturwert von PTFPMA  $T_G \approx 80^\circ\text{C}$  und dem PMMA-Wert angenommen wurde.

### 3.1.2. Meßergebnisse

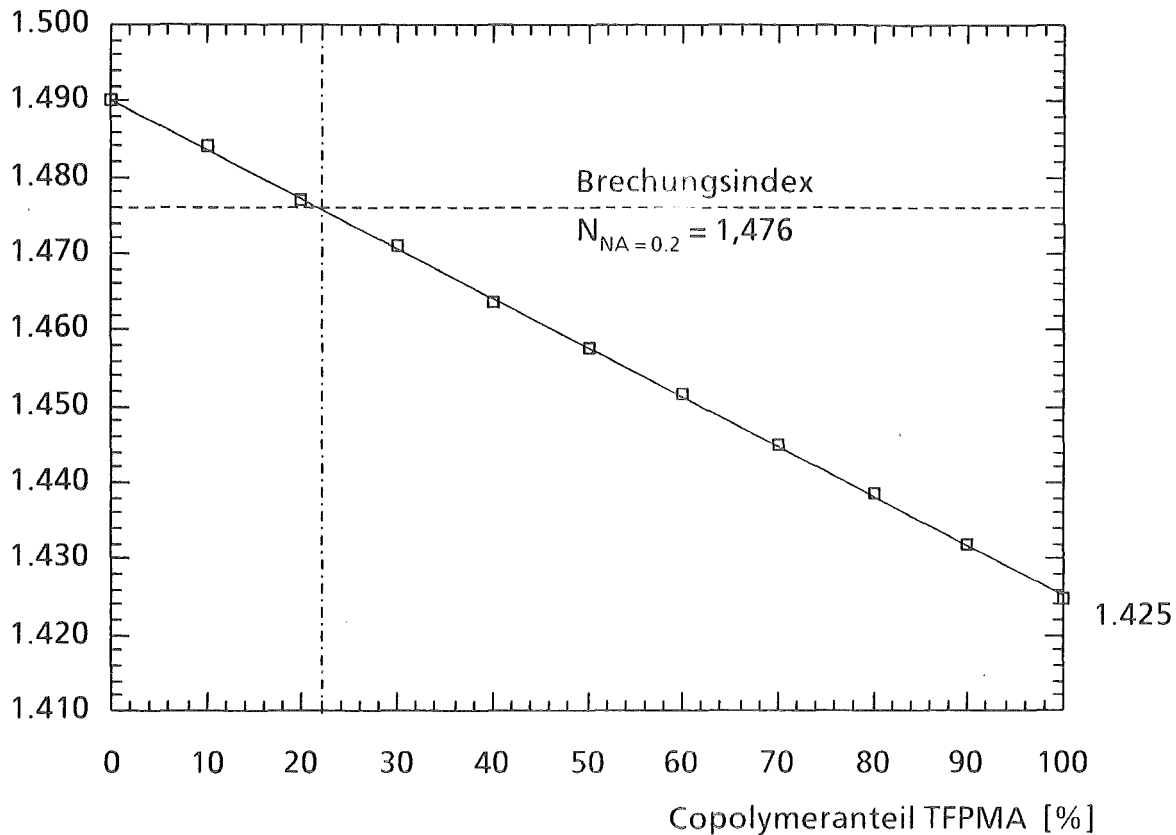
Die Werte der refraktometrischen Messungen für die Eichkurve wurden mit einer Standardabweichung von  $\pm 0.0005$  aufgezeichnet. Der PMMA-Brechungsindex ergab sich zu  $N_{\text{DPW}} = 1.490$ . Für  $NA_{\text{PW}} = 0.2$  muß der Brechungsindex der Mantelschichten damit im Bereich  $N_{\text{DPC}} = 1.4765 \pm 0.0005$  liegen. Um eine eher größere Apertur zu gewährleisten wurde der Brechungsindex auf  $N_{\text{DPC}} = 1.476$  festgelegt. Aus der Eichkurve (Abb.20), die einen linearen Verlauf der Brechungsindexänderung mit der Änderung der Copolymerzusammensetzung wiedergibt, konnte damit folgendes optimale Copolymerverhältnis abgelesen werden:

MMA : TFPMA	78 : 22
-------------	---------

Da die Werte sowohl von PMMA als auch der (MMA/TFPMA)-Copolymere dieselbe Standardabweichung aufweisen, ergibt sich für eine Brechungsindexdifferenz eine Schwankung von  $\pm 0.001$ . Übertragen auf die numerische Apertur läßt sich diese damit mit einer Genauigkeit von  $NA_{\text{PW}} = 0.2 \pm 0.01$  einstellen, was für eine spätere Lichtwellenleiteranwendung ausreichend ist.

Die Werte der wellenlängenabhängigen Brechungsindexmessungen an PMMA- und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>)-Proben wurden im Spektralbereich von  $460\text{ nm}$  bis  $660$

Brechungsindex [bei 26°C, Na-Dampflampe  $\lambda_V = 589 \text{ nm}$ ]



**Abb.20:** Refraktometrische Brechungsindexbestimmung von P(MMA/TFPMA) unterschiedlicher Konzentrationsverhältnisse.

nm mit einer Standardabweichung von  $\pm 0.0005$  registriert. An die Meßpunkte wurden durch lineare Regression Dispersionskurven nach Gl.(18) angepasst. Für PMMA wurden die Kurvenwerte  $A_{\text{PMMA}} = 1.175$ ,  $B_{\text{PMMA}} = 12789.28 \text{ nm}^2$  sowie für das (MMA/TFPMA)-Copolymer  $A_{\text{Copoly}} = 1.1416$ ,  $B_{\text{Copoly}} = 12086,42 \text{ nm}^2$  bestimmt. Die Dispersionskurven wurden anschließend bis 920 nm extrapoliert und sind in Abb.21 dargestellt. Die Änderungen der Brechungsindexunterschiede zwischen 580 nm und 920 nm liegen danach im Bereich der Meßunschärfe und sind als konstant anzusehen.



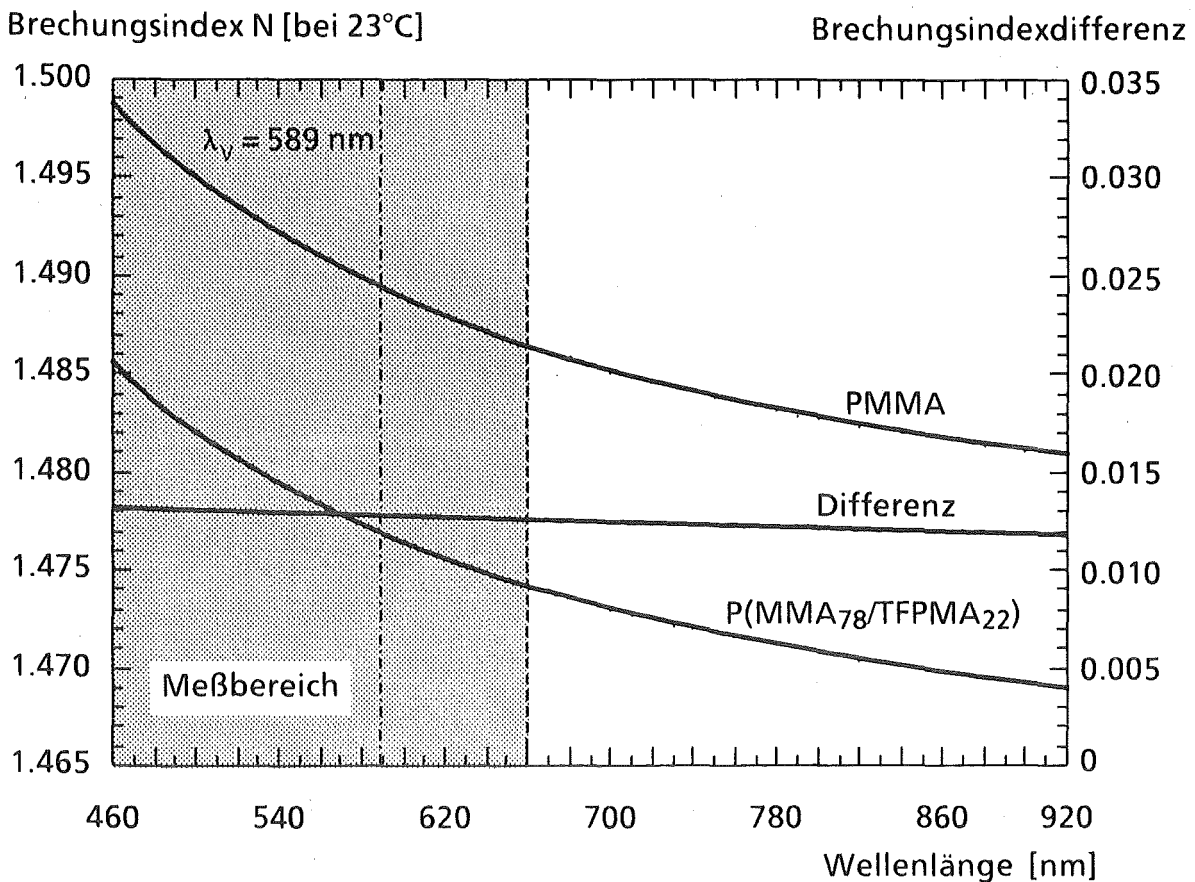


Abb.21: Wellenlängenabhängiger Brechungsindex von PMMA- und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>)-Proben sowie die Differenz beider Indexkurven.

### 3.2. Wärmeformbeständigkeit der Schichtpolymere

Für die in der optischen Nahbereichs-Nachrichtenübertragung standardmäßig eingesetzten Gradientenindex-Glasfasern wird eine thermische Belastbarkeit von etwa 80°C angegeben. Um dieselbe Belastbarkeit für einen tiefenlithographisch strukturierten Demultiplexer zu gewährleisten, müssen die Erweichungstemperaturen der Schichtpolymere über 80°C liegen.

Der temperaturabhängige Übergang vom glasig harten Zustand in den gummielastischen oder flüssigen Zustand amorpher Polymere, um welche es sich bei den Polymethacrylaten des 3-Schicht-Resistaufbaus handelt, ist kein sprunghafter Phasenübergang, sondern erstreckt sich über einen bestimmten Temperaturbereich, den Glasübergangsbereich [38]. Dieser Glasübergangsbereich der Schichtpolymere wurde mittels der dynamisch - mechanischen Thermoanalyse (DMTA) [39] untersucht, womit der dielektrische Verlustfaktor und das Schubmodul der Polymere in Abhängigkeit von der Temperatur aufgezeichnet wurden.

Definitionsgemäß wird bei dieser Meßmethode die Glasübergangstemperatur  $T_G$  durch das Maximum des dielektrischen Verlustfaktors festgelegt, das ungefähr in der Mitte des Glasübergangsbereichs liegt. Ein geeigneterer Wert für die Wärmeformbeständigkeit ist die Temperatur  $T_B$  für den Beginn des Glasübergangs, der durch den Beginn des steilen Abfalls des Schubmoduls über den Glasübergangsbereich gekennzeichnet sein und die Erweichungstemperatur darstellen soll.

Für die Messung wurden Plättchen der Polymere PMMA und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>) mit den Abmessungen 30x10x1 mm gefertigt [Kap. 3.1.1.].

Es wurden folgende Temperaturen  $T_B$ ,  $T_G$  bestimmt:

PMMA:	$T_B = (105 \pm 1) ^\circ\text{C}$	$(T_G = (131 \pm 1) ^\circ\text{C})$
P(MMA <sub>78</sub> /TFPMA <sub>22</sub> ):	$T_B = (98 \pm 1) ^\circ\text{C}$	$(T_G = 121^\circ\text{C})$

Damit ist die Forderung nach einer Temperaturbeständigkeit  $>80 ^\circ\text{C}$  erfüllt.

### 3.3. Röntgentiefenlithographische Strukturierbarkeit des Mantelschichtpolymers

Um Strukturqualitäten von 3-Schicht-Resiststrukturen wie die von PMMA-Mikrostrukturen zu erhalten, müssen die Mantelresistschichten ein ähnliches Entwicklerverhalten nach einer Synchrotronbelichtung wie die PMMA-Kernschicht aufweisen. Für eine Untersuchung wurden Bestrahlungsproben mit den (MMA/TFPMA)-Copolymerverhältnissen (90:10; 80:20; 70:30) gefertigt. An den Proben wurden die Röntgenempfindlichkeit und die Strukturqualität nach einer tiefenlithographischen Strukturierung bestimmt.

#### 3.3.1. Probenfertigung

Die einzelnen Proben wurden durch Aufpolymerisation einer 1 mm dicken Copolymerschicht auf einer Stahlgrundplatte gefertigt [Kap.3.1.1.], deren Oberfläche vor dem Aufbringen des Copolymers sandgestrahlt, im Ultraschallbad gereinigt und in einem alkalischen Elektrolyten entfettet wurde .

Eine definierte Schichtdicke von  $(500 \pm 0.5) \mu\text{m}$  wurde durch Mikrofräsen der Polymerschicht mit einer Ultrafräse der Fa. REICHERT&JUNG eingestellt [41]. Zur Probenbearbeitung wurde ein Diamantschneider eingesetzt. Die Frässpindelgeschwindigkeit lag bei 2500 U/min, die Abtragstiefen bei 1-5  $\mu\text{m}$  und die Vorschubgeschwindigkeit der Probe bei 1-3 mm/sec. Die Qualität der mikrogefrästen Oberfläche wurde mittels eines Oberflächenprofilmessgeräts der Fa. VEECO untersucht [42]. Die Probe wurde dabei unter einem mit einem

Diamant besetzten Taster (Spitzenverrundung  $< 1 \mu\text{m}$ ) verschoben und die vertikalen Bewegungen des Tasters mit einer Genauigkeit von  $5 \text{ \AA}$  aufgezeichnet. Neben Fräsriefen mit einer Tiefe von  $(0.1 \pm 0.01) \mu\text{m}$  und einem periodischen Abstand von  $(100 \pm 5) \mu\text{m}$  hatte die Fläche eine mittlere Rauigkeit von  $R_a = (0.02 \pm 0.01) \mu\text{m}$ .

### 3.3.2. Röntgentiefenlithographische Strukturierung

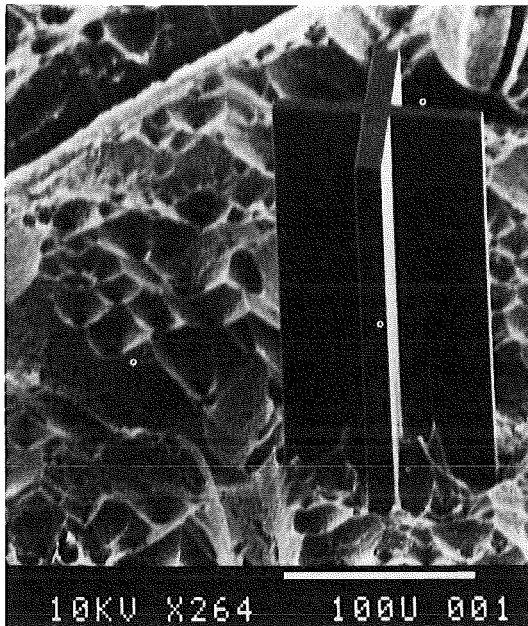
Die Proben wurden am Bonner 2.5 GeV - Synchrotron (charakteristische Wellenlänge  $\lambda_c = 0.534 \text{ nm}$ ) über eine Testmaske belichtet [19,22]. Die Divergenz der Strahlung erlaubt bei einer genau senkrecht zur Strahlung justierten Probe eine Belichtung mit einer theoretischen Kantenunschärfe der erzeugten Mikrostrukturen von  $0.2 \mu\text{m}$  über eine Resisthöhe von  $500 \mu\text{m}$ . Der Bestrahlungsaufwand wurde so gewählt, daß nach insgesamt 1 Stunde Entwicklungszeit die Strukturen noch nicht vollständig durchentwickelt werden konnten.

Die bestrahlten Proben wurden mit einem für PMMA-Proben üblichen Entwickler [22], einem Gemisch aus 60 vol% 2-(2-Butoxyethoxy)ethanol, 20 vol% Tetrahydro-1,4-oxazin, 15 vol% Wasser und 5 vol% Aminoethanol (GG - Entwickler), bei einer Temperatur von  $35^\circ\text{C}$  entwickelt. Nach festen Zeitintervallen wurden die Proben aus dem Entwickler genommen, einem Spülvorgang unterzogen und im Vakuum getrocknet. Gespült wurden die Proben zuerst mit einer Mischung aus 80 vol% 2-(2-Butoxyethoxy)ethanol und 20 vol% Wasser, anschließend mit reinem Wasser. Danach wurde unter dem Mikroskop der Abtrag als Funktion der Entwicklungszeit gemessen. Die Gesamtentwicklungszeit von 1 Stunde setzte sich aus den Zeitintervallen 1,1,2,4,7,10,15,20 min zusammen.

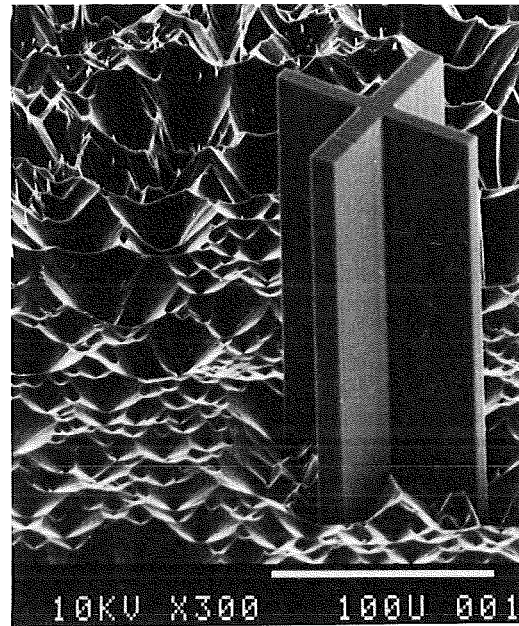
### 3.3.3. Versuchsergebnisse

Nach jedem Entwicklungsschritt zeigte sich bei allen Proben ein durch den Spülvorgang ausgefallter, weißer Niederschlag auf der vom Entwickler angegriffenen Oberfläche belichteter Copolymeranteile, wobei die Niederschlagsmenge mit steigendem TFPMA-Anteil zunahm. Der Niederschlag dürfte auf ein verändertes Löslichkeitsverhalten der Copolymere gegenüber PMMA zurückzuführen sein, das durch die Polarität der Fluorbindungen und die Sperrigkeit der Propylgruppe des TFPMA-Moleküls bedingt sein könnte.

Aus den über die einzelnen Zeitintervalle ermittelten Abtragsraten, die mit einer Standardabweichung von  $\pm 1 \mu\text{m}$  bestimmt wurden, konnte schließlich die Röntgenempfindlichkeit der Proben ermittelt werden [19,22]. Als Vergleichs-



(1)



(2)

**Abb.22:** Röntgentiefenlithographisch hergestellte Mikrostruktur in einer P(MMA<sub>80</sub>/TFPMA<sub>20</sub>) - Schicht (1) und in einer PMMA-Schicht (2).

dosiswerte ergaben sich für die 10% TFPMA-Probe  $2.6 \text{ kJ/cm}^3$ , für die 20% TFPMA-Probe  $2.5 \text{ kJ/cm}^3$  und für die 30% TFPMA-Probe  $2.4 \text{ kJ/cm}^3$ , wobei im Rahmen der Messgenauigkeit die Proben jedoch als gleich empfindlich zu beurteilen sind. PMMA hat vergleichsweise einen Vergleichsdosiswert von  $2.8 \text{ kJ/cm}^3$ .

Um die Qualität der entwickelten Copolymerstrukturen beurteilen zu können, wurden diese in einem Rasterelektronenmikroskop betrachtet. Eine qualitative Aussage wurde dabei anhand eines Vergleichs mit tiefenlithographisch erzeugten PMMA-Mikrostrukturen getroffen. Es konnten bei den Mikrostrukturen aller Copolymerproben weder strukturelle Nachteile gegenüber PMMA - Mikrostrukturen noch Spannungsrisse festgestellt werden (Abb.22).

Die Ergebnisse lassen damit einen Einsatz von P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>) als Mantelpolymer in einem 3-Schicht-Resistaufbau mit einer PMMA-Kernschicht zu.

### 3.4. Optische Dämpfung der Schichtpolymere

Die Dämpfung der Resistschichten hängt stark von der Reinheit der verwendeten Ausgangsmaterialien für eine Polymerisation ab. Um die Notwendigkeit eines weiteren Reinigungsprozesses wie Destillation zu überprüfen, wurden sowohl P(MMA<sub>78</sub> /TFPMA<sub>22</sub>)- als auch PMMA-Zylinderproben aus den kommerziell erhältlichen Monomeren polymerisiert und deren spektrale Dämpfungen im Vakuumwellenlängenbereich 700-950 nm gemessen. Die Dämpfungsmessungen wurden mit einem auf hohe Meßgenauigkeit hin modifizierten Spektralphotometer "Lambda 9" der Fa. PERKIN-ELMER [43] durchgeführt.

#### 3.4.1. Probenfertigung

Für die Dämpfungsmessung wurden zylindrische Proben aus den Polymeren des 3-Schicht-Resistaufbaus mit einem Durchmesser von etwa 15 mm durch Warmpolymerisation mit 0.5 Gew.% AIBN gefertigt. Als Polymerisationskammern dienten Reagenzgläser. Die Polymerisation erfolgte im Wasserbad unter einem Druck von 4 bar. Damit kein sprunghafter Temperaturanstieg durch die exotherme Polymerisationsreaktion erfolgt, der zu einer Blasenbildung im Polymer führen würde, wurde folgendes Temperaturprogramm angewendet: 30°C:10 h; 40°C:10 h; 10°C/h → 115°C:1 h; 10°C/h → 20°C. Die damit erhaltenen Polymerzylinder wurden mechanisch überdreht und in Proben von 30 mm und 1mm Länge aufgeteilt. Die Stirnflächen der Zylinder wurden abschließend mikrogefräst [Kap.3.3.1.]. Die resultierende Oberflächenrauigkeit war ausreichend klein für eine Transmissionsmessung.

#### 3.4.2. Meßergebnisse

Die Dämpfungswerte über den Spektralbereich 700-950 nm wurden durch eine Differenzmessung von kurzer und langer Probe mit einer Standardabweichung von 0.004 dB/cm aufgezeichnet (Abb.23). Der maximale Dämpfungsausschlag bei 900 nm ist der 4. Oberschwingung der CH-Streckschwingungsresonanzen zuzuschreiben. Im Vergleich zu den Literaturwerten ist die Dämpfung der PMMA-Probe geringfügig höher ( $\approx 0.03$  dB/cm) als die kommerziell erhältlicher PMMA - Lichtleitfasern. Die Copolymer-Probe zeigt bei 900 nm erwartungsgemäß, aufgrund der geringeren Anzahl von CH-Bindungen pro Einheitsvolumen, eine gegenüber PMMA geringere Dämpfung. Auffallend ist eine von kleinen zu großen Wellenlängen abfallende Dämpfung der Copolymerprobe. Das könnte durch bei der Copolymerisation verursachte Dichteschwankungen und damit der

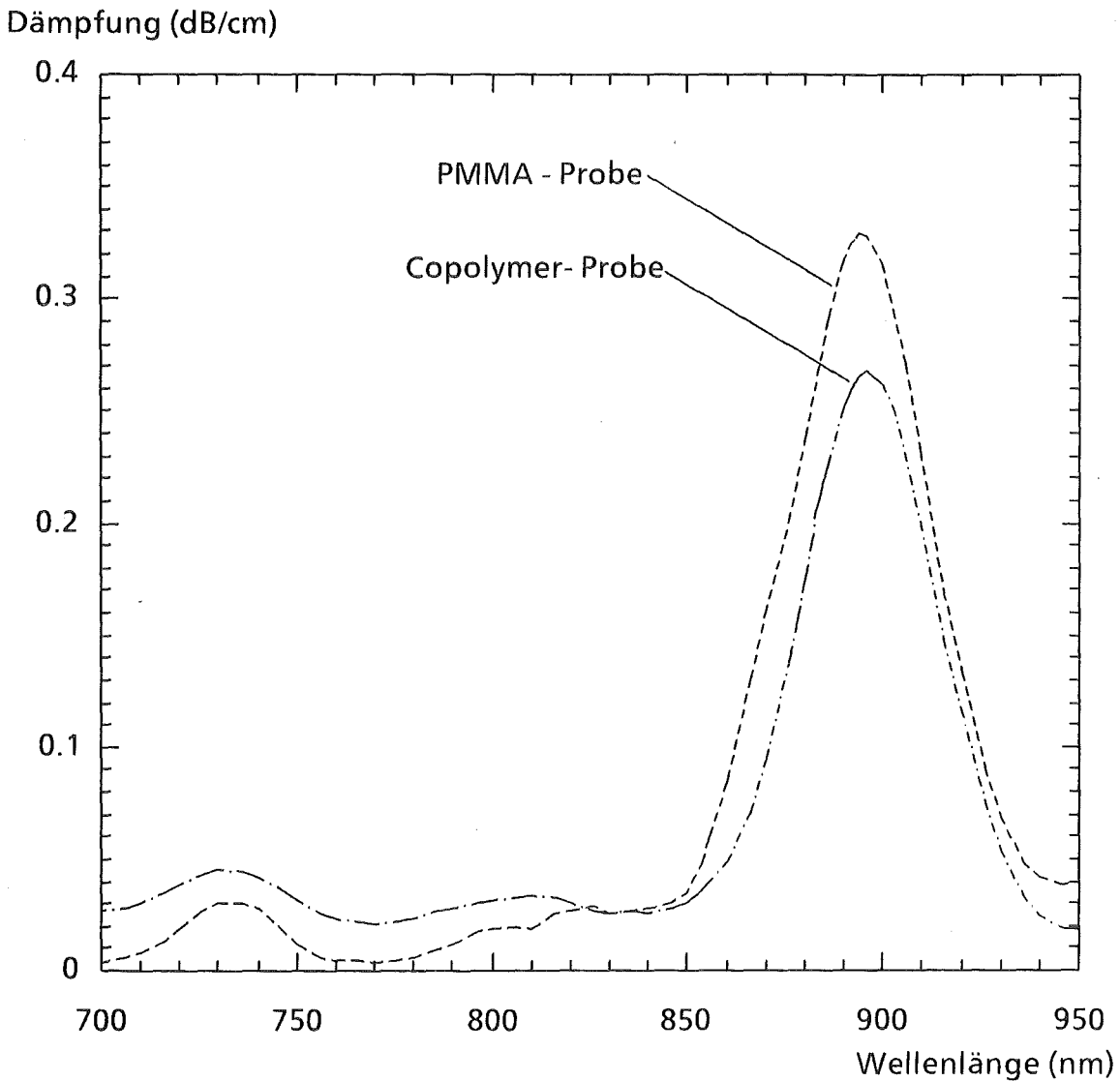


Abb.23: Spektrale Dämpfung von PMMA- und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>)-Zylinderproben.

Rayleigh-Streuung zugeschrieben werden, deren Dämpfung mit  $1/\lambda^4$  zu längeren Wellenlängen hin abnimmt. Eine nähere Untersuchung wurde aufgrund des geringen Dämpfungszuwachses bei den kürzeren Wellenlängen nicht durchgeführt. Die für die Polymere guten Dämpfungswerte machten einen weiteren Reinigungsprozess der Monomere überflüssig.

### 3.5. Herstellung des 3 - Schicht - Resistaufbaus

Der 3-Schicht-Resistaufbau [Kap.2.1.] soll als planarer Multimoden-Wellenleiter mit einem Stufenindexprofil gefertigt werden. Ein Stufenindexprofil erfordert besonders geringe Mischzonen der Schichtpolymere an den Grenzflächen der einzelnen Schichten. Eine Fertigung des 3-Schicht-Resistaufbaus im Labormaßstab legt die direkte Polymerisation der Schichten nahe [Kap.3.1.]. Eine aufeinanderfolgende Schichtpolymerisation hat im wesentlichen den Nachteil, daß während der Polymerisation eine erhebliche Monomerdiffusion, besonders von MMA, in die angrenzende Polymerschicht stattfinden würde [44]. Zum einen kann dies zu einer erhöhten Spannungsrißkorrosion während einer tiefenlithographischen Strukturierung führen, zum anderen muß man damit rechnen, daß lokale Brechungsindexänderungen auftreten. Um diese Probleme zu umgehen, wurde die Grundsicht (Dicke  $(37.5 \pm 0.5)\mu\text{m}$ ) direkt auf die Grundplatte [Kap.3.3.1.] und die weiteren Schichten einzeln als Folien polymerisiert, die anschließend mit der Grundsicht verschweißt wurden. Die geringe Polymerkettendiffusion, die während eines Verschweißvorgangs auftritt, würde den Bedingungen für ein Stufenindexprofil nahe kommen. Im folgenden wird die Folienfertigung der Kern- und der Deckschicht sowie deren Verschweißung mit der auf einer Grundplatte aufpolymerisierten Grundsicht beschrieben.

#### 3.5.1. Folienfertigung

Problematisch bei der Polymerisation von PMMA- oder  $\text{P}(\text{MMA}_{78}/\text{TFPMA}_{22})$ -Folien ist ein Volumenschwund von bis zu 20%, der bei der Aushärtung des Monomers entsteht und ausgeglichen werden muß. Folien mit einem ausreichendem Schwundausgleich ließen sich analog der durchgeführten Plättchenpolymerisation herstellen [Kap.3.1.1.], wobei eine modifizierte Polymerisationskammer verwendet wurde. Die Kammer bestand aus einer Floatglasplatte und einer Aluminiumplatte mit mikrogefräster Oberfläche [Kap.3.3.1.], die durch eine 1mm dicke, geschlossene EPDM-Schnurdichtung separiert waren (Abb.24). Die Aluminiumplatte war im Bereich der Dichtungsandruckfläche so abgestuft, daß sich nach einer Polymerisation Folien mit einer Dicke von etwa  $100\mu\text{m}$  ergaben. Die mittlere Rauigkeit der gefrästen Aluminiumoberfläche lag bei  $R_a = (60 \pm 5)\text{nm}$ , gegenüber einer Floatglas-Rauigkeit  $R_a < 10\text{nm}$  [Kap.3.3.1.]. Dimensionsschwankungen der Polymerisationskammer hatten Dickenschwankungen der Folien von  $\pm 10\mu\text{m}$  zur Folge. Die Folien wurden daher mit der Fläche geringerer Rauigkeit auf die Grundsicht geschweißt und definierte Schichtdicken (Kernschicht  $(50 \pm 0.5)\mu\text{m}$ , Deckschicht  $(37.5 \pm 0.5)\mu\text{m}$ ) durch Mikrofräsen eingestellt.

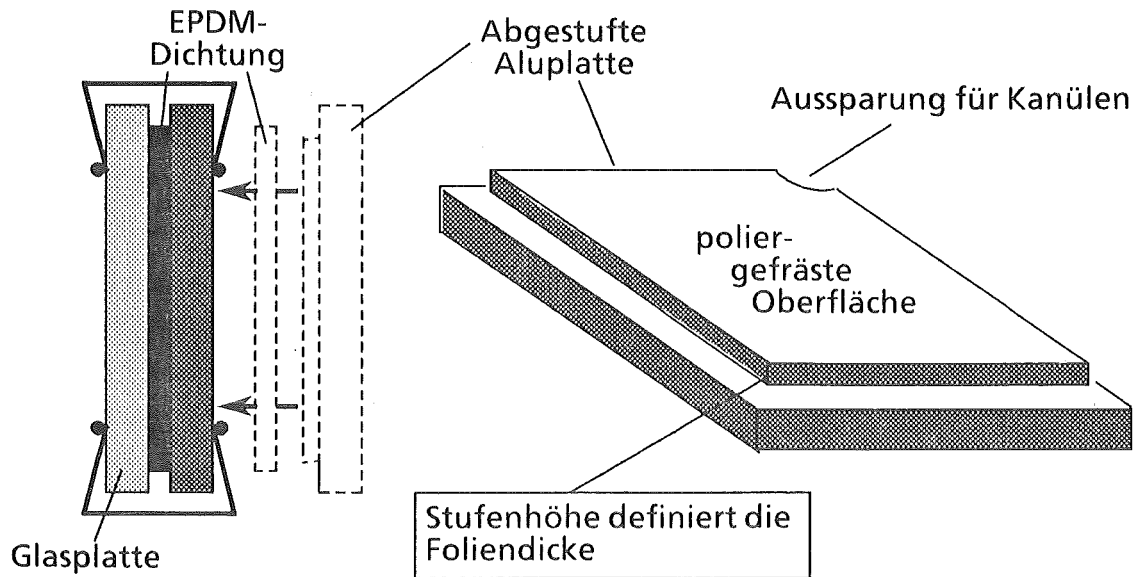


Abb.27: Schema der Polymerisationskammer zur Folienherstellung.

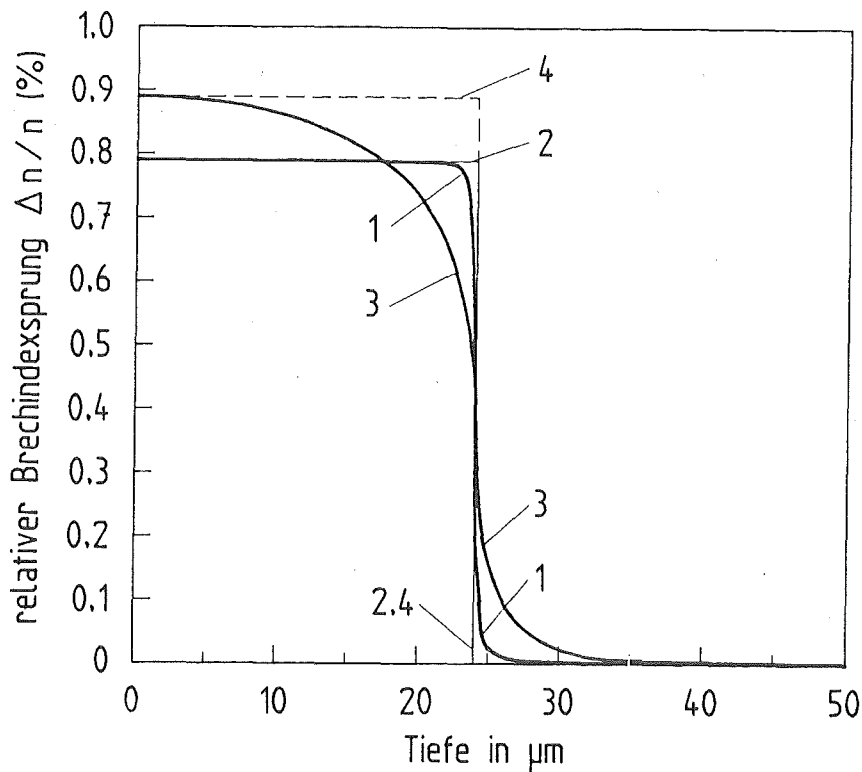
### 3.5.2. Verschweißprozess

Unvernetzte Polymethacrylate können miteinander verschweißt werden [45]. Die Festigkeit der Schweißnaht hängt hier neben Van-der-Waals'schen Wechselwirkungen (Autoadhäsion) im wesentlichen von den durch Interdiffusion der Polymerketten entstehenden Kettenverschlaufungen ab. Eine ausreichende Kettenbeweglichkeit für eine Diffusion erhält man, wenn die Fügetemperatur  $T_V$  mindestens  $10^\circ\text{C}$  über der jeweils höheren Glasübergangstemperatur  $T_G$  der beiden zu verschweißenden Polymere liegt. Durch einen Fügedruck  $p_V$  wird ein voller Kontakt der zu verschweißenden Flächen gewährleistet. Der Verschlaufungsgrad der Kettenmoleküle und die durch Interdiffusion bedingte Dicke der Kettenmischzone wird bei konstantem  $T_V$ ,  $p_V$  durch die Fügezeit  $t_V$  bestimmt. Ziel muß es sein den Verschweißvorgang ohne Änderung der Dicken der bereits auf-gebrachten, mikrogefrästen Schichten durchzuführen. Orientierende Versuche zeigten bei einer Verschweißung von PMMA- und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>)-Proben (1x10x10mm), daß diese Vorgabe noch mit den Schweißparametern  $T_V = 140^\circ\text{C}$ , Fügedruck  $p_V = 1$  bar sowie Fügezeit  $t_V = 60$  min erreicht wird.

Die Verschweißung der Schichtfolien auf die Grundschicht erfolgte einzeln in einer Vakuumreaktionsgießanlage [44]. Als Schweißparameter wurden gewählt:

- Fügetemperatur:  $T_V = 135^\circ\text{C}$
- Fügezeit:  $t_V = 60$  min
- Fügedruck:  $p_V = 1$  bar





**Abb.25:** Brechungsindexprofile durch Reflektivitätsmessungen mit einem fokussierten Laserstrahl. Angegeben ist die prozentuale Änderung des Brechungsindex bezogen auf den niedrigsten Index der Proben.  
1 = Gemessener Verlauf der Eichprobe  
2 = Tatsächlicher Verlauf der Eichprobe  
3 = Gemessener Verlauf der verschweißten PMMA/Copolymer-Probe  
4 = Theoretisches Stufenindexprofil der PMMA/Copolymer-Probe

Nach dem Verschweißen konnte keine Dickenänderung der unter der jeweils verschweißten Folie befindlichen Schicht verzeichnet werden.

Die Festigkeit der Schweißgrenzfläche wurde qualitativ durch stufenweises Mikrofräsen [Kap.3.3.1.] an einer mit einer PMMA-Platte verschweißten Copolymerfolie untersucht. Die bei einer Abtragshöhe bis zu 50  $\mu\text{m}$  auftretende Schnittkraft führte im Bereich der Schweißgrenzfläche nicht zu einem Ablösen der Folie. Daraus wurde abgeleitet, daß die Haftung ausreichend ist.

Eine Überprüfung des durch die Verschweißung erreichten Brechungsindexprofils erfolgte durch eine Messung der Brechungsindexänderung über den Querschnitt der Schweißgrenzfläche [46]. Für die Untersuchung wurde ein PMMA-Plättchen (10x10x1mm) mit einem Copolymerplättchen gleicher Größe unter obigen Bedingungen verschweißt und einseitig geschwärzt. Anschließend wurde die Probe unter einem Winkel von 21.4° anpoliert. An der polierten Fläche wurde mit einem fokussierten Laserstrahl ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) eine Reflektivitätsabtastung

vorgenommen und damit das Brechungsindexprofil über den Querschnitt der Schweißgrenzfläche bestimmt. Der Stufenindexsprung der Polymerprobe sollte bei  $\Delta N \approx 0.0135$  liegen. Da der zur Messung eingesetzte Laserstrahl ein GAUSS-förmiges Strahlprofil aufweist, entspricht die aufgezeichnete Meßkurve nicht direkt dem tatsächlichen Brechungsindexprofil. Eine Beurteilung des Indexprofils war schließlich durch einen Vergleich mit einer Eichmessung an absolut scharfen Reflexionskanten möglich (Abb.25).

Aus der Messung ist ersichtlich, daß sich ein leichtes Gradientenindexprofil ausgebildet hat. Daraus kann geschlossen werden, daß eine deutliche Diffusion der Copolymerketten in die PMMA-Schicht ( $\approx 15\mu\text{m}$ ) gegenüber der Diffusion von PMMA-Ketten in die Copolymerschicht ( $\approx 4\mu\text{m}$ ) stattgefunden hat. Die unterschiedlichen Diffusionstiefen könnten durch die über  $10^\circ\text{C}$  unterschiedlichen Glasübergangstemperaturen der Polymere bedingt sein. Der maximale relative Brechungsindexsprung  $\Delta N/N$  beträgt 0.9%, was einem realen Sprung  $\Delta N \approx 0.0134$  entspricht.

Da für den Demultiplexer ein Gradientenindexprofil vorteilhaft gegenüber einem Stufenindexprofil sein kann [Anhang 2] und da der Profilparameter des erhaltenen Indexprofils größer als der der Übertragungsfaser ist, was für eine Vermeidung von Koppelverlusten notwendig ist, wurde eine weitere Optimierung des Stufenindexprofils nicht vorgenommen.

#### **4. Experimentelle Untersuchungen zur röntgentiefenlithographischen Strukturierung des 3-Schicht-Resistaufbaus**

Obwohl die Eignung von PMMA und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>) als Schichtpolymere eines tiefenlithographisch strukturierbaren 3-Schicht-Resistaufbaus bereits nachgewiesen wurde [Kap.3.3.], war aufgrund des komplexen Herstellungsprozesses des 3-Schicht-Resistaufbaus eine gesonderte Strukturuntersuchung nach einer tiefenlithographischen Strukturierung notwendig. Da hier die Strukturierung bis zur Grundplatte erfolgt, waren insbesondere folgende Punkte zu klären :

- Spannungsrisse in großen unbelichteten Resistbereichen sowie in kleinen Mikrostrukturen
- Haftung der Mikrostrukturen auf der Grundplatte
- Haftung der verschweißten Resistschichten im Mikrostrukturbereich
- Abstufungen an den Schweißnähten durch unterschiedliche Entwicklerlöslichkeit der Schichtpolymere
- Ablagerungen an den durch den Entwickler freigelegten Strukturoberflächen

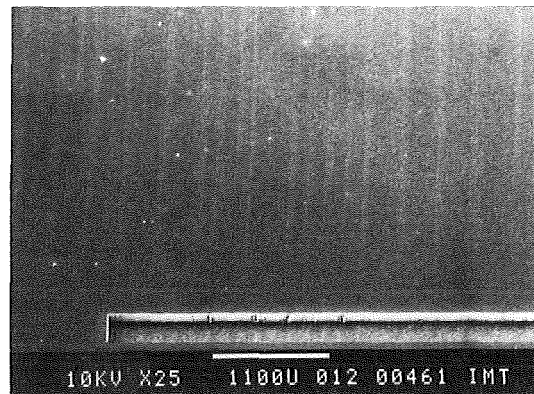
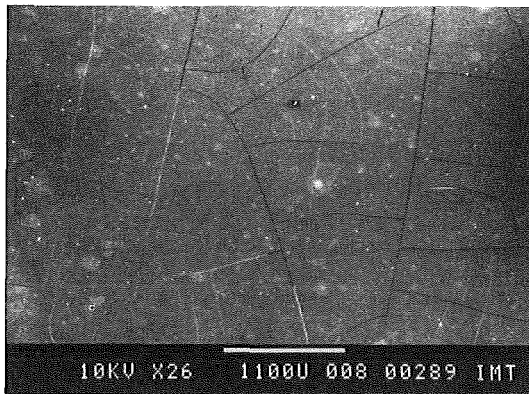
Für die tiefenlithographische Strukturierung wurden zwei 3-Schicht-Resistaufbauproben sowohl auf einer Stahlgrundplatte [Kap.3.4., Kap.3.3.1.] als auch auf einer röntgenunempfindlichen Kunststoffgrundplatte gefertigt. Die Proben wurden mit Synchrotronstrahlung über eine Maske belichtet und anschließend entwickelt [Kap.3.3.2.]. Das Maskenabsorbermuster [13] ließ die tiefenlithographische Herstellung von Mikrostrukturen zu, die speziell für eine qualitative Strukturbeurteilung geeignet waren. Ein Teil der Strukturen war besonders anfällig für kerb- und zugspannungsinduzierte Risse. Eine Haftungsbetrachtung der Mikrostrukturen erfolgte anhand der Anzahl stehend strukturierter Säulen mit  $5\mu\text{m}$  und  $10\mu\text{m}$  Durchmesser. Balkenförmige Strukturen ließen besonders eine Beurteilung der Strukturwandsteilheit zu.

#### **4.1. Spannungsrisse**

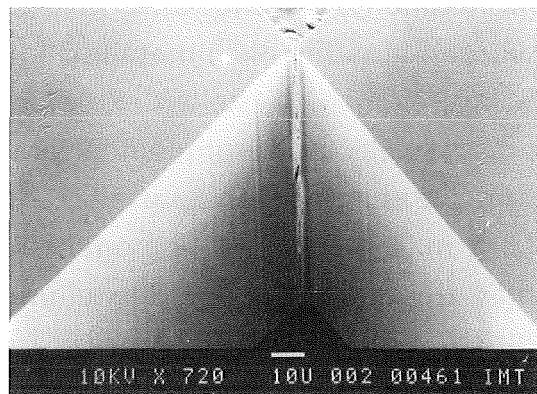
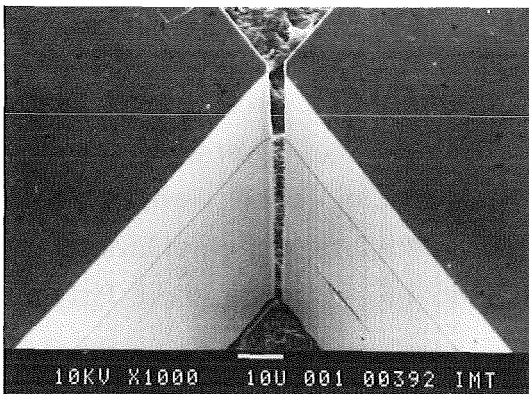
Im Rahmen der bisher untersuchten Anwendungsbeispiele des LIGA-Verfahrens wurden ausschließlich metallische Grundplatten verwendet, um die Galvanisierbarkeit sicher zu stellen. Problematisch ist dabei nach einer tiefenlithographischen Strukturierung eine Spannungsrißbildung bei homogenen Resistschichten, die durch einen speziellen Herstellungsprozess minimiert werden konnte [22]. Im Gegensatz zur homogenen Resistschichtherstellung auf einer Stahlgrundplatte, werden bei der Herstellung eines 3-Schicht-Resistaufbaus die Polymere durch den Verschweißprozess deutlich über die Glasübergangstemperatur erhitzt. Während des Abkühlvorgangs bauen sich zwischen Glasübergangs- und Raumtemperatur jedoch aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen Grundplatte (Stahl:  $1 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ ) und Resist (PMMA:  $8 \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ ) erhebliche thermische Spannungen auf, die auch durch Tempervorgänge nicht reduziert werden können. Da die Galvanisierbarkeit der Grundplatte für einen 3-Schicht-Resistaufbau nicht notwendig ist, wurde erstmals neben Stahl ein strahlenbeständiger Kunststoff mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten im Bereich der Schichtpolymere als Grundplattenmaterial eingesetzt.

#### **4.2. Herstellung des 3-Schicht-Resistaufbaus auf einer röntgenunempfindlichen Kunststoffgrundplatte**

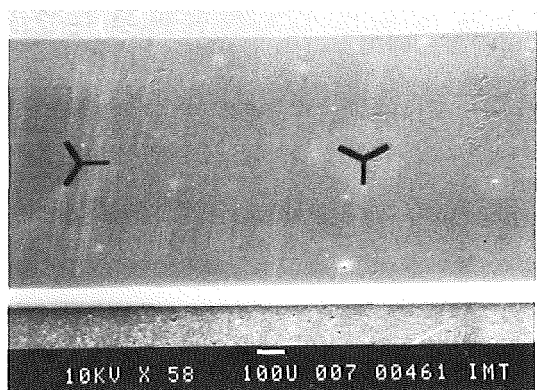
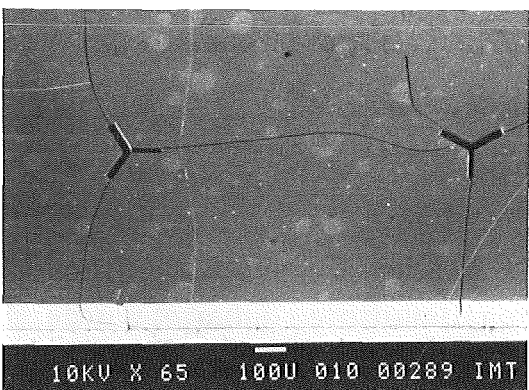
Als geeignetes Material für eine Kunststoffgrundplatte einer Bestrahlungsprobe erwies sich ein Epoxy-Phenol-Novolack [47], der mit Diaminodiphenylmethan (DDM) 2 h bei  $120^\circ\text{C}$  und 6 h bei  $160^\circ\text{C}$  in einem Umluftofen gehärtet wurde. Der gehärtete Kunststoff wies einen linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von  $(4.5 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} / ^\circ\text{C}$  bis  $160^\circ\text{C}$  auf. Die in Versuchen nachgewiesene hohe Entwicklerbeständigkeit des Materials nach einer Belichtung mit Synchrotron-



**Abb.26:** Großflächige Spannungsrisse bei der Stahlplattenprobe (links) im Gegensatz zur Epoxy-Phenol-Harzplattenprobe (rechts).



**Abb.27:** Zugspannungsriss an den rissanfälligsten Strukturen der Stahlplattenprobe (links) und der Epoxy-Phenol-Harzplattenprobe (rechts) deuten auf eine wesentlich größere Zugspannung bei der Stahlplattenprobe.



**Abb.28:** Keine Kerbspannungsrisse bei der Epoxy-Phenol-Harzplattenprobe (rechts) im Gegensatz zur Stahlplattenprobe (links).

strahlung wird durch den hohen Vernetzungsgrad und den großen Anteil aromatischer C-Gerüste erreicht, die eine hohe Beständigkeit gegen harte Röntgenstrahlung auszeichnet [48]. Die Grundplatte wies nach dem Bestrahlungsprozess eine in die Tiefe gehende bräunliche Verfärbung auf. Nach dem Entwicklungsprozess hatte die Oberfläche neben einer leichten Welligkeit vereinzelt Spannungsrisse oder ein schuppenartiges Aussehen (Abb.30). Eine gute Haftung des auf die Grundplatte aufgebrachtten 3-Schicht-Resistaufbaus [Kap.3.4.] konnte erreicht werden, wenn die mikrogefräste Plattenoberfläche vor dem Aufpolymerisieren der Grundschicht >15 min einem Sauerstoffplasma ausgesetzt wurde [49,50].

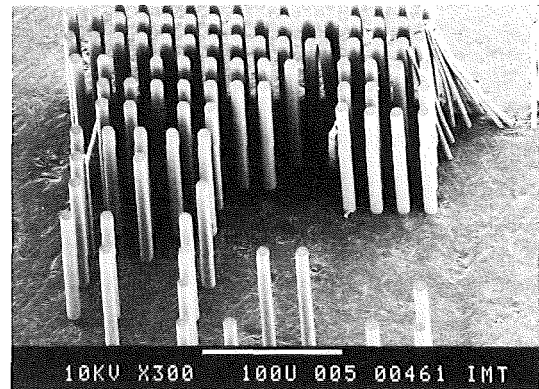
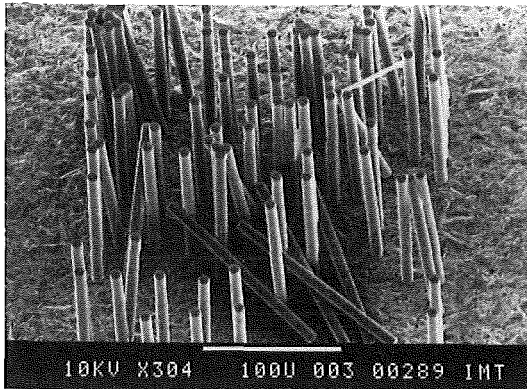
### 4.3. Versuchsergebnisse

Bei der lichtmikroskopischen Betrachtung der tiefenlithographisch strukturierten Stahlplattenprobe wurde in großflächigen ( $>9 \text{ mm}^2$ ), unbelichteten Resistbereichen eine Vielzahl an Spannungsrissen beobachtet (Abb.26). Die strukturierte Kunststoffplattenprobe wies in solchen Bereichen keine Spannungsrisse auf.

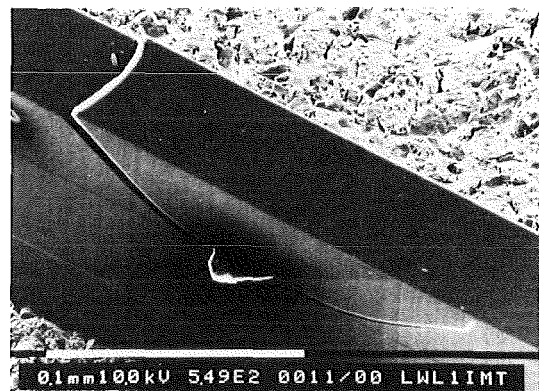
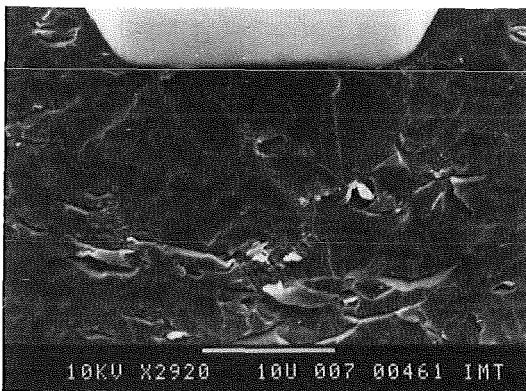
Im Elektronenmikroskop wiesen Strukturen der Kunststoffplattenprobe, die für Kerb- und Zugspannungsrisse anfällig waren, fast keine Spannungsrisse auf, im Gegensatz zu Strukturen der Stahlplattenprobe. Kerbspannungsrisse waren bei Strukturen der Kunststoffplattenprobe nicht zu finden (Abb.28). Zugspannungsrisse konnten nur an den rißempfindlichsten Strukturen verzeichnet werden (Abb.27). Die hohe Spannungsrißzahl bei den Stahlplattenstrukturen, dürfte im wesentlichen thermischen Spannungen aufgrund des Unterschieds der thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Stahl und Polymer zuzuordnen sein.

Ein Vergleich der Anzahl stehender Säulenstrukturen mit einem Durchmesser von  $10 \mu\text{m}$  deutete auf eine geringfügig größere Haftung der Säulen auf der Epoxy-Phenol-Harzplatte hin (Abb.29). Stehende Säulen mit  $5 \mu\text{m}$  Durchmesser konnten bei beiden Proben nur im geringem Umfang gefunden werden.

An den 3-Schichtstrukturen waren, außer durch mitverschweißte Staubkörner induziert, keine Schichtablösungen vorhanden (Abb.31). Die einzelnen Schichten konnten durch eine leichte Kontraständerung an den Schweißnähten unterschieden werden. Die Kontraständerung beruhte dabei auf einer Abstufung  $<0.1 \mu\text{m}$ , bedingt durch einen geringfügigen Dunkelabtrag unbelichteter Copolymeranteile durch den GG-Entwickler. Die Strukturwandsteilheit sowie die Abbildungsgenauigkeit über die gesamte Dicke des 3-Schichtaufbaus (Abb.32) kann mit der hohen Strukturqualität reiner PMMA-Mikrostrukturen [7] zu verglichen werden.

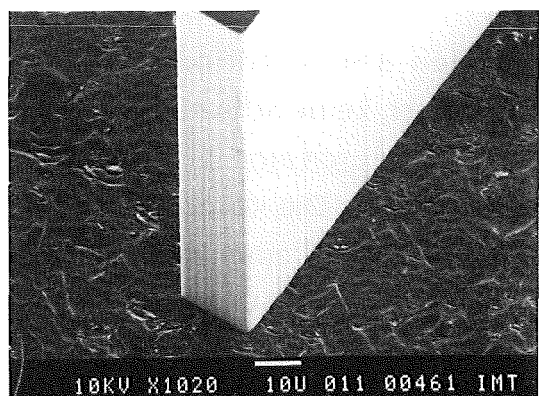
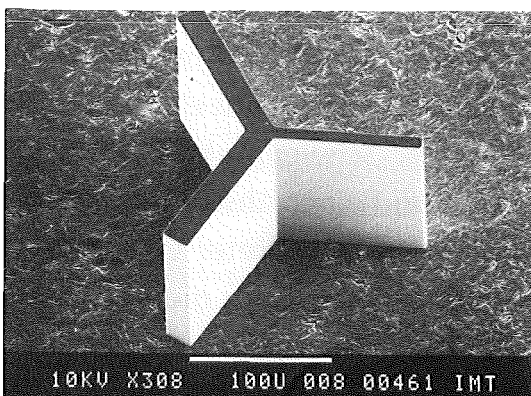


**Abb.29:** Stehende Säulenstrukturen wurden in größerem Umfang auf der Epoxy-Phenol-Harzgrundplatte (rechts) gefunden als auf der Stahlgrundplatte (links).



**Abb.30:** Oberfläche der bestrahlten Epoxy-Phenol-Harzgrundplatte

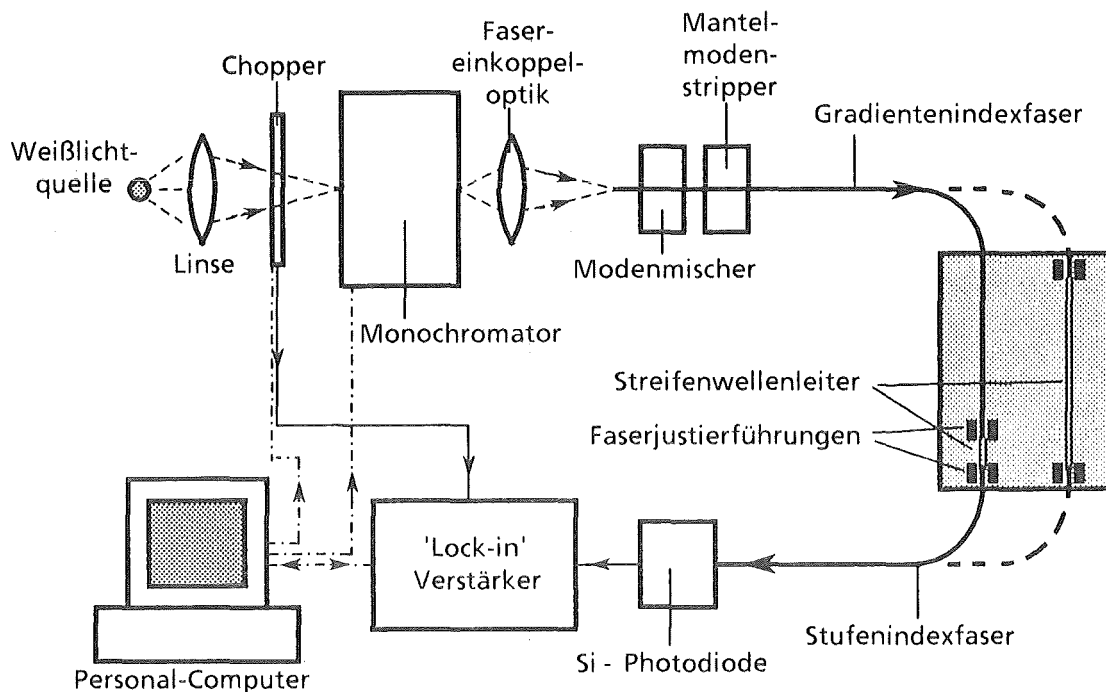
**Abb.31:** Schichtablösung durch mitverschweißtes Staubkorn.



**Abb.32:** Mit reinen PMMA-Strukturen vergleichbare 3-Schichtstruktur mit Kantenausschnitt auf einer Epoxy-Phenol-Harzgrundplatte.

## 5. Experimentelle Untersuchungen zur spektralen Dämpfung des 3-Schicht-Resistaufbaus

Die Wellenleiterdämpfung des 3-Schicht-Resistaufbaus wurde über die spektrale Dämpfungsmessung von Streifenwellenleitern bestimmt. Diese wurden durch eine tiefenlithographische Strukturierung eines 3-Schicht-Resistaufbaus über eine spezielle Röntgenmaske hergestellt. Auf der Maske befanden sich unter anderem 5 mm und 55 mm lange sowie 50  $\mu\text{m}$  breite Absorberstrukturen, an deren Enden sich jeweils zwei parallele Rechteckstrukturen (0.2x2mm) im Abstand von 125  $\mu\text{m}$  fortsetzten, die zur tiefenlithographischen Strukturierung lateraler Faserjustierführungen dienten.



**Abb.33:** Schematischer Aufbau für die Messung spektraler Dämpfungen an Streifenwellenleitern.

### 5.1. Versuchsaufbau

Für die Messung spektraler Dämpfungen an Streifenwellenleitern wurde die nachfolgend beschriebene Messanordnung aufgebaut (Abb.33) [1,51]. Das fokussierte Weißlicht einer Halogenlampe wird mechanisch mittels eines Chopper-Rades in Pulse niedriger Frequenz von einigen hundert Hertz zerhackt und durch einen Gitter-Monochromator geleitet, der eine wellenlängenabhängige Messung erlaubt. Am Monochromatorausgang befindet sich eine Linsen- und Blendenanordnung, die das Licht in eine Gradientenindex-Glasfaser (50  $\mu\text{m}$  Kern-, 125  $\mu\text{m}$

Manteldurchmesser) einkoppelt. Eine Modenmischanordnung sorgt für eine gleichmäßige Anregung der in der Faser möglichen Moden und die dahinter befindliche Modenstripperanordnung für eine Auskopplung eventuell angeregter Moden im reflektierenden Fasermantel [51]. Anschließend wird die Faser, unter Verwendung eines Immersionsgels, an den zu vermessenden Streifenwellenleiter gekoppelt. Das Gel soll Fresnelverluste minimieren. Eine lichtauskoppelnde Stufenindex-Glasfaser (105  $\mu\text{m}$  Kern-, 125  $\mu\text{m}$  Manteldurchmesser) leitet das Licht zu einer Si-Photodiode, deren elektrisches Ausgangssignal einem 'Lock-in'-Verstärker zugeführt wird, der eine besonders rauscharme Messung zulässt. Das digitalisierte Ausgangssignal wird weiter zu einem Personalcomputer geleitet und von diesem ausgewertet. Der Computer ermöglicht zusätzlich eine automatisch gesteuerte Durchführung der spektralen Dämpfungsmessung.

## 5.2. Versuchsdurchführung

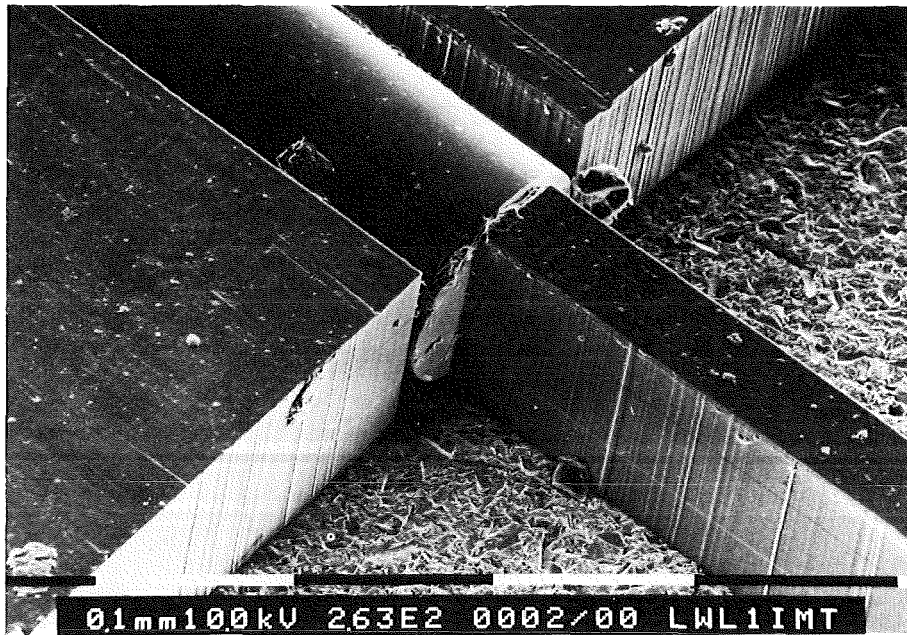
Die Bestimmung der spektralen Wellenleiterdämpfung wurde an den Streifenwellenleitern, die die geringsten strukturellen Fehler aufwiesen, durchgeführt. Gemessen wurden die Gesamtdämpfungen von kurzen (5mm) und langen (55mm) Wellenleitern. Die Dämpfung pro Längeneinheit (dB/cm)  $\alpha_{SWL}$  ergibt sich, unter Annahme homogener Faserkoppelbedingungen, aus der Differenz der Streifenwellenleiterlängen  $L_{55}-L_5$  und dem Verhältnis der jeweiligen optischen Ausgangsleistungen  $P_5/P_{55}$ :

$$\alpha_{SWL} = \frac{10}{L_{55}-L_5} \log_{10} \frac{P_5}{P_{55}} \quad (19)$$

Die Faserkopplungsbedingungen wurden durch Vergleichsmessungen 5mm langer Streifenwellenleiter untersucht. Außerdem wurde die Zuverlässigkeit der Faserjustierung überprüft, indem mehrfach hintereinander Messungen mit einer jeweils neuen Faserankopplung durchgeführt wurden.

Weiter wurde zusätzlich eine Simulation des Alterungsprozesses durchgeführt, indem die Wellenleiter einem 10-stündigem Vakuumtemperprozess bei 115°C unterworfen und anschließend erneut vermessen wurden.





**Abb.34:** An einen 3-Schicht-Streifenwellenleiter über laterale Justierführungen angekoppelte Gradientenindexfaser ( $50\mu\text{m}/125\mu\text{m}$ ).

### 5.3. Versuchsergebnisse

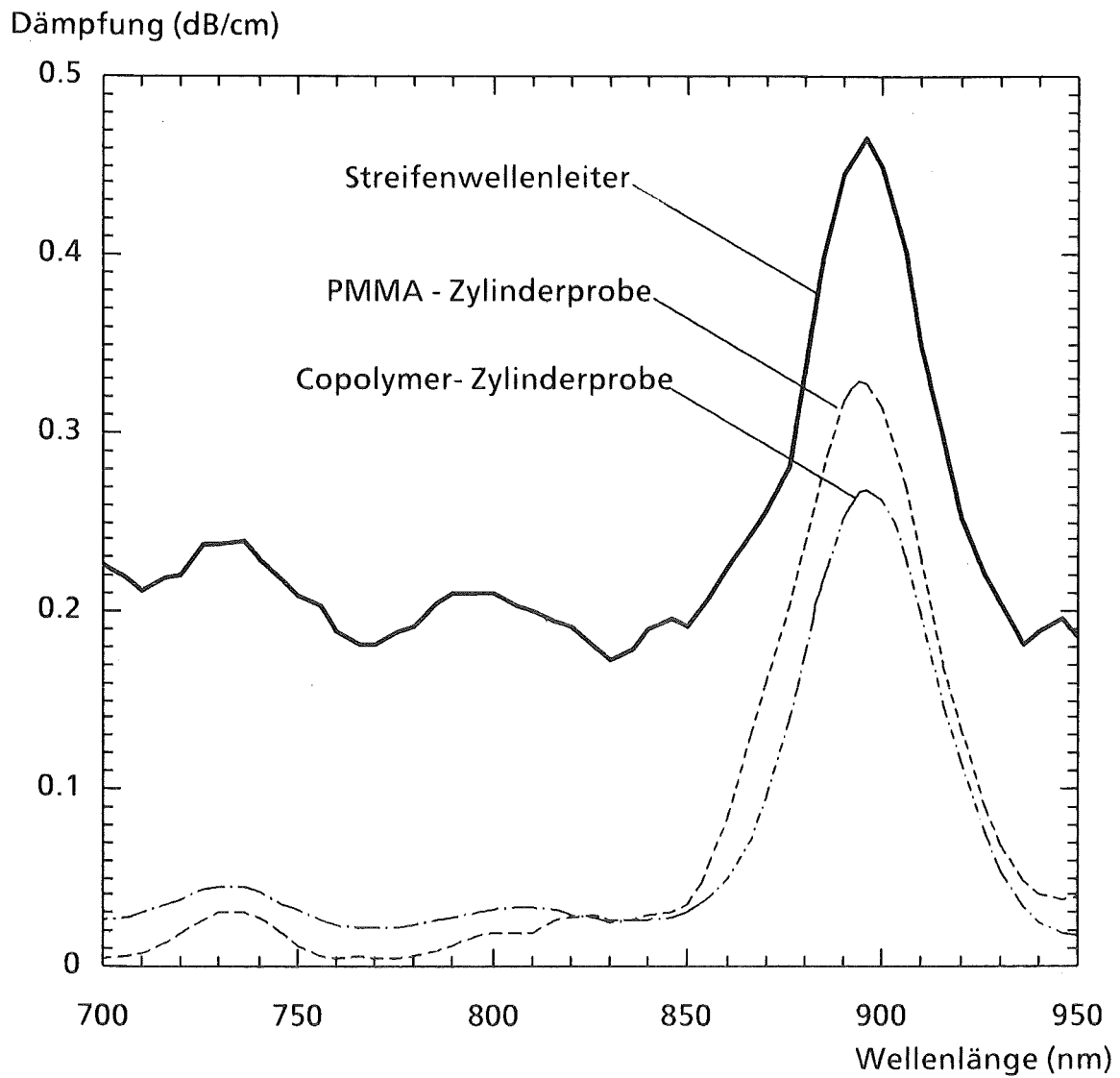
An den Streifenwellenleitern machten sich Strukturierungsfehler bei der Röntgenmaskenherstellung in lokalen Fehlstrukturierungen des 3-Schicht-Resistaufbaus, wie säulenförmige Ausbeulungen ( $\cong 3\ \mu\text{m}$ ) an den Strukturkanten und Löchern ( $\cong 3\ \mu\text{m}$ ) in den Strukturen, bemerkbar (Abb.34).

Vergleichstransmissionsmessungen an 5mm langen Wellenleitern zeigten vernachlässigbare Unterschiede, so daß von homogenen Faserkoppelbedingungen ausgegangen werden konnte.

Dämpfungsmessungen an unterschiedlichen Wellenleitern zeigten jedoch Unterschiede bis zu 0.3 dB/cm, was vermutlich auf Streuverluste durch die Strukturierungsfehler zurückzuführen ist. Der Verlauf mit der geringsten Dämpfung ist in Abb.35 dargestellt.

Die an diesem Wellenleitersystem durchgeführte Simulation des Alterungsprozesses zeigte keine Auswirkungen auf den Dämpfungsverlauf.

Auch die Justiergenauigkeit erwies sich als besonders gut (Abb.34). Es konnten im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Dämpfungsänderungen nach mehrmaligem Ankoppeln der Fasern in jeweils anschließenden Messungen aufgezeichnet werden.



**Abb.35:** Spektrale Dämpfung tiefenlithographisch strukturierter Streifenwellenleiter im Vergleich zu PMMA- und P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>)-Zylinderproben.

## 6. Diskussion

In der vorliegenden Arbeit wurde, unter Vorgabe eines Anforderungskatalogs, der optimierte Entwurf eines planaren Wellenlängen-Demultiplexers mit einem selbstfokussierendem Reflexionsgitter erarbeitet. Die damit verbundenen Anforderungen an die Genauigkeit des Absorbermusters der für die tiefenlithographische Strukturierung notwendigen Röntgenmasken wurden detailliert angegeben und sind richtungsweisend für künftige Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiet der Maskenfertigung. Die geschaffenen theoretischen Entwurfsgrundlagen sind darüber hinaus universell für den Entwurf weiterer Anordnungen planarer, selbstfokussierender Reflexionsgitter nutzbar. Um die praktische Realisierung vorzubereiten, wurde ein lichtleitender 3-Schicht-Resistaufbau entwickelt, der besonders vorteilhaft für die Kombination mit Lichtleitfasern ist, die eine große Schichtdicke des totalreflektierenden Mantels aufweisen. Gegenüber herkömmlichen Hybridbausteinen verspricht die tiefenlithographische, monolithische Integration eines selbstfokussierenden Reflexionsgitters und von Faserjustierführungen in einen 3-Schicht-Resistaufbau allgemein eine wesentliche Verringerung des Fertigungsaufwandes sowie die praktische Umsetzung eines theoretisch optimierten Bausteinentwurfs.

Im folgenden werden eine Reihe von Punkten näher angesprochen, die für die Bausteinrealisierung von entscheidender Bedeutung sind.

Zunächst wird der lichtleitende 3-Schicht-Resistaufbau betrachtet, der unter dem Gesichtspunkt entwickelt wurde, zu einer möglichst niedrigen Dämpfung des Gesamtbausteins beizutragen. Hierzu zählen möglichst geringe Faserkoppelverluste sowie geringe Verluste aufgrund mangelnder Strukturqualität nach einer tiefenlithographischen Strukturierung, geringe Wellenleiterdämpfungen sowie die Erhaltung einer niedrigen Dämpfung unter bestimmten mechanischen Einflüssen.

Eine Minimierung von Faserkoppelverlusten erfordert eine präzise Positionierung der Faserkerne zur lichtleitenden Resistschicht. Das Konzept des 3-Schicht-Resistaufbaus erwies sich bei den Untersuchungen tiefenlithographisch strukturierter Streifenwellenleiter als besonders vorteilhaft für eine einfache, genau positionierte Stirnflächen-Faserankopplung. Durch die Dickeneinstellung der Grundschicht und deren tiefenlithographische Mitstrukturierung wird insbesondere eine einfache vertikale Justierung von Fasern mit einer großen Schichtdicke des totalreflektierenden Mantels erreicht. Die Gesamtdicke des 3-Schicht-Resistaufbaus läßt weiterhin eine genaue horizontale Justierführung anzukoppelnder

Fasern durch Schachtstrukturen zu, die aufgrund der zweidimensionalen Entwurfsvfreiheit der Röntgenmaskenstrukturen an optisch optimalen Stellen im 3-Schicht-Resistaufbau erzeugt werden können.

An den tiefenlithographisch erzeugten Streifenwellenleitern, deren Kernschicht aus PMMA und deren Mantelschichten aus einem Copolymer aus P(MMA<sub>78</sub>/TFPMA<sub>22</sub>) bestanden, konnten Dämpfungen unter 0.25 dB/cm bis zu der Vakuumwellenlänge 860 nm gemessen werden. Das ist für einen Demultiplexerbaustein akzeptabel. Eine Anwendung im erweiterten Spektralbereich bis 900 nm ist jedoch problematisch aufgrund eines Dämpfungsanstiegs, der der Absorption durch CH-Streckschwingungsresonanzen zuzuschreiben ist.

Will man diesen Dämpfungsanteil senken, so kann dies durch den Einsatz von Resist-Typen mit geringem CH-Bindungsanteil erfolgen, wofür allgemein deuterierte oder fluorierte Methacrylate in Frage kämen. Diese sind als Massenprodukt jedoch noch nicht verfügbar.

Verglichen mit den gemessenen Schichtpolymerdämpfungen weist die Wellenleiterdämpfung eine gleichmäßige, um etwa 0.2 dB/cm höhere Dämpfung auf. Diese Differenz beruht im wesentlichen auf extrinsischen Streuverlusten. Man kann davon ausgehen, daß diese Verluste nicht auf die Variation der Strukturbreite über die Höhe der Mikrostrukturen, die unter 0.1 µm lag, zurückzuführen sind. Mögliche Ursachen sind tiefenlithographisch strukturierte Ungenauigkeiten des Maskenabsorbermusters, insbesondere Kantenrauhigkeiten. Weitere Ursachen sind im verwendeten Herstellungsprozess des 3-Schicht-Resistaufbaus zu finden. Die als Folien polymerisierte Kern- und Deckschicht wurden auf die Grundsicht geschweißt, die direkt auf eine Grundplatte polymerisiert wurde. Definierte Schichtdicken wurden zwischen den einzelnen Fertigungsschritten durch Mikrofräsen eingestellt. Einflüsse auf die Dämpfung könnten Mikrofräsriefen oder Verunreinigungen aufgrund des Verschweißprozesses haben.

Ist man bestrebt zu niedrigeren Dämpfungen zu kommen, so läßt sich durch Verbesserung der Maskentechnik der Einfluß von Kantenrauhigkeiten des Absorbermusters reduzieren. Dies wäre in Übereinstimmung mit der Forderung einer streuungsarmen Reflexion eines späteren Reflexionsgitters, womit sich die Anforderung an die Maskenfertigung ergibt, die maximalen Kantenrauhigkeiten kleiner als 0.1µm zu halten. Eine Möglichkeit Fräsriefen zu vermeiden sowie minimale Verunreinigungen im 3-Schicht-Resistaufbau zu erreichen wäre dessen Herstellung durch einen Coextrusionsprozess aus hochreinen Ausgangspolymeren.

Wie sich bei der Strukturierung von 3-Schicht-Resistaufbauproben herausstellte, muß für die Vermeidung von dämpfungserzeugenden Spannungsrissen im 3-Schicht-Resistaufbau darauf geachtet werden, daß eine röntgenunempfindliche Grundplatte mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten nahe dem der verwendeten Polymerschichten verwendet wird. Wichtig sind außerdem eine Formstabilität der Grundplatte bis 150°C, eine gute Haftung der aufpolymerisierten Grundschicht und eine hohe Entwicklerbeständigkeit nach einer Röntgenbestrahlung. Es erwies sich, daß diese Anforderungen besonders gut von einer Epoxy-Phenol-Harzgrundplatte erfüllt werden. Andere geeignete Materialien für eine Grundplatte sind Polyethersulfon oder Polyphenylensulfid.

Es konnte weiter gezeigt werden, daß die optische Qualität des 3-Schicht-Resistaufbaus auch unter extremen Einsatzbedingungen erhalten bleibt. Messungen ergaben einen möglichen Einsatz noch bei Temperaturen um 80°C. Darüber hinaus wurde in einem simulierten Alterungsprozess nachgewiesen, daß ein zuverlässiger Betrieb auch nach einer Vielzahl von Einsatzstunden gewährleistet ist.

Ist eine weitere Steigerung der erreichten Betriebstemperaturen über 100°C erforderlich, müßten für die Tiefenlithographie geeignete Resist-Typen gefunden werden, die einen sehr hohen Anteil polarer Bindungen wie CF-Gruppen haben, einen hohen zwischenmolekularen Vernetzungsgrad aufweisen oder einen hohen Anteil aromatischer oder heteroaromatischer Ringe beinhalten. Bei dem Einsatz von Aromaten sind CH-Streckschwingungsabsorptionen zu berücksichtigen.

Bei der Herstellung des 3-Schicht-Resistaufbaus wurde nach der Verschweißung der unterschiedlichen Polymere ein schwaches Gradientenindexprofil in der PMMA-Schicht festgestellt. Dies kann auf eine Polymerkettendiffusion des in der Glasübergangstemperatur niedrigeren Copolymers zurückgeführt werden.

Der hier beobachtete Effekt läßt sich aller Voraussicht nach so kultivieren, daß durch feste Wahl der Verschweißparameter sich ein definiertes Gradientenindexprofil einstellen läßt. Dieses Profil bliebe unterhalb der niedrigeren Glasübergangstemperatur der beiden Polymere konstant erhalten.

Will man dennoch ein Stufenindexprofil erhalten, würde sich neben einer Optimierung der verwendeten Schweißparameter die Verschweißung der Resistfolien mittels kaltem Ultraschallschweißen anbieten.

Die Möglichkeit, ein Gradientenindexprofil in der lichtleitenden Kernschicht zu erzeugen, würde zu einer geringeren Spektralkanalunschärfe bei der Abbildung mit einem planaren Reflexionsgitter führen, wie im Rahmen der Bausteinent-

wicklung gezeigt werden konnte. Grund ist die Erhaltung des geringeren Strahlungsanteils hoher Moden gegenüber der Grundmode auf dem Strahlweg Übertragungsfaser-Gitter. Damit ergibt sich eine geringere modenabhängige Abbildungsunschärfe als bei einer gleichmäßigen Strahlungsverteilung auf die einzelnen Moden. Ein Stufenindexprofil der Kernschicht birgt immer die Gefahr einer gleichmäßigen Strahlungsverteilung auf dem Strahlweg Faser-Gitter, auch Modenmischung genannt.

Die Rechnungen in der Arbeit ergaben, daß die modenabhängige spektrale Unschärfe den größten Unschärfeanteil eines Spektralkanals bei der Gitterabbildung in einem Multimoden-Wellenleiter darstellt. Sie beeinflußt wesentlich das Verhältnis von Ausdehnung zu Abstand spektraler Detektorflächen bei einem vorgegebenen Spektralkanalabstand für eine vollständige Lichtauskopplung.

Die Unschärfe könnte weiter verringert werden, wenn die lichtleitende Kernschicht keilförmig ('Getaperter' Wellenleiter) gestaltet wäre, worunter eine größere Schichtdicke am Gitter als an den Faserkoppelflächen zu verstehen ist. Damit erreicht man eine wesentliche Verringerung hoher Moden auf dem Strahlweg Übertragungsfaser-Gitter.

Um eine ausreichende spektrale Strahlungsauskopplung zu gewährleisten, darf der entworfene Baustein in einem maximalen Temperaturbereich von  $\pm 10^\circ\text{C}$  um die Raumtemperatur betrieben werden. Dies ergibt sich aus einer nicht zu vernachlässigenden Spektralkanalunschärfe aufgrund der großen Temperaturabhängigkeit der Brechungsindices der Resists, die unmittelbar mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten zusammenhängt.

Wenn der Baustein über einen größeren Temperaturbereich betrieben werden soll, so muß ein geringerer thermischer Ausdehnungskoeffizient der Resists erreicht werden, beispielsweise über einen hohen Vernetzungsgrad oder einen hohen Anteil polarer Bindungen.

Bei der Auswahl des Kerndurchmessers der Spektralfasern wurden spektrale Unschärfen des Lichtsenders sowie die spektrale Beugungsgitterunschärfe vernachlässigt. Bei dem Entwurf eines für den Feldeinsatz tauglichen Demultiplexers müßte jedoch eine Senderunschärfe mit in Betracht gezogen werden. Zusätzlich würde bei einer weiteren Reduzierung des Abstandes Übertragungsfaser-Gitter eine nicht zu vernachlässigende Beugungsunschärfe auftreten.

Weitere Unschärfen würden bei dem entworfenen Baustein zu unzulässigen Auskoppelverlusten führen. Eine Kompensation durch ein größeres Verhältnis von Kern- zu Manteldurchmesser der Spektralfasern ist praktisch unmöglich. Ver-

bleiben würde noch eine Vergrößerung des Kanalabstandes, was jedoch zu einer Reduzierung der Spektralkanäle im vorgesehenen Demultiplexer-Spektralbereich führt.

Die Detektierung eines Spektralkanals wird neben einer Abbildungsunschärfe auch vom Abbildungsmaßstab des Übertragungsfaserkerns beeinflusst. Im Bausteinentwurf wurde ein Maßstab von etwa 1:1 verwendet. Eine verkleinerte Abbildung würde ein größeres Verhältnis von Ausdehnung zu Abstand spektraler Detektorflächen bewirken. Damit verbunden wäre jedoch gleichzeitig eine vergrößerte numerische Apertur gegenüber der der Übertragungsfaser. Zur Detektierung der einzelnen Spektralkanäle müßten daher Fasern mit besonders großer numerischer Apertur oder eine Photodiodenzeile verwendet werden. Der Einsatz einer Photodiodenzeile wäre besonders geeignet für den Aufbau eines Miniaturspektrographen für den Sensorbereich.

Einen großen Anteil an der Bausteindämpfung hat die Effizienz des Reflexionsgitters. Diese wird wesentlich von der Gitterfurchengehalt beeinflusst. Um die Maskenabsorberstrukturierung so einfach wie möglich zu halten, wurde die größtmögliche Furchengeometrie berechnet, die noch eine ausreichende Effizienz  $>70\%$  im Demultiplexer-Spektralbereich ermöglicht. Es ergab sich eine Stufenstruktur von etwa  $3\mu\text{m}$  Breite und  $0.6\mu\text{m}$  Tiefe, mit der das Gitter in die 2. Beugungsordnung abbildet. Um eine geringe Eckverrundung der Stufen sowie die Umsetzung der optimierten 'Blaze'-Winkel zu gewährleisten, ergab sich als zentrale Anforderung an die Maskenfertigung, daß das Maskenabsorbermuster des Reflexionsgitters mit einer Genauigkeit  $<0.2\mu\text{m}$  strukturiert werden und eine Maßhaltigkeit  $<0.1\mu\text{m}$  aufweisen muß.

Wenn es gelingt, die Maskenstrukturierung so zu optimieren, daß noch kleinere Furchengeometrien mit der erforderlichen Genauigkeit hergestellt werden können, so wäre eine Gitterabbildung in der ersten Beugungsordnung möglich und damit eine erhebliche Effizienzsteigerung verbunden. Es könnte so im sichtbaren und NIR-Bereich eine spektrale Strahlungsverteilung mit einer Effizienz von über 90% über einen breiten Spektralbereich erreicht werden.

Der Bausteinentwurf konnte so optimiert werden, daß Abbildungsfehler wie Koma und sphärische Aberration für alle Spektralkanäle vernachlässigbar sind. Die Einhaltung der optimierten Abbildungseigenschaften bei einem realisierten Baustein würde eine Maßhaltigkeit des Reflexionsgitter-Absorbermusters der Röntgenmasken  $<0.1\mu\text{m}$  erfordern, was der Anforderung an die Maskenfertigung aufgrund der Gittereffizienz entspricht. Dagegen ist die Maßhaltigkeit der Gitter-Fasern-Positionierung von untergeordneter Bedeutung.

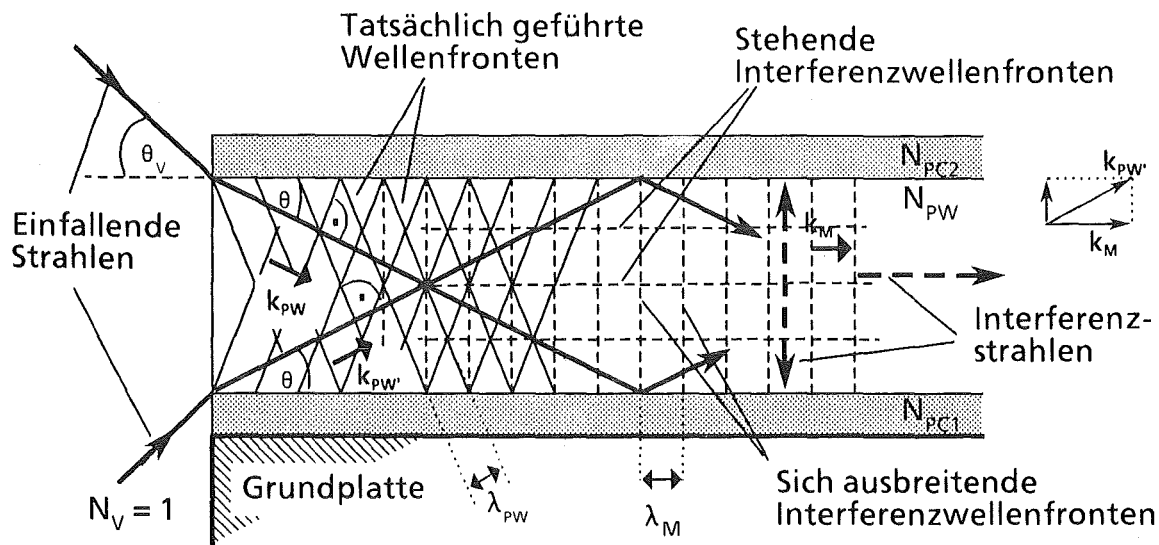
Im Gegensatz zu planaren Glaswellenleitern eröffnen planare Polymerwellenleiter allgemein den Weg zu einer kostengünstigen Massenproduktion lichtleitender Multimoden-Bausteine. Besonders für die hochpräzise, monolithische Fertigung solcher Bausteine ist die röntgentiefenlithographische Strukturierung von lichtleitenden Resistschichtsystemen geeignet. Zusätzlich ist die Herstellung eines Mikroabformwerkzeugs unter Einbeziehung des ganzen LIGA-Verfahrens denkbar. Damit wäre die Mikroabformung von strukturierten Einschichtwellenleitern auf totalreflektierenden Grundplatten sowie das Mikroprägen von Mehrschicht-Wellenleitern möglich.



## 7. Verwendete Formelzeichen

a	Gitterfurchenabstand
A	Übertragungsfaserkernoberfläche
$c_1, c_2, c_3$	Variationsterme der Gitterkonstanten
$\Delta c$	Faktor für den Lichtwegfehler der Spektrographenanordnung
$C_B$	'Blaze' - Faktor
$d_1, d_2, d_3$	Deformationsterme der Gitterkurve
$d_{PW}$	Dicke der lichtleitenden Kernschicht eines 3-Schicht-Resistaufbaus
$d_{PC1, PC2}$	Dicke der Grund- und Deckschicht eines 3-Schicht-Resistaufbaus
$d_{UF}$	Durchmesser des optischen Übertragungsfasermantels
$d_{UW}$	Durchmesser des Übertragungsfaserkerns
$d_{SF}$	Durchmesser des optischen Spektralfasermantels
$d_{SW}$	Durchmesser des Spektralfaserkerns
$d_S$	Abstand der Endflächenmittelpunkte der Spektralfasern
$\Delta d_S$	Dejustierung von $d_S$ bei der geometrisch optimalen Fokuszeile
$\Delta d_F$	$d_{SW} - d_{UW}$
E	Gittereffizienz
F	Lichtwegfunktion
f	Funktion der Gitterkurve
g	Normalenvektor einer Gitterfurche zur Gitterkurve
h	Gitterstufenhöhe
$k_{PW}$	Wellenvektor der Moden in einer lichtleitenden Resistschicht
$k_M$	Wellenvektorkomponente parallel zur Resistschichtebene
L	Strahldichte der abstrahlenden Übertragungsfaser
m	Beugungsordnung
$M^*$	Abbildungsmaßstab
n	Nummer der Gitterkonstante vom Gitterursprung aus
$N_{PW}$	Brechungsindex der lichtleitenden Kernschicht eines 3-Schicht-Resistaufbaus
$N_{PC1, PC2}$	Brechungsindices der Grund- und Deckschicht eines 3-Schicht-Resistaufbaus
$NA_{PW}$	Numerische Apertur der lichtleitenden Kernschicht eines 3-Schicht-Resistaufbaus
$NA_{UW}$	Numerische Apertur der Übertragungsfaser
$NA_{SW}$	Numerische Apertur der Spektralfasern
q	Vektor parallel zu den Gitterlinien
p	Definierter Vektor für den gilt $q = -p \times g$
R	Gitterkurvenparameter ( $\mu m$ )
$R_a$	Mittlere Rauhigkeit
$R^a$	Reflektivität eines Metalls
r	Ortsvektor einer Punktlichtquelle
$r'$	Ortsvektor eines Beugungsfokus auf der realen Fokuskurve
$r'_z$	Ortsvektor eines Punktes auf der geometrisch optimalen Fokuszeile
$r'_z$	Einheitsvektor des auf das Gitter einfallenden Strahls
$r'_E$	Einheitsvektor des gebeugten Strahls
$r'_E$	Ortsvektor eines Gitterpunktes
$r'_p$	
$\Delta r'_i$	$ r'_{zi} - r'_i  = r'_{zi} - r'_i$
$t_S$	'Skin'-Eindringtiefe einer Metallschicht
S	Spezifische Ausstrahlung $d\phi/dA$
$T_1, T_2, T_3, T_4$	Terme der Lichtwegfunktion
w	Relative Modenwinkelgröße: $\cos \theta$
$x_A, y_A$	Koordinaten einer Punktlichtquelle
$x_p, y_p$	Koordinaten eines Gitterpunktes
$x_B, y_B$	Koordinaten eines Beugungsfokus
$x^*_U, y^*_U$	Lokales Koordinatensystem: Ursprung = Übertragungsfasermittelpunkt; $x^*_U =$ Endflächenquerschnitt
$x^*_B, y^*_B$	Lokales Koordinatensystem: Ursprung = Beugungsfokus; $x^*_B =$ Normale zum Ortsvektor des Ursprungs
$x^*_A, y^*_A$	Lokales Koordinatensystem: Ursprung = Übertragungsfasermittelpunkt; $x^*_A =$ Normale zum Ortsvektor des Ursprungs

$\Delta x^*$	Modenabhängige Abbildungsunschärfe
$V_s(x^*_u)$	Normierte, zylindrische Verteilungsfunktion
$V_s(x^*_u)$	Normierte, paraboloiden Verteilungsfunktion
$Z_G$	Zahl der von der Übertragungsfaser ausgeleuchteten Gitterzähne
$Z_\theta$	Zahl der zulässigen Moden in einem Wellenleiter
$\alpha$	Gittereinfallswinkel des Lichts in der Schichtebene
$\beta$	Beugungswinkel des Reflexionsgitters in der Schichtebene
$\beta_M$	Ausbreitungskonstante in der lichtleitenden Resistschicht
$\delta_S$	Apexwinkel der Gitterstufen
$\gamma$	Steigungswinkel der geometrischen optimalen Fokuszeile
$\lambda_V$	Vakuumwellenlänge
$\lambda_{PW}$	Wellenlänge im Material der lichtleitenden Resistschicht
$\Delta\lambda_{PW}$	$\lambda_{PWmax} - \lambda_{PWmin}$
$\Delta\lambda_{PWN}$	Durch variierenden Brechungsindex bedingte Unschärfe einer Resistwellenlänge
$\lambda_M$	$\lambda_{PW}$ Effektive Modenwellenlänge oder Interferenzwellenlänge
$\lambda_{MB}$	'Blaze' - Wellenlänge des Reflexionsgitters
$\Delta\lambda_{LD}$	Bandbreite des Lichtsenders (Lasertiode)
$\Delta\lambda_M$	Bandbreite der Interferenzwellenlängen für eine Resistwellenlänge $\lambda_{PW}$
$\Delta\lambda_G$	Spektrale Gitterunschärfe in einer bestimmten Beugungsordnung
$\Delta\lambda_{PK}$	Spektraler Kanalabstand in der lichtleitenden Resistschicht
$\Delta\lambda_{VK}$	Spektraler Kanalabstand im Vakuum
$\psi$	Neigungswinkel gegen die Übertragungsfaserachse in der Resistschichtebene
$\psi_B$	'Blaze' - Winkel
$\phi$	Strahlungsfluß der abstrahlenden Übertragungsfaser
$\sigma$	Gitterkonstante (Auf die x-Achse projizierter Gitterfurchenabstand)
$\theta$	Modenwinkel in der lichtleitenden Resistschicht
$\theta_V$	Die den Modenwinkeln entsprechenden Vakuumwinkel



**Abb.A1:** Schema der Wellenausbreitung in einem lichtleitenden 3-Schicht-Resistaufbau. Die in der Kernschicht unter gleichen Winkeln  $\theta$  zu den Grenzflächen geführten Wellen (Wellenvektoren  $k_{PW}, k_{PW'}$ , Wellenlänge  $\lambda_{PW}$ ) müssen zu einer konstruktiven Interferenz, einer stehenden Welle senkrecht und einer sich ausbreitenden Welle parallel zur Schichtebene (Wellenvektor  $k_M$ , Wellenlänge  $\lambda_M$ ), führen. Die strahlenoptischen Ergänzungen sollen das Verständnis erleichtern.

### Anhang 1: Einführung von effektiven Modenwellenlängen

Aus wellenoptischer Sicht breiten sich in der lichtleitenden Kernschicht des 3-Schicht-Resistaufbaus nur die Wellen mit den Wellenvektoren  $k_{PW}$  unter Vektorwinkeln  $\theta$  zu einer Grenzfläche aus, die mit den unter gleichen Winkeln zur gegenüberliegenden Grenzfläche sich ausbreitenden, assoziierten Wellen mit den Wellenvektoren  $k_{PW'}$  zu einer konstruktiven Interferenz führen (Abb.A1). Das Interferenzbild setzt sich dabei aus einer stehenden Welle senkrecht und einer sich ausbreitenden Welle parallel (Wellenvektor  $k_M$ ) zur Wellenleiterebene zusammen [16,26,52]. Eine solche Interferenz ist nur für bestimmte, diskrete Winkel  $\theta$  zwischen  $0 \leq \theta \leq \theta_{max}$  (Gl.(A1)) möglich, die auch als Modenwinkel bezeichnet werden. Die ausbreitungsfähigen Wellen nennt man Moden. Die Beträge der Wellenvektoren  $k_M$  bezeichnet man als Ausbreitungskonstanten  $\beta_M$ :

$$|k_M| = \beta_M = |k_{PW}| \cdot \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda_{PW}} \cdot \cos \theta =: \frac{2\pi}{\lambda_M} \quad \text{mit } 1 > \cos \theta > \cos \theta_{max} \quad (A1)$$

Dabei ist  $\lambda_{PW} = \lambda_V / N_{PW}$  die Wellenlänge im Kernschichtmaterial mit der Vakuumwellenlänge  $\lambda_V$ . Für die einzelnen Moden werden sogenannte effektive Moden-

oder auch Interferenzwellenlängen  $\lambda_M = \lambda_{PW} / \cos\theta$  eingeführt, die den Wellenlängen der sich ausbreitenden Interferenzwellen entsprechen.

Die Anzahl der zulässigen Moden in der Kernschicht wird näherungsweise durch folgende Formel wiedergegeben [16]:

$$Z_\theta = \frac{2 \cdot d_{PW} \cdot NA_{PW}}{\lambda_V} \quad (A2)$$

Nach Gl.(A2) ergeben sich 22 Moden mit  $d_{PW} = 50 \mu\text{m}$ ,  $NA_{PW} = 0.2$  und  $\lambda_V = 900 \text{ nm}$ . Die genauen Modenwinkel lassen sich mit der charakteristischen Gleichung für Lichtwellen in einem planaren Wellenleiter berechnen [16].

Mehrere Moden führen nach Gl.(A1) für eine einzige Wellenlänge  $\lambda_{PW}$  zu einer spektralen Bandbreite der Interferenzwellenlängen von:

$$\Delta \lambda_M(\theta) = \left( \frac{1}{\cos \theta_{max}} - 1 \right) \cdot \lambda_{PW} \quad (A3)$$

Sind die lateralen Ausdehnungen einer tiefenlithographisch strukturierten Kernschicht wesentlich größer als die eingesetzten Wellenlängen, so kann eine Abbildungsbetrachtung für  $\lambda_{PW}$  auf die sich ausbreitenden Interferenzwellen innerhalb von  $\Delta \lambda_M(\theta)$  beschränkt und weitere Rechnungen zweidimensional in der Kernschichtebene durchgeführt werden.

## Anhang 2: Rechnungen zur Verteilung der gebeugten Strahlung eines Spektralkanals eines planaren Reflexionsgitters unter Berücksichtigung der modenbedingten Unschärfe

Die spektrale Beugung der geführten Strahlung eines planaren Multimoden-Wellenleiters an einem integrierten Reflexionsgitter ist abhängig von den Modenwinkeln  $\theta$  und kann, wie REULE [26] bereits zeigte, über sogenannte effektive Moden- oder Interferenzwellenlängen  $\lambda_M = \lambda_{PW} / \cos \theta$  [Anhang 1] durch die Gittergleichung [27] beschrieben werden:

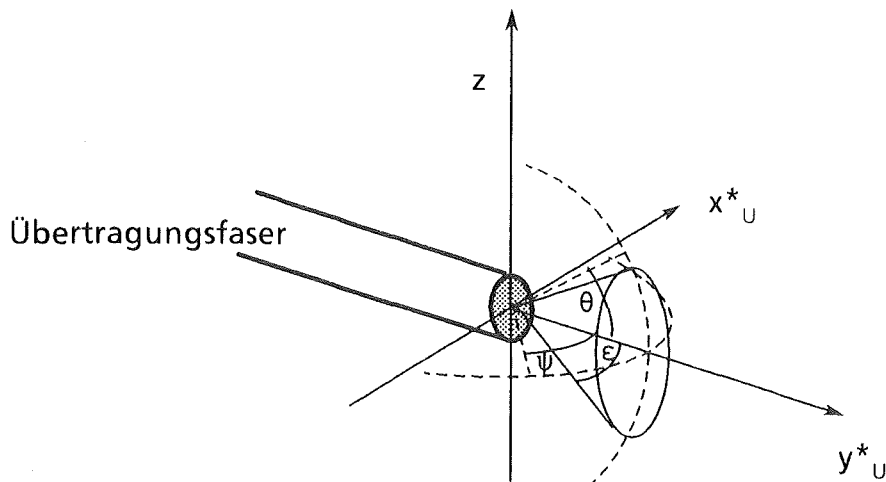
$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{m \lambda_M}{a} \quad (\text{A4})$$

Hierbei sind  $\alpha$  der Gittereinfallswinkel sowie  $\beta$  der Beugungswinkel der Strahlen der sich ausbreitenden Interferenzwellen in der Schichtebene zur lokalen Gitternormale,  $m$  die Beugungsordnung und  $a$  die Gitterfurchenbreite eines lokal angenäherten ebenen Gitters. Eine Gitterabbildung in einem Multimoden-Wellenleiter ist daher immer mit einer zusätzlichen Abbildungsunschärfe verbunden.

Für die Auswahl und Anordnung der lichtdetektierenden Spektralfasern eines in einer lichtleitenden Resistschicht strukturierten, planaren Gitterspektrographen ist daher die Kenntnis der spektralen Verteilung der gebeugten Strahlung einer lichteinkoppelnden Übertragungsfaser im Abbildungsbereich von großer Bedeutung. Diese Verteilung kann, bei bekannter Verteilung auf die Beugungswinkel, über eine winkelabhängige Abbildungsgleichung berechnet werden. Für einen Strahlung einkoppelnden Spalt wurde die Strahlungsverteilung auf die Beugungswinkel bereits von REULE beschrieben. Im folgenden wird die spektrale Verteilung der in eine Stufenindex-Resistschicht eingekoppelten Strahlung einer Stufenindexfaser und einer Gradientenindexfaser berechnet. Dabei werden weitere Kanalunschärfen neben der modenabhängigen Unschärfe vernachlässigt.

Für die Berechnung werden mehrere Randbedingungen vorgegeben, die die Resistschicht und die Übertragungsfaser betreffen:

- Die numerische Schichtapertur entspricht der maximalen numerischen Apertur der Übertragungsfaser:  $NA_{PW} = NA_{UW}$ .
- Koppelverluste, wie Fresnelverluste oder Verluste bei der Modenanregung in der Resistschicht, werden vernachlässigt.
- Die Schichtdicke ist gleich dem Faserkerndurchmesser:  $d_{PW} = d_{UW}$ .
- In der Faser sei  $\varepsilon$  der Strahlausbreitungswinkel gegen die Faserachse. In der Resistschicht sei  $\theta$  der Ausbreitungswinkel gegen die Schichtebene sowie  $\psi$  der Ausbreitungswinkel in der Schichtebene. Für eine Strahlung einkoppelnde Faser gilt  $\cos \varepsilon = \cos \theta \cdot \cos \psi$  (Abb.A2). Es wird eine kontinuierliche Intensitäts-



**Abb.A2:** Darstellung der Ausbreitungswinkel  $\epsilon$  in der Faser und der Modenwinkel  $\theta$  sowie der lateralen Ausbreitungswinkel  $\psi$  in der Resistschichtebene gegen die Übertragungsfaserachse  $y^*_U$ .

verteilung auf die einzelnen Ausbreitungswinkel in der Schicht angenommen.

Weiter wird ein Wert  $e$  definiert:

$$e =: \cos \epsilon_{max} = \cos \theta_{max} = \left[ 1 - \left( \frac{NA_{PW}}{N_{PW}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A5)$$

- Ein Flächenelement  $dA$  der Faserkerndfläche sei ein Lambertstrahler, besitzt also eine richtungsunabhängige Strahldichte  $L$ . Dies entspricht einer zu  $\cos \epsilon$  proportionalen Strahlungsflußverteilung. Der Strahlungsfluß  $d\phi$  in das Raumwinkelelement  $d\omega = \cos \theta \cdot d\theta \cdot d\psi$  lautet:

$$d\phi(\omega, A) = L \cdot dA \cdot \cos \epsilon d\omega = L \cdot dA \cdot \cos^2 \theta \cdot \cos \psi d\psi d\theta \quad (A6)$$

- Die abstrahlende Faserkerndfläche sei kreisförmig mit einer gleichmäßigen (Stufenindexfaser) und mit einer paraboloiden (Gradientenindexfaser) Strahlungsverteilung.

Um die Verteilung der gebeugten Strahlung der gesamten abstrahlenden Übertragungsfaser zu erhalten, muß die winkelabhängige Strahlungsflußverteilung des Flächenelements  $dA$  mit der winkelunabhängigen Strahlungsflußverteilung über die abstrahlende Faserendfläche gefaltet werden.

Zunächst wird die Verteilung der Strahlung eines Flächenelements  $dA$  der Übertragungsfaserkerndfläche auf die verschiedenen, positiven Modenwinkel  $\theta$  der Resistschicht berechnet. Die Verteilung ergibt sich durch Aufintegration des

Strahlungsflußes (Gl.(A6)) über  $\psi$  :

$$d\phi(\theta, A) = L \cdot dA \cdot \cos^2 \theta \cdot 4 \left( \int_0^{\psi_{max}} \cos \psi \, d\psi \right) d\theta = 4 \cdot L \cdot dA \cdot \cos \theta \left[ \cos^2 \theta - e^2 \right]^{\frac{1}{2}} d\theta \quad (A7)$$

Die Gültigkeit dieser Funktion bedingt  $e < \cos \theta \leq 1$ . Eine übersichtlichere Darstellung ergibt sich über Einführung eines relativen Ausbreitungswinkels  $w = \cos \theta$  mit der Funktion  $d\phi(w, A)$ :

$$d\phi(w, A) = 4 \cdot L \cdot dA \cdot f(w) \, dw$$

$$\text{mit } f(w) = w \left[ \frac{w^2 - e^2}{1 - w^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{für } e \leq w < 1 \quad (A8)$$

$$f(w) = 0 \quad \text{für } w < e ; w \geq 1$$

Aus dieser Funktion kann mit  $w$  über relative Interferenzwellenlängen  $\lambda_{MU} = \lambda_{PW}/w$  und Gl.(A4) unmittelbar die Strahlungsverteilung auf die einzelnen Beugungswinkel abgeleitet werden.

Eine für die Faltung geeignete Verteilungsfunktion der winkelunabhängigen, spezifischen Ausstrahlung  $S = d\phi/dA$  über die Faserendfläche erhält man, wenn man die Flächenverteilungsfunktion auf den Faserquerschnitt, dargestellt durch die  $x_U^*$ -Achse (Abb.A1), über den Kerndurchmesser  $d_{UW}$  aufintegriert.

Die normierte, paraboloidale Strahlungsverteilung einer Gradientenindexfaser reduziert auf den Querschnitt über die  $x_U^*$ -Achse berechnet sich zu [54]:

$$\begin{aligned} V_G(x_U^*) &= \frac{16}{\pi d_{UW}^2} \left[ \int_0^{\left(\frac{d_{UW}^2}{4} - x_U^{*2}\right)^{\frac{1}{2}}} \left(1 - \frac{4(x_U^{*2} + z^2)}{d_{UW}^2}\right) dz \right] \\ &= \frac{32}{3\pi d_{UW}^2} \left[ \left(\frac{d_{UW}^2}{4} - x_U^{*2}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(1 - \frac{4x_U^{*2}}{d_{UW}^2}\right) \right] \quad (A9) \end{aligned}$$

Die normierte, gleichförmige Strahlungsverteilung einer Stufenindexfaser reduziert auf den Querschnitt über die  $x_U^*$ -Achse berechnet sich zu:

$$V_S(x_U^*) = \frac{8}{\pi d_{UW}^2} \left[ \int_0^{\left(\frac{d_{UW}^2}{4} - x_U^{*2}\right)^{\frac{1}{2}}} 1 \, dz \right]$$

$$= \frac{8}{\pi d_{UW}^2} \left( \frac{d_{UW}^2}{4} - x_U^{*2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (A10)$$

Die Faltung läßt sich durchführen, wenn für die  $x_U^*$ -Achse eine relative Querschnittskordinate  $x_U^* \rightarrow w^* = :f(\cos \theta)$  eingeführt wird. Für kleine Einfallswinkelvariationen  $\Delta\alpha$  gilt über Gl.(A1) näherungsweise  $|\Delta\alpha| \approx |\Delta\beta|$ . Damit kann man dem Durchmesser des Übertragungsfaserkerns  $d_{UW}$  über die lineare Eingangsdispersion Gl.(2) eine relative Interferenzwellenlängenbandbreite  $\Delta\lambda_{MUW}$  zuordnen:

$$\Delta\lambda_{MUW} = \frac{d_{UW} \cdot \alpha \cdot \cos \alpha}{m \cdot r} \quad (A11)$$

Ein relativer Faserkerndurchmesser ergibt sich dann zu  $w_U^* = :\Delta\lambda_{MUW} / \lambda_{PW}$ . Ersetzt man in Gl.(A9,A10) die Variablen durch ihre relativen Werte, so folgt für die Faltung:

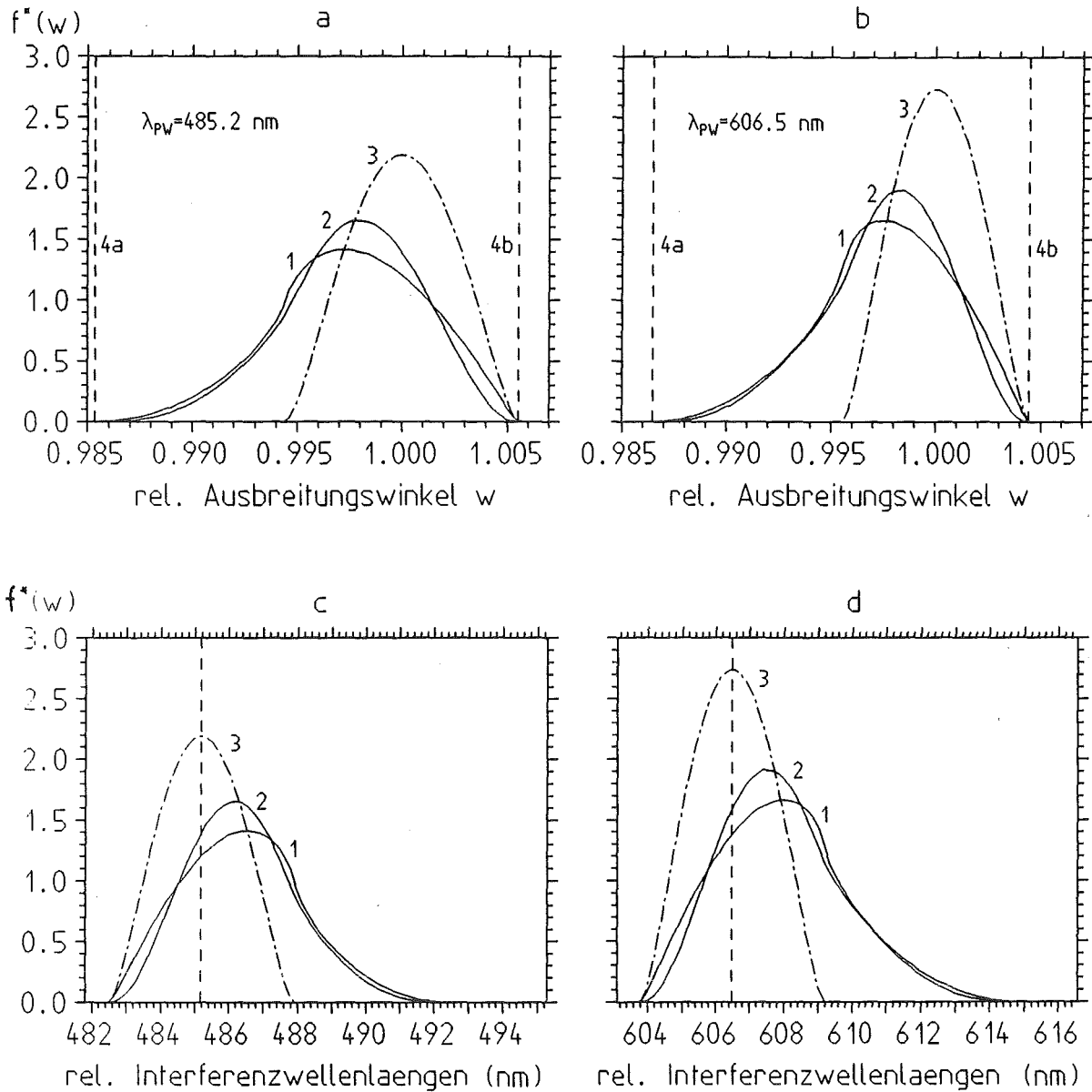
$$d\phi(w) = 4 \cdot L \cdot S \left[ \int_{w - \frac{w_U^*}{2}}^{w + \frac{w_U^*}{2}} V(w-w^*) f(w^*) dw^* \right] dw = 4 \cdot L \cdot S \cdot f^*(w) dw \quad (A12)$$

Für die Verteilungsfunktionen Gl.(A9,A10) ist  $f^*(w)$  nicht mehr analytisch, sondern nur noch numerisch zu lösen. Man erhält damit die Strahlungsverteilung im Bereich  $w - w_U^*/2 < w < 1 + w_U^*/2$ . Die für die Berechnung der Beugungsverteilung über Gl.(A4) notwendigen relativen Interferenzwellenlängen erhält man mit  $\lambda_{MU} = \lambda_{PW} / w$ . Das Gesamtintegral über  $d\phi(w)$  ist gleich dem Integral über die ungefaltete Funktion und ergibt sich zu:

$$\phi = L \cdot S \cdot \pi \cdot (1 - e^{-2}) \quad (A13)$$

Das Beugungsbild einer Stufenindexfaser kann auch als Beugungsbild einer abstrahlenden Gradientenindexfaser bei vollständiger Modenmischung auf dem Strahlweg Faser-Gitter verstanden werden. In Abb.(A3) ist anhand eines Beispiels die spektrale Strahlungsverteilung  $f^*(w)$  einer abstrahlenden Gradientenindexfaser über die relativen Ausbreitungswinkel  $w$  sowie über die relativen Interferenzwellenlängen  $\lambda_{MU} = \lambda_{PW} / w$  mit  $\lambda_{PW} = 485.2 \text{ nm}$  und  $\lambda_{MU} = 606.5 \text{ nm}$  dargestellt. Die Rechnungen beziehen sich auf ein lokal angenähertes ebenes Gitter mit der Furchenbreite  $a = 3.5 \text{ }\mu\text{m}$ . Als effektive Spaltbreite wurde der Kerndurchmesser der Übertragungsfaser gewählt.





**Abb.A3:** Spektrale Verteilungsfunktionen  $f^*(w)$  mit  $\lambda_{PW} = 485.2\text{nm}$  (a,c) und  $\lambda_{PW} = 606.5\text{nm}$  (b,d) der gebeugten Strahlung einer in eine lichtleitende Stufenindex-Resistschicht abstrahlenden Gradientenindexfaser. Schichtdaten:  $NA_{PW} = 0.2$ ,  $N_{PW} = 1.484$ ; Gitterdaten:  $m = 2$ ,  $a = 3.5\mu\text{m}$ ,  $\alpha = 11.5^\circ$ ,  $r = 16\text{mm}$ ; Übertragungsfaserdurchmesser:  $d_{UW} = 50\mu\text{m}$ . 1: Strahlungsverteilung bei Modenmischung (Lichtweg: Faser-Gitter), 2: Strahlungsverteilung bei Erhaltung des paraboloiden Profils, 3: Strahlungsverteilung bei Abbildung der Grundmode der Faser, 4a,b: Unschärfebereich  $e \cdot w^* / 2 < w < w^* / 2$ .

### Anhang 3: Abbildungsrechnungen zu einem planaren, selbstfokussierenden Reflexionsgitter

Im folgenden werden die zweidimensionalen Abbildungseigenschaften eines zylindrischen, selbstfokussierenden Reflexionsgitters berechnet, dessen Gitterkurve und Variation der Gitterfurchenabstände durch Polynomfunktionen 4. Grades beschrieben werden. Dadurch soll eine möglichst große Auswahl an spektralen Fokuskonstellationen verschiedener Interferenzwellenlängen  $\lambda_M$  bei minimierten Abbildungsfehlern erreicht werden.

Eine geeignete Rechenmethode ist die Anwendung des Fermat'schen Prinzips der geometrischen Optik [55] auf die zweidimensionale Lichtwegfunktion eines selbstfokussierenden, zylindrischen Reflexionsgitters. Abbildungsfehler werden damit durch optische Weglängenabweichungen ausgedrückt. Eine anschauliche Darstellung ergibt sich in einem kartesischen Koordinatensystem (Abb.A4). Für die Lichtwegfunktion gilt:

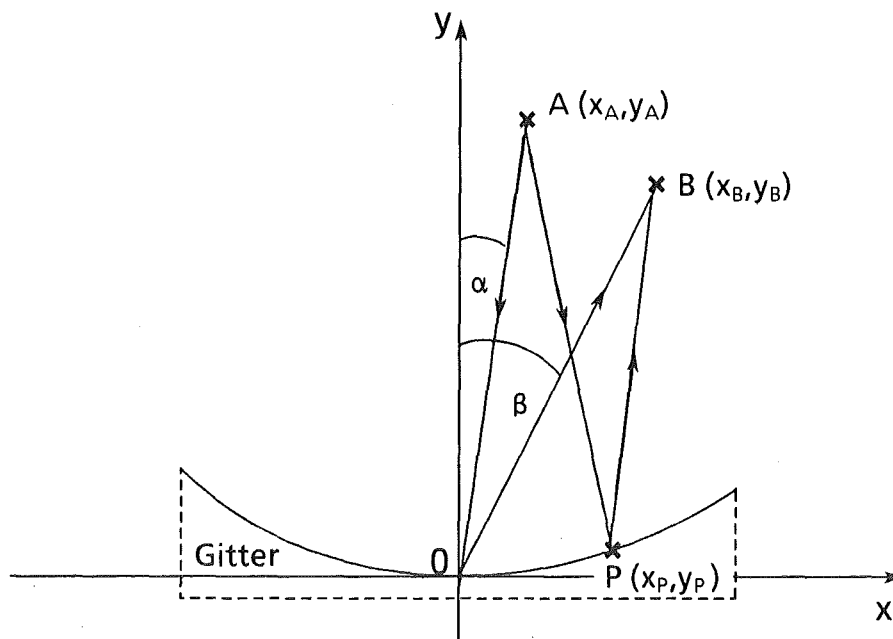
$$F = \langle AP \rangle + \langle PB \rangle + n \cdot m \cdot \lambda_M \quad (\text{A14})$$

Die Punkte A und B bezeichnen eine Lichtquelle und einen Beugungsfokus in der Ordnung  $m$  für eine Interferenzwellenlänge  $\lambda_M$ . Der Faktor  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  gibt an, daß die Lichtwege verschiedener Gitterpunkte P sich jeweils immer nur durch ein ganzzahliges Vielfaches von  $m \cdot \lambda_M$  unterscheiden dürfen. Auf einer kontinuierlichen Gitterkurve folgt damit ein System von diskreten Punkten, die sich in bestimmten Gitterabständen voneinander befinden. Dies zieht eine Periodizität der Profilgestaltung innerhalb eines Gitterabstands nach sich, welche nicht die Abbildungseigenschaften jedoch die Energieverteilung in die einzelnen Beugungsrichtungen beeinflusst [Kap.2.2.3.]. Nach dem Fermat'schen Prinzip wird eine Abbildung für eine Wellenlänge  $\lambda_M$  erreicht, wenn für jeden Punkt P der kürzeste, geradlinige Lichtweg gewählt wird:

$$\frac{\partial F}{\partial x_P} = \frac{\partial F}{\partial y_P} = 0 \quad (\text{A15})$$

Daraus lassen sich anschließend die Abbildungseigenschaften ableiten.

Bekannte selbstfokussierende Gitterformationen sind die planare Fresnel'sche Zonenplatte sowie die 'Rowland'-Kreisanordnung [27,40]. Die Zonenplatte weist eine große Variation der Gitterfurchenbreiten auf und induziert dadurch erhebliche Abbildungsfehler wie Koma und sphärische Aberration. Eine Reduzierung der Abbildungsfehler erreicht man durch Krümmung des Gitters und der



**Abb.A4:** Aufsichtsschema einer Punktabbildung mit einer Interferenzwellenlänge  $\lambda_M$  durch ein zylindrisches Reflexionsgitter in einer lichtleitenden Resistschicht.

sich daraus ergebenden Reduzierung der Furchenbreitenvariation. Um geringere Einschränkungen bei der Wahl der Gitterkurven als bei den üblicherweise verwendeten Kreis- oder Ellipsenfunktionen [56,57] zu erhalten, wird für die Gitterkurve in der  $xy$  - Ebene allgemein eine Polynomfunktion 4. Ordnung definiert:

$$f_G(x,y): \quad y = \frac{d_1}{R} x^2 + \frac{d_2}{R^2} x^3 + \frac{d_3}{R^3} x^4 + O(5) \quad (A16)$$

Mit der Konstante  $R$  werden die Variationsterme  $d_1, d_2, d_3$  in vergleichbaren Größenordnungen beschrieben.

Für die Bestimmung der diskreten Gitterpunkte  $P(x_p, y_p)$  werden weitere Voraussetzungen gemacht:

- Die Lichtwege benachbarter Gitterpunkte  $P$  steigen aufeinanderfolgend in die eine Richtung der Gitterkurve jeweils um  $m \cdot \lambda_M$  an oder nehmen in die andere Richtung um  $m \cdot \lambda_M$  ab.
- Die Berechnung der  $x_p$  - Koordinaten geht nach beiden Seiten der Gitterkurve von  $0$  aus, der deshalb als Gittermittelpunkt bezeichnet wird.

Der Faktor  $n$  aus Gl.(A14) gibt damit die Nummer einer Gitterfurchen von 0 aus an. Die  $x_p$  - Koordinaten ergeben sich dann durch Aufsummieren benachbarter Gitterkonstanten  $\sigma$ , die auf die  $x$ -Achse projizierte Gitterfurchenabstände  $a$  darstellen:

$$x_{P_n} = \pm \left( \sum_{i=0}^n \sigma_i \right) = x_{P_{n \mp 1}} \pm \sigma_{n \mp 1} \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (\text{A17})$$

Beschreibt man  $x_{P_n}$  mit Variationstermen  $c_1, c_2, c_3$  des  $n$  - fachen der Gitterkonstanten  $\sigma_0$  am Ursprung,

$$n \cdot \sigma_0 =: x_{P_n} + \frac{c_1}{R} x_{P_n}^2 + \frac{c_2}{R^2} x_{P_n}^3 + \frac{c_3}{R^3} x_{P_n}^4 + O(5) \quad (\text{A18})$$

$$(n+1) \cdot \sigma_0 =: x_{P_{n+1}} + \frac{c_1}{R} x_{P_{n+1}}^2 + \frac{c_2}{R^2} x_{P_{n+1}}^3 + \frac{c_3}{R^3} x_{P_{n+1}}^4 + O(5) \quad (\text{A19})$$

so erhält man mit  $x_{P_{n+1}} = x_{P_n} + \sigma_n$  eine Beschreibung variabler Gitterkonstanten  $\sigma_n$  [32]:

$$\sigma_n = \sigma_0 \cdot \left( 1 + \frac{2c_1}{R} x_{P_n} + \frac{3c_2}{R^2} x_{P_n}^2 + \frac{4c_3}{R^3} x_{P_n}^3 + O(5) \right)^{-1} \quad (\text{A20})$$

Für  $n$  erhält man aus Gl. (A18,A20):

$$n = \frac{1}{\sigma_0} \left( x_{P_n} + \frac{c_1}{R} x_{P_n}^2 + \frac{c_2}{R^2} x_{P_n}^3 + \frac{c_3}{R^3} x_{P_n}^4 + O(5) \right) \quad (\text{A21})$$

Jetzt läßt sich die ausführliche Lichtwegfunktion berechnen:

$$F = \langle AP \rangle + \langle PB \rangle + n \cdot m \cdot \lambda_M \quad (\text{A22})$$

$$\text{mit} \quad \langle AP \rangle = \left[ (y_A - y_P)^2 + (x_A - x_P)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A23})$$

$$\text{und} \quad \langle PB \rangle = \left[ (y_B - y_P)^2 + (y_B - x_P)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A24})$$

Mit der Länge  $r = (x_A^2 + y_A^2)^{1/2}$  des Ortsvektors von A läßt sich für den Strahlweg  $\langle AP \rangle$  schreiben:

$$\langle AP \rangle = r \cdot \left[ 1 - \frac{2 \cdot (x_A x_P + y_A y_P)}{r^2} + \frac{y_P^2 + x_P^2}{r^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A25})$$

Der Lichtweg  $\langle AP \rangle$  läßt sich durch Einsetzen von Gl.(A16) in Gl.(A25) und Ordnen nach Potenzen von  $x_p$  folgendermaßen ausdrücken:

$$\langle AP \rangle = r \cdot \left[ 1 - \left( t_1 x_P + t_2 x_P^2 + t_3 x_P^3 + t_4 x_P^4 + O(5) \right) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (A26)$$

mit  $t_1 = \frac{2 x_A}{r^2} \quad (a)$

$$t_2 = \frac{2 d_1 y_A}{R r^2} - \frac{1}{r^2} \quad (b)$$

$$t_3 = \frac{2 d_2 y_A}{R^2 r^2} \quad (c)$$

$$t_4 = \frac{2 d_3 y_A}{R^3 r^2} - \frac{d_1}{R^2 r^2} \quad (d)$$

Jetzt wird Gl.(A26) in eine Potenzreihe entwickelt und erneut nach Potenzen von  $x_P$  geordnet :

$$\langle AP \rangle = r \cdot \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( t_1^* x_P + t_2^* x_P^2 + t_3^* x_P^3 + t_4^* x_P^4 + O(5) \right) \right] \quad (A27)$$

mit  $t_1^* = t_1 \quad (a)$

$$t_2^* = t_2 + \frac{1}{4} t_1^2 \quad (b)$$

$$t_3^* = t_3 + \frac{1}{2} t_1 t_2 + \frac{1}{8} t_1^3 \quad (c)$$

$$t_4^* = t_4 + \frac{1}{4} t_2^2 + \frac{1}{2} t_3 t_1 + \frac{3}{8} t_2 t_1^2 + \frac{5}{64} t_1^4 \quad (d)$$

Durch Einsetzen von Gl.(A26a-d) in Gl.(A27a-d)) erhält man eine ausführliche Beschreibung der Koeffizienten  $t_1^*, t_2^*, t_3^*, t_4^*$ :

$$t_1^* = \frac{2 x_A}{r^2} \quad (\text{A28a})$$

$$t_2^* = \frac{2 d_1 y_A}{R r^2} - \frac{1}{r^2} + \frac{x_A^2}{r^4} \quad (\text{A28b})$$

$$t_3^* = \frac{2 d_2 y_A}{R^2 r^2} + \frac{x_A}{r^2} \left[ \frac{2 d_1 y_A}{R r^2} - \frac{1}{r^2} \right] + \frac{x_A^3}{r^6} \quad (\text{A28c})$$

$$t_4^* = \frac{2 d_3 y_A}{R^3 r^2} - \frac{d_1}{R^2 r^2} + \frac{2 d_2 y_A x_A}{R^2 r^4} + \frac{1}{4} \left[ \frac{2 d_1 y_A}{R r^2} - \frac{1}{r^2} \right]^2$$

$$+ \frac{3 x_A^2}{2 r^4} \left[ \frac{2 d_1 y_A}{R r^2} - \frac{1}{r^2} \right] + \frac{5 x_A^4}{4 r^8} \quad (\text{A28d})$$

Eine geeignete Darstellung der Lichtwegfunktion ergibt sich bei der Wahl von Polarkoordinaten, da hier Gittereinfallswinkel  $\alpha$  und Beugungswinkel  $\beta$  explizit beschrieben werden:

$$x_A = r \cdot \sin \alpha \quad x_B = r' \cdot \sin \beta \quad (\text{A29a})$$

$$y_A = r \cdot \cos \alpha \quad y_B = r' \cdot \cos \beta \quad (\text{A29b})$$

$r$  und  $r'$  entsprechen den Beträgen der Ortsvektoren von A und B. Für die Koeffizienten  $t_1^*, t_2^*, t_3^*, t_4^*$  folgt damit:

$$t_1^* = \frac{2 \sin \alpha}{r} \quad (\text{A30a})$$

$$t_2^* = \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R r} - \frac{1}{r^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{r^2} = \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R r} - \frac{\cos^2 \alpha}{r^2} \quad (\text{A30b})$$

$$t_3^* = \frac{2 d_2 \cos \alpha}{R^2 r} + \frac{\sin \alpha}{r^2} \left[ \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} - \frac{\cos^2 \alpha}{r} \right] \quad (\text{A30c})$$

$$\begin{aligned} t_4^* &= -\frac{1}{r R^2} \left[ \frac{d_1^2}{r} - \frac{2 d_3 \cos \alpha}{R} \right] + \frac{2 d_2 \sin \alpha \cos \alpha}{R^2 r^2} \\ &+ \frac{1}{4 r^2} \left[ \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} - \frac{1}{r} \right]^2 + \frac{3 \sin^2 \alpha}{2 r^3} \left[ \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} - \frac{1}{r} \right] + \frac{5 \sin^4 \alpha}{4 r^4} \\ &= -\frac{1}{r R^2} \left[ \frac{d_1^2}{r} - \frac{2 d_3 \cos \alpha}{R} \right] + \frac{2 d_2 \sin \alpha \cos \alpha}{R^2 r^2} \\ &+ \frac{1}{4 r^2} \left[ \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} - \frac{\cos^2 \alpha}{r} \right]^2 + \frac{\sin^2 \alpha}{r^3} \left[ \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} - \frac{\cos^2 \alpha}{r} \right] \quad (\text{A30d}) \end{aligned}$$

Nun berechnet man den Strahlweg  $\langle PB \rangle$  analog zu  $\langle AP \rangle$  (Gl.(A25) bis Gl.(A30)), addiert beide Strahlwege und ordnet wieder nach Potenzen von  $x_p$ :

$$F^* = \langle AP \rangle + \langle PB \rangle = r + r' + x_p T_1^* + x_p^2 T_2^* + x_p^3 T_3^* + x_p^4 T_4^* + 0 \quad (5). \quad (\text{A31})$$

$$\text{mit} \quad T_1^* = -\frac{1}{2} (r \cdot t_1^* + r' \cdot t_1^{*'}) \quad (\text{a})$$

$$T_2^* = -\frac{1}{2} (r \cdot t_2^* + r' \cdot t_2^{*'}) \quad (\text{b})$$

$$T_3^* = -\frac{1}{2} (r \cdot t_3^* + r' \cdot t_3^{*'}) \quad (\text{c})$$

$$T_4^* = -\frac{1}{2} (r \cdot t_4^* + r' \cdot t_4^{*'}) \quad (\text{d})$$

Mit Gl.(A31) in Gl.(A14) erhält man für die gesuchte Lichtwegfunktion:

$$\begin{aligned}
 F &= r + r' + x_P T_1^* + x_P^2 T_2^* + x_P^3 T_3^* + x_P^4 T_4^* + n \cdot m \cdot \lambda_M + 0 \quad (5) \\
 &= r + r' + x_P T_1 + x_P^2 T_2 + x_P^3 T_3 + x_P^4 T_4 + 0 \quad (5) .
 \end{aligned} \quad (A32)$$

Durch Einsetzen von Gl. (A21) und von Gl.(A30),(A31) in Gl.(A32) berechnen sich die Koeffizienten  $T_1, T_2, T_3, T_4$  zu :

$$T_1 = -\sin \alpha - \sin \beta + \frac{m \cdot \lambda_M}{\sigma_o} \quad (A33)$$

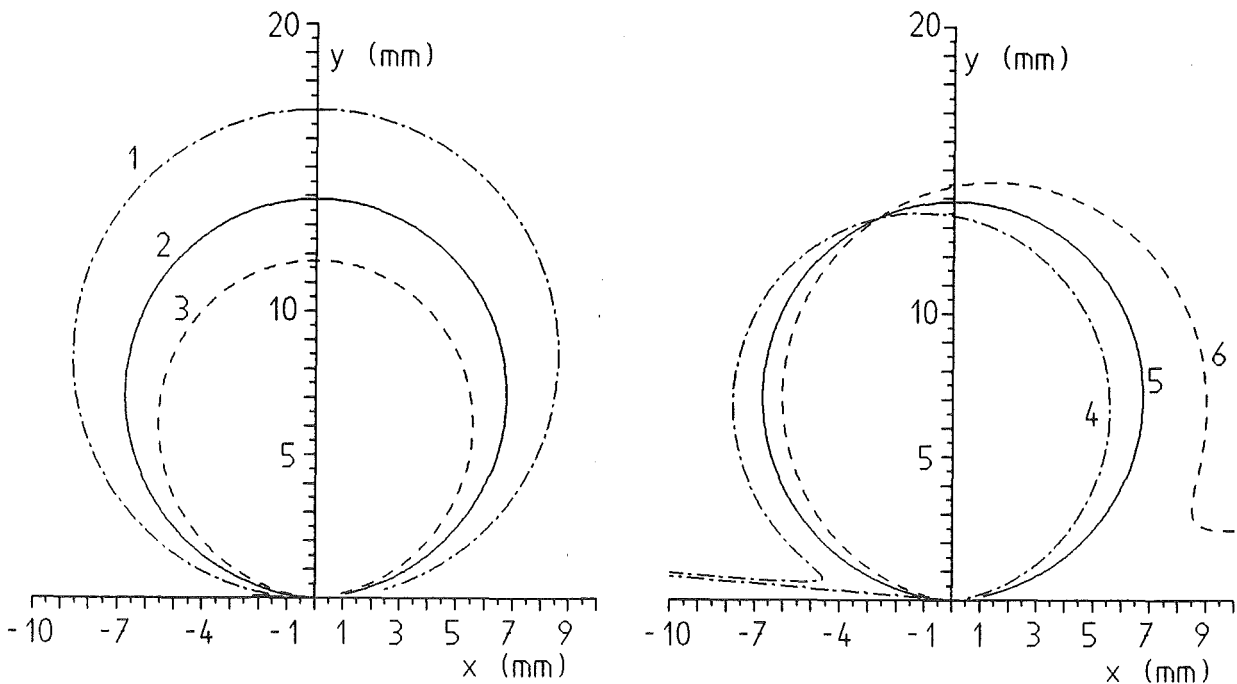
$$T_2 = \frac{1}{2} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{r} + \frac{\cos^2 \beta}{r'} - d_1 (\cos \alpha + \cos \beta) \right] + \frac{m \cdot \lambda_M \cdot c_1}{R \sigma_o} \quad (A34)$$

$$\begin{aligned}
 T_3 &= \frac{\sin \alpha}{2r} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} \right] + \frac{\sin \beta}{2r'} \left[ \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{2 d_1 \cos \beta}{R} \right] \\
 &\quad - \frac{d_2}{R^2} (\cos \alpha + \cos \beta) + \frac{m \cdot \lambda_M \cdot c_2}{R^2 \sigma_o}
 \end{aligned} \quad (A35)$$

$$\begin{aligned}
 T_4 &= \frac{1}{2R^2} \left[ \frac{d_1^2}{r} + \frac{d_1^2}{r'} - \frac{2 d_3 (\cos \alpha + \cos \beta)}{R} \right] \\
 &\quad + \frac{\sin^2 \alpha}{2r^2} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} \right] - \frac{1}{8r} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} \right]^2 \\
 &\quad + \frac{\sin^2 \beta}{2r'^2} \left[ \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{2 d_1 \cos \beta}{R} \right] - \frac{1}{8r'} \left[ \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{2 d_1 \cos \beta}{R} \right]^2 \\
 &\quad - \frac{d_2}{R^2} \left( \frac{\cos \alpha \sin \alpha}{r} + \frac{\cos \beta \sin \beta}{r'} \right) + \frac{m \cdot \lambda_M \cdot c_3}{R^3 \sigma_o}
 \end{aligned} \quad (A36)$$

Damit hat man die vollständige Darstellung der gesuchten Lichtwegfunktion F.





**Abb.A5:** Fokuskurven nach Gl.(A37,A38) mit  $\alpha = 11.5^\circ$ ,  $m = 2$ ,  $\sigma_0 = 3.5\mu\text{m}$  und  $R = 15$  mm sowie  $c_1 = 0, d_1 = 0.45/0.5/0.55$  (1,2,3) und  $d_1 = 0.5, c_1 = -0.1/0/0.1$  (4,5,6).

Die Bedingung des Fermat'schen Prinzips (Gl.(A15)) hat eine nichttriviale Lösung, wenn die Terme  $T_i$  unabhängig voneinander Null werden. Aus  $T_1 = 0$  (Gl.(A33)) folgt die allgemeine Gittergleichung:

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{m \cdot \lambda_M}{\sigma_0} \quad (\text{A37})$$

Hiermit wird für ein vorgegebenes Gitter und eine feste Interferenzwellenlänge  $\lambda_M$  das Verhältnis von Einfallswinkel  $\alpha$  zu Beugungswinkel  $\beta$  in Abhängigkeit von der Beugungsordnung  $m$  beschrieben.

Aus der Gleichung  $T_2 = 0$  (Gl.(A34)) folgt die Lage der Brennpunkte der gebeugten Strahlung in Abhängigkeit von  $\alpha$  und  $\beta$ . Für feste Werte  $\alpha$  und  $r$  berechnen sich die Ortsvektoren  $\mathbf{r}'(\beta)$  der Beugungsfokusse verschiedener Interferenzwellenlängen  $\lambda_M$  als Funktion der Beugungswinkel  $\beta$  zu:

$$f_B(\beta) : \mathbf{r}'(\beta) = r'(\beta) \cdot \begin{pmatrix} \sin \beta \\ \cos \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \quad (\text{A38})$$

$$\text{mit } r'(\beta) = \frac{\cos^2 \beta}{\frac{2}{R} \left[ d_1 (\cos \alpha + \cos \beta) - c_1 (\sin \alpha + \sin \beta) \right] - \frac{1}{r} \cdot \cos^2 \alpha}$$

Setzt man z.B.  $c_1 = 0$  und  $d_1 = 0.5$ , so ergibt die Fokuskurve einen 'Rowland'-Kreis mit dem Radius  $R/2$ . Eine Variation von  $c_1$  deformiert diesen Kreis zu einer  $\sigma$ -förmigen Gestalt (Abb.A5).

Bei der Berechnung von  $T_3 = T_4 = 0$  werden verschiedene Abbildungsfehler berücksichtigt. Eine Bewertung der Koma - Aberration ergibt sich durch  $T_3 = 0$  (Gl.(A35)) und der sphärischen Aberration durch  $T_4 = 0$  (Gl.(A36)). Für jede Interferenzwellenlänge  $\lambda_M$  und jede Fokuskurve erhält man für feste Werte  $d_1, d_2$  in Gl.(A35) einen Wert  $c_2$  bei dem die Koma - Aberration verschwindet:

$$c_2 = \frac{R^2}{2(\sin \alpha + \sin \beta)} \left\{ \frac{\sin \alpha}{r} \left[ \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} - \frac{\cos^2 \alpha}{r} \right] + \frac{\sin \beta}{r'} \left[ \frac{2 d_1 \cos \beta}{R} - \frac{\cos^2 \beta}{r'} \right] + \frac{2 d_2}{R^2} (\cos \alpha + \cos \beta) \right\} \quad (A39)$$

Für feste Werte  $d_1, d_2, d_3$  in Gl.(A36) existiert weiter ein Wert  $c_3$ , bei dem keine sphärische Aberration auftritt:

$$c_3 = \frac{R^3}{2(\sin \alpha + \sin \beta)} \left\{ \frac{1}{R^2} \left[ \frac{2 d_3 (\cos \alpha + \cos \beta)}{R} - \frac{d_1^2}{r} - \frac{d_1'^2}{r'} \right] - \frac{\sin^2 \alpha}{r^2} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} \right] + \frac{1}{4r} \left[ \frac{\cos^2 \alpha}{r} - \frac{2 d_1 \cos \alpha}{R} \right]^2 - \frac{\sin^2 \beta}{r'^2} \left[ \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{2 d_1 \cos \beta}{R} \right] + \frac{1}{4r'} \left[ \frac{\cos^2 \beta}{r'} - \frac{2 d_1 \cos \beta}{R} \right]^2 + \frac{2 d_2}{R^2} \left( \frac{\cos \alpha \sin \alpha}{r} + \frac{\cos \beta \sin \beta}{r'} \right) \right\} \quad (A40)$$

Bei der Betrachtung eines Spektralbereichs mit mehreren Interferenzwellenlängen  $\lambda_M$  kann somit nur eine Aberrationsminimierung durch geeignete Wahl von  $d_2$  und  $d_3$  erfolgen, jedoch nie eine vollständige Aberrationsbeseitigung.

#### Anhang 4: Reflektierende Flächen einer tiefenlithographisch erzeugten Reflexionsgitterstruktur

Nach der tiefenlithographischen Strukturierung eines Reflexionsgitters in einem 3-Schicht-Resistaufbau müssen die Gitterzahnstrukturen eine ausreichende Lichtreflexion gewährleisten. Aufgrund der begrenzt nutzbaren Strahleinfallswinkel ist Totalreflexion dabei nicht einsetzbar. Die Gitterreflexion muß durch metallische Reflexion bewirkt werden.

Gegenüber metallbeschichteten Resiststrukturen haben reflektierende, galvanisierte Mikrostrukturen, die in einem tiefenlithographisch strukturierten 3-Schicht-Resistaufbau auf einer elektrisch leitenden Grundplattenoberfläche erzeugt werden können, bestimmte Nachteile. Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen sowie Oberflächenprofilmessungen [Kap.4.3.1.] galvanisierter Mikrostrukturwände aus Gold, Kupfer und Nickel zeigten großenteils eine höhere Rauigkeit als PMMA-Mikrostrukturwände (Tastprofil senkrecht:  $R_a \approx 20$  nm). Bei metallischem Beschichten von Resiststrukturen durch Bedampfen oder durch Kathodenzerstäubung ('Sputtern') bleibt, unter Berücksichtigung niedriger Probertemperaturen, die Oberflächenrauigkeit des Resists erhalten. Weiter existiert bei galvanisierten Strukturen die Gefahr einer Spaltbildung an der Polymer-Galvanik-Grenze, die Fresnelverluste bewirken würde. Metallschichten erreichen dagegen eine gute Haftung auf Polymer substraten, wenn die Polymeroberfläche vor dem Beschichten einer Plasmabehandlung ausgesetzt wurde [49,50].

Das Reflexionsvermögen einer Metallschicht wird durch verschiedene Faktoren beeinflusst:

- Die frequenzabhängige Reflektivität  $R^*$  des verwendeten Metalls. Für die Frequenz  $\nu$  der elektromagnetischen Strahlung wird auf Grund ihrer Materialunabhängigkeit oft die Vakuumwellenlänge  $\lambda_\nu = c_\nu/\nu$  angegeben.
- Die Eindringtiefe  $t_s$  der Strahlung in die reflektierende Metallschicht ('Skin'-Effekt).
- Die Oberflächenrauigkeit der reflektierenden Fläche.

Näher betrachtet werden im weiteren nur der Vakuumwellenlängenbereich zwischen 720 nm und 900 nm. Für den Einsatz bei Reflexionsgittern sollten nur höchste Reflektivitäten berücksichtigt werden. Vernünftig sind Reflektivitäten  $>90\%$ , über die die Metalle Silber (Ag), Kupfer (Cu) und Gold (Au) verfügen (Tab.A1) [58].

$\lambda_{\text{VAK}}$ (nm)		700	750	800	850	900
R* (%):	Ag	98.7	98.8	98.8	98.9	98.9
	Cu	96.6	97	97.3	97.5	97.7
	Au	96.7	97.1	97.4	97.6	97.8

**Tab.A1:** Reflektivitäten von Silber, Kupfer und Gold.

Trifft eine elektromagnetische Strahlung auf eine metallische Oberfläche, so regt sie dort die Elektronen zu einer hochfrequenten Schwingung oder einem Wechselstrom an. Die Strahlung wird dabei nicht vollständig von den Oberflächenelektronen absorbiert, sondern dringt in die Schicht ein, wobei sie exponentiell abklingt. Die mit diesem 'Skin'-Effekt [59] verbundene Eindringtiefe, bei der die Strahlung auf  $1/e = 37\%$  abgeklungen ist, ist in Tab.A2 dargestellt. Für sie gilt:

$$t_S = \left( \frac{2}{v \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \kappa} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A40})$$

wobei  $\mu_r$  die relative Permeabilität und  $\kappa$  die elektrische Leitfähigkeit des Metalls ist.

$\lambda_{\text{VAK}}$ (nm)	$v$ (Hz)	$t_{\text{SAg}}$ (nm)	$t_{\text{SCu}}$ (nm)	$t_{\text{SAu}}$ (nm)
700	$4.29 \cdot 10^{12}$	31	32	37
900	$3.33 \cdot 10^{12}$	35	36	42

**Tab.A2:** 'Skin'-Tiefen von Silber, Kupfer und Gold.

Um eine Reflektivität gemäß den angegebenen Werten zu erreichen, sollte eine Schichtdicke von mindestens  $5t_s$  erzeugt werden.

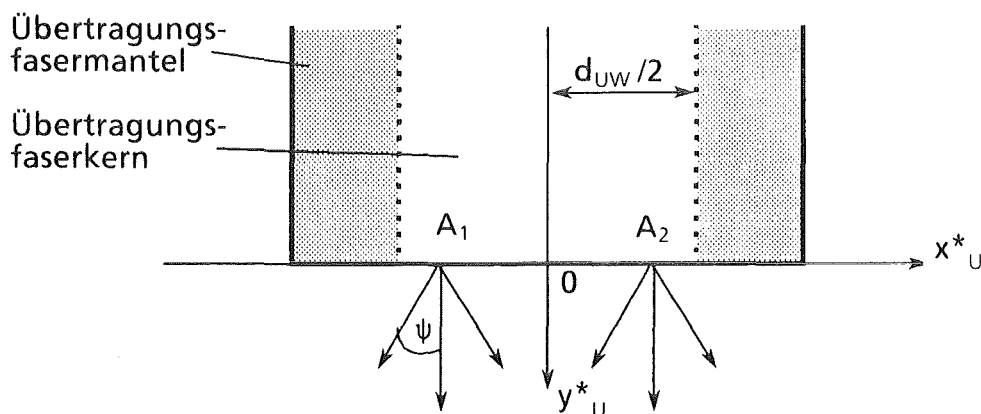
Die Rauigkeit der Metall-Polymer-Grenzfläche sollte so gering wie möglich gehalten werden, da bei einer maximalen Rauigkeit  $> \lambda/4$  zum einen unzulässige Streuverluste auftreten würden und zum anderen durch Polarisations-effekte verursachte Absorptionsanomalien zum Tragen kämen [29]. Hierbei sind besonders tiefenlithographisch übertragene Kantenrauigkeiten der Absorberstrukturen der Röntgenmasken zu berücksichtigen. Eine Forderung an die Maskenfertigung lautet daher, die Kantenrauigkeit unter  $0.1 \mu\text{m}$  zu halten.

## Anhang 5: 'Raytrace'-Simulationen der spektralen Strahlungsauskopplung und des Übersprechverhaltens eines planaren, selbstfokussierenden Reflexionsgitters

Es ist möglich die Abbildungseigenschaften einer selbstfokussierenden Reflexionsgitteranordnung des planaren Demultiplexer durch eine zweidimensionale, vektorielle Verfolgung des Strahlenverlaufs ('Raytracing') näherungsweise zu überprüfen. Im folgenden wird eine Simulation für die Auskopplung der gebeugten Strahlung in die Spektralfasern und für das Übersprechverhalten des Bausteins beschrieben. Es werden dafür mehrere vereinfachende Randbedingungen vorgegeben:

- Keine Materialdämpfung
- Keine herstellungsbedingten Strukturfehler
- Zweidimensionale Rechnung in der Ebene der lichtleitenden Resistschicht mit den Interferenzwellenlängen  $\lambda_M = \lambda_{pW} / \cos \theta$  [Anhang 1]
- Konstruktive Interferenz der gebeugten Strahlung auf der vorgegebenen Spektralfaserkoppelfläche

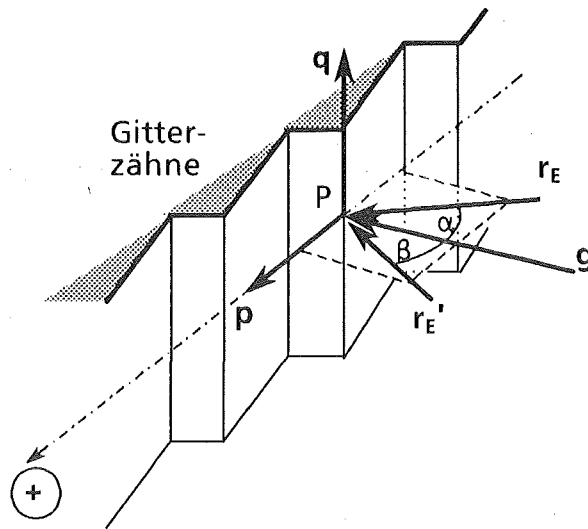
Es wird der Verlauf mehrerer Strahlen in der Ebene der Resistschicht betrachtet, die an unterschiedlichen Punkten auf dem Kernflächenquerschnitt der Übertragungsfaser (Durchmesser  $d_{UW}$ ) unter unterschiedlichen Ausbreitungswinkeln  $\psi$  zur Faserachse  $y^*_U$  starten (Abb.A6). Der Winkel  $\psi$  ist dabei durch die numerische Apertur der Faser begrenzt.



**Abb.A6:** Strahlenausgangspunkte und -richtungen vom Querschnitt der Übertragungsfaserendfläche.

Den einzelnen Strahlen wird der normierte Strahlungsfluß eines Flächenelements auf dem Endflächenquerschnitt einer Stufenindexfaser zugeordnet [Anhang 2]:

$$d\Phi(\theta, \psi, x^*_U) = :V_S(x^*_U) \cdot \cos^2 \theta \cdot \cos \psi \, dx^*_U \, d\theta \, d\psi. \quad (\text{A41})$$



**Abb.A7:** Vektorielle Darstellung der Beugung an einem Reflexionsgitter

$V_S(x^*_U)$  (Gl.(A10)) beschreibt die auf den Faserquerschnitt projizierte Strahlungsverteilung einer Stufenindexfaser. Das Beugungsbild dieser Verteilung entspricht auch dem einer Gradientenindexfaser, wenn eine vollständige Modenmischung in der Resistschicht auf dem Strahlweg Faser-Gitter eintritt.

Die Strahlrichtungen werden durch einzelne Stufenkantenkoordinaten des Reflexionsgitters festgelegt. Die Gitterfurchengestaltung, deren Einfluß auf die Strahlungsverteilung durch Effizienzbetrachtungen [Kap.2.2.3.] abgehandelt wurde, wird auf Grund des Fermat'schen Prinzips nicht in die Rechnung mit einbezogen. Die Beugung durch die einzelnen Gitterfurchen berechnet man über die Gittergleichung (Gl.(A4)) unter Berücksichtigung der jeweiligen Furchenbreite. Eine geeignete vektorielle Beschreibung der Gittergleichung ergibt sich zu [60]:

$$\mathbf{r}_E' \otimes \mathbf{g} = -\mathbf{r}_E \otimes \mathbf{g} + C_V \mathbf{q} \quad \text{mit} \quad C_V = \frac{m \cdot \lambda_M}{a} \quad (\text{A42})$$

In Gl.(A42) ist  $\mathbf{g}$  ein Normalenvektor des Gitters,  $\mathbf{q}$  ein Vektor parallel zu den Gitterlinien,  $\mathbf{r}_E$  ein Einheitsvektor des einfallenden Strahls,  $\mathbf{r}_E'$  ein Einheitsvektor in Richtung des gebeugten Strahls,  $m$  die Beugungsordnung,  $\lambda_M$  eine Modenwellenlänge und  $a$  der lokale Gitterfurchenabstand (Abb.A7). Ziel ist es, den Beugungsvektor  $\mathbf{r}_E'$  zu berechnen.

Der Einfallsvektor  $\mathbf{r}_E$  ergibt sich als normierte Differenz der Ortsvektoren des Strahlstartpunkts A und des Gitterpunkts P :

$$\mathbf{r}_E = \frac{\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_A}{|\mathbf{r}_P - \mathbf{r}_A|} \quad (r_{Ez} = r_{Az} = r_{Pz} = 0) \quad (\text{A43})$$

Der Normalenvektor  $\mathbf{g}$  am Auftreffpunkt P des Strahls auf dem Gitter ergibt sich durch Einsetzen der Koordinaten von P in die Ableitung  $f_{G_s} = df_G/ds$  der Funktion  $f_G$  der Gitterkurve aus Gl.(A16). Die Ableitungen ergeben sich zu:

$$f_{G_{x_P}} = \frac{2 d_1}{R} x_P + \frac{3 d_2}{R^2} x_P^2 + \frac{4 d_3}{R^3} x_P^3 \quad (\text{A43})$$

$$f_{G_{y_P}} = -1 \quad (\text{A44})$$

Die Koordinaten von  $\mathbf{g}$  lauten damit  $g_x = (f_{G_{x_P}})$   $g_y = (f_{G_{y_P}})$ .

Um eine Separation von  $\mathbf{r}_E'$  aus Gl.(A42) zu erhalten und um eine 2-dimensionale Rechnung in der x,y-Ebene zu ermöglichen, definiert man über ein Vektorprodukt einen Tangentialvektor  $\mathbf{p}$  der Gitterkurve, der den in die dritte Dimension weisenden Vektor  $\mathbf{q}$  ersetzt:

$$\mathbf{q} =: -\mathbf{p} \otimes \mathbf{g} \quad (p_z = 0) \quad (\text{A45})$$

Eingesetzt in Gl.(A42) erhält man :

$$(\mathbf{r}_E' + \mathbf{r}_E + C_V \mathbf{p}) \otimes \mathbf{g} = 0 \quad (\text{A46})$$

Mit  $\mathbf{g} \otimes \mathbf{g} = 0$  definiert man nun einen Faktor k mit:

$$\mathbf{r}_E' + \mathbf{r}_E + C_V \mathbf{p} =: k \mathbf{g} \quad (\text{A47})$$

Damit hat man  $\mathbf{r}_E'$  separiert:

$$\mathbf{r}_E' = k \mathbf{g} - \mathbf{r}_E - C_V \mathbf{p} \quad (\text{A48})$$

Zu berechnen sind jetzt noch k,  $\mathbf{p}$  und d.

Für die Bestimmung von k quadriert man Gl.(A48) unter Berücksichtigung von  $\mathbf{p} \cdot \mathbf{g} = 0$ . Daraus erhält man eine quadratische Gleichung für k:

$$k^2 + 2 C_1 k + C_2 = 0 \quad (\text{A49})$$

$$\text{mit } C_1 = -\frac{(r_{Ex} g_x + r_{Ey} g_y)}{(g_x^2 + g_y^2)}$$

$$C_2 = \frac{(C_V^2 + 2 C_V (r_{Ex} p_x + r_{Ey} p_y))}{(g_x^2 + g_y^2)}$$

Für ein Reflexionsgitter erhält man durch Iteration von Gl.(A49):

$$k = -C_1 + \left[ C_1^2 - C_2 \right]^{\frac{1}{2}} \approx \frac{C_2}{2 C_1} - 2 C_1 \quad (\text{A50})$$

Gl.(A50) hat keine reale Lösung, wenn  $C_2 > C_1^2$ .

Mit den zwei Voraussetzungen

$$1. \mathbf{p} \perp \mathbf{g}: \quad \mathbf{p} \cdot \mathbf{g} = p_x g_x + p_y g_y = 0$$

$$2. \mathbf{p} \text{ ist ein Einheitsvektor:} \quad \mathbf{p} \cdot \mathbf{p} = p_x p_x + p_y p_y = 1$$

folgt für die Koordinaten  $p_1$  und  $p_2$ :

$$p_x = \frac{1}{\left[ 1 + \frac{g_x^2}{g_y^2} \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A51})$$

$$p_y = - \frac{p_x g_x}{g_y}$$

Die lokale Gitterfurchenbreite  $a$  berechnet sich mit dem Einheitsvektor der x-Achse  $\mathbf{i} = (1,0,0)$  und der lokalen Gitterkonstante  $\sigma$  zu:

$$a = \frac{\sigma}{\mathbf{i} \cdot \mathbf{p}} = \frac{\sigma}{p_x} \quad (\text{A52})$$

Jetzt hat man alle Werte, um den Beugungsvektor  $\mathbf{r}_E'$  zu berechnen. Dieser dient anschließend als Richtungsvektor für die mit dem Gitterpunkt P definierte Gerade  $g_p$ :

$$g_p: \quad \mathbf{r}'_P = \begin{pmatrix} x_P \\ y_P \end{pmatrix} + t \cdot \begin{pmatrix} r'_E1 \\ r'_E2 \end{pmatrix} \quad (\text{A53})$$

Damit bestimmt man den Schnittpunkt mit der geometrisch optimalen Fokuszeile des Demultiplexer-Entwurfs (Gl.(7)). Der in kleine Intervalle aufgeteilten Spektralfaserkoppelzeile werden je nach Lage des Schnittpunktes die Strahlungsflußanteile additiv zugeordnet. Eine Strahlungseinkopplung in die Spektralfaser ist nur gegeben, wenn der Schnittpunkt im Kernbereich der Faser sitzt und wenn der Auftreffwinkel von der numerischen Faserapertur noch akzeptiert wird. Für die Auskoppelfläche wird näherungsweise ein Spalt mit der Breite des Kerndurchmessers der Spektralfasern  $d_{sw}$  angenommen. Die erhaltene Strahlungsflußverteilung wird schließlich durch den abgegebenen, aufsummierten Strahlungsfluß dividiert, um eine normierte Verteilung zu erhalten.



Betrachtet man so die Spektralkanäle und ihre zugehörigen Modenwellenlängen, erhält man durch Variation der Strahlstartpunkte, der Modenwinkel und der Gitterauftreffpunkte die Intensitätsverteilungen auf den Endflächenquerschnitten der Spektralfasern.

Variiert man weiter für jede Spektralfaser die Resistwellenlängen  $\lambda_{pW}$  um den zugehörigen Spektralkanal und berechnet jeweils den Anteil der ausgekoppelten Strahlung, so wird dadurch näherungsweise die spektrale Transmissionscharakteristik des Demultiplexers beschrieben. Die Berücksichtigung der Gittereffizienzen verschiedener Resistwellenlängen erfolgt durch Korrektur der Strahlungsflußanteile mit den Effizienzwerten aus Gl.(16,17).

**Anhang 6: Wertetabellen des Demultiplexerentwurfs**

<b>Spektrale Kenndaten:</b>	
Brechungsindex $N_{pW}$ der lichtleitenden Resistschicht	$1.484 \pm 0.002$
Anzahl der Spektralkanäle	10
Wellenlänge $\lambda_{min}$ (Vakuum/PMMA)	720 nm / 484 nm
Wellenlänge $\lambda_{max}$ (Vakuum/PMMA)	900 nm / 608 nm
Kanalabstand $\Delta\lambda_K$ (Vakuum/PMMA)	20 nm / 13,2 nm
<b>Gitterkenndaten:</b>	
Beugungsordnung $m$	2
Gitterkonstante $\sigma_0$	3.5 $\mu\text{m}$
$\sigma_0$ - Variationsterme:	
$c_1$	0.0606
$c_2$	0.0259
$c_3$	-0.1986
Gitterkurvenparameter:	
$R$	35 mm
$d_1$	1.0855
$d_2$	0.0004
$d_3$	1.2692
Lichtwegfehlergröße $\Delta F$ (4mm)	18 nm
Max. horizontale Spektralfaserdejustierung $\Delta d_{S3}$	140 nm
'Blaze'-Wellenlänge $\lambda_{MB}$	797.4 nm / 537.3 nm
'Blaze'-Winkel am Gitterursprung $O$	8.8°
Gitterbreite	5.6 mm
Auflösungsvermögen der Übertragungsfaser	2532
<b>Faserpositionierdaten:</b>	
Abstand Übertragungsfaser - größte Spektralfaser	850 $\mu\text{m}$
Ortvektorlänge $r$ der Übertragungsfaser	16 mm
Einfallswinkel $\alpha$	11.5°
Steigungswinkel $\gamma$ der Spektralfokizeile	-9.7°

**Tab.A3:** Kenndaten des planaren Gitterdemultiplexers.

$\lambda_V$ (nm)	$\lambda_{PW}$ (nm)	Beugungswinkel $\beta_i$ (grad)	Beugungsvektorklängen $r'_{Gi}$ (mm)	$\Delta r'_i = r'_{zi} - r'_i$ ( $\mu\text{m}$ )
720	485.2	4.47	16.134	11.6
740	498.7	4.90	16.123	3.8
760	512.1	5.35	16.113	-2
780	525.6	5.80	16.104	-5.9
800	539.1	6.24	16.096	-7.8
820	552.6	6.68	16.089	-7.8
840	566	7.13	16.083	-5.9
860	579.5	7.57	16.078	-2
880	593	8.02	16.074	3.8
900	606.5	8.46	16.071	11.6

**Tab.A4:** Positionierkenngrößen der Spektralfasern mit Längendifferenzen  $\Delta r'_i$  (Gl.11) der Ortsvektoren  $r'_{zi}$  der geometrisch optimalen Fokuszeile und  $r'_i$  der angepassten Fokuskurve.

<b>Übertragungsfaser:</b>	
Gradientenindexprofil	
Numerische Apertur $NA_{UW}$	0.2
Optischer Manteldurchmesser $d_{UF}$	125 $\mu\text{m}$
Kerndurchmesser $d_{UW}$	50 $\mu\text{m}$
<b>Spektralfasern:</b>	
Stufenindexprofil	
Numerische Apertur $NA_{SW}$	0.3
Optischer Manteldurchmesser $d_{SF}$	125 $\mu\text{m}$
Kerndurchmesser $d_{SW}$	105 $\mu\text{m}$

**Tab.A5:** Kenndaten der eingesetzten optischen Glasfasern.

## Literaturverzeichnis

- [1] J.M. Senior:  
Optical Fiber Communications, Principles and Practice  
Prentice/Hall International, London, 1985
- [2] H. Ishio, J. Minowa, K. Nosu  
Review and Status of Wavelength-Division-Multiplexing Technology and Its Application  
J. Lightwave Tech., Vol. LT-2/4 (1984) 448
- [3] 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) 639
- [4] 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) 3745
- [5] T. Kita, T. Harada:  
Use of Aberration-Corrected Concave Gratings in Optical Demultiplexers  
Appl. Opt., Vol. 22/6 (1983) 819
- [6] T. Suhara, H. Nishihara:  
Integrated Optics Components and Devices Using Periodic Structures  
IEEE J. Quant. El., Vol. QE-22/6 (1986) 845
- [7] W. Ehrfeld, E.W. Becker:  
Das LIGA-Verfahren zur Herstellung von Mikrostrukturkörpern mit großem  
Aspektverhältnis und großer Strukturhöhe  
KfK-Nachrichten, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Vol. 4 (1987) 167
- [8] E.W. Becker, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer:  
Untersuchungen zur Abbildungsgenauigkeit der Röntgentiefenlithographie mit  
Synchrotronstrahlung bei der Herstellung technischer Trenndüsen-elemente  
KfK-3732, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1984
- [9] J. Mohr, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer, A. Stutz:  
Resist Technology for Deep-Etch Synchrotron Radiation Lithography  
European Symp. on Polymeric Materials, Lyon, France, Sept. 14-18, 1987
- [10] W. Becht, W. Ehrfeld, A. Maner, D. Schmidt:  
Galvanoformung metallischer Mikrostrukturen mit großer Strukturhöhe  
Berichtsband über das 8. Ulmer Gespräch am 24. - 25. 4. 1986 in Neu-Ulm (Donau), Eugen G.  
Leuze Verlag, Saulgau, (1986) 56
- [11] A. Maner, S. Harsch, W. Ehrfeld:  
Mass Production of Microstructures with Extreme Aspect Ratios by Electroforming  
Int. Techn. Conf (SUR/FIN '87), American Electroplaters and Surface Finishers Soc. ,  
Chicago, July 13-16, 1987  
AESF annual techn. conf. 74th, Chicago (1987) K-3  
Plating and Surface Finishing 75 (1988) 60
- [12] P. Hagmann, W. Ehrfeld, H. Vollmer:  
Fabrication of Microstructures with Extreme Structural Heights by Reaction Injection  
Moulding  
First Meeting of the European Polymer Federation, European Symp. on Polymeric  
Mat., Lyon, Frankreich, Sept. 14-18, Paper EPD05  
Makromol. Chem., Macromol. Symp., Vol. 24 (1989) 241
- [13] D. Münchmeyer, W. Ehrfeld, A. Maner, W. Schelb:  
Aufbau und Fertigungseinrichtungen von Masken für die Röntgentiefenlithographie  
KfK Nachrichten, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Vol. 4 (1987) 180
- [14] T. Kaino:  
Plastic Materials for Optical Communications  
Opt. Devices & Fibers, Vol. 17, Ohmsha Ltd. and North-Holland Publishing Co. (1985) 56
- [15] G. Schreyer:  
Optische Eigenschaften der Acrylgläser  
Kunststoffhandbuch Bd. 9, Hanser, München, 1979, S. 169

- [16] H.G. Unger:  
Optische Nachrichtentechnik Teil I und II  
Hüthig Verlag, Heidelberg, 1984
- [17] G. Knoblauch:  
Koppel- und Verteilerelemente  
Opto Elektronik Magazin, Vol.2,3 (1986) 202
- [18] R.M. Glen:  
Polymeric Optical Fibre  
Chemtronics, Vol.1 (1986) 98
- [19] J.Göttert:  
Untersuchungen zu Eignung von Copolymeren mit PMMA als dicke Resistschichten in der  
Röntgentiefenlithographie  
Diplomarbeit an der Universität Bonn, Bonn-IR-87-44, Nov. 1987
- [20] M.Born, E.Wolf  
Principles of Optics  
Pergamon Press, Oxford, 1986,S.87
- [21] N.J.Mills:  
Optical Properties of Polymers  
Encyclopedia of Polymer Science and Engineering, Vol.10,J.Wiley,1987
- [22] J.Mohr, W.Ehrfeld, D.Münchmeyer:  
Analyse der Defektstrukturen und der Genauigkeit der Strukturübertragung bei der  
Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung  
KfK-Bericht 4414, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1988
- [23] T.Kaino,M.Fujiki,K.Jinguji:  
Preparation of Plastic Optical Fibers  
Review El.Comm.Lab., Vol.32/3 (1984)478
- [24] C.S.Shepard:  
Azo Compounds  
Encyclopedia of Polymer Science and Engineering, Vol.2,J.Wiley,1985
- [25] W.Wunderlich, W.Stickler  
The Free Radical Polymerisation of Some Methacrylates at Very High Conversion  
Polym.Sci.and Tech.Adv. in Polym.Synt., New York,31.1985
- [26] A. Reule:  
Das Auflösungsvermögen von Gittern in planaren Multimode-Wellenleitern und sein  
Zusammenhang mit der Krümmung der Spektrallinien in Gitterspektrographen  
Optik, Vol.66/1 (1983) 73
- [27] M.C. Hutley:  
Diffraction Gratings  
Academic Press, London, 1982
- [28] E.G.Loewen, M.Nevière, D.Maystre:  
Grating efficiency theory as it applies to blazed and holographic gratings  
Appl.Opt.,Vol.26/10 (1977) 2711
- [29] P.Petit:  
Electromagnetic Theory of Gratings  
Springer, Berlin, 1980
- [30] S.Engman, P.Lindblom:  
Blaze Characteristics of Echelle Gratings  
Appl.Opt., Vol.21/23 (1982) 4356
- [31] M.C. Hutley, W.R.Hunter:  
Variation of Blaze of Concave Diffraction Gratings  
Appl.Opt., Vol.20/2 (1981) 245
- [32] T.Harada, T.Kita:  
Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings  
Appl.Opt.,Vol.19/23 (1980) 3987
- [33] Fiberguide Industries, Stirling-New Jersey, USA - 07980
- [34] F.James, M.Roos:  
Function Minimization and Error Analysis  
Comp.Phys.Com., Vol.10 (1975) 343

- [35] R.E.Pepper, R.J.Samuels:  
Refractometry  
Encyclopedia of Polym.Sci. and Eng., Vol.14, J.Wiley, 1988
- [36] D.N.Waters  
Proc.5.Int.Conf.Ramanspectroscopy, Universität Freiburg, 2.-8. Sept. 1976, 500/501
- [37] B.Müller:  
Why 'good' resins makes bad parts - and what you can do about it  
Plastics World, 16. Febr. 1976
- [38] H.Batzer:  
Polymere Werkstoffe, Bd.1  
Thieme, Stuttgart, 1985
- [39] T. Murayama  
Dynamic Mechanical Analysis of Polymeric Material, Elsevier, Amsterdam 1982
- [40] G.W. Stroke:  
Diffraction Gratings  
Handbuch der Physik, Bd.29, Springer,Berlin,1967,S.426  
Elsevier, Amsterdam, 1978
- [41] Fa Reichert-Jung, D-6901 Nußloch
- [42] W.Zens:  
Prüfen von Oberflächen  
Kontrolle, Vol.11/12 (1987)
- [43] Perkin-Elmer, D-7770 Überlingen
- [44] M.Harmening:  
Untersuchung zur Abformung galvanisierbarer Mikrostrukturformteile mit großen  
Aspektverhältnis aus leitfähigen und isolierenden Kunststoffen nach dem LIGA-Verfahren  
Dissertation an der Universität Karlsruhe, Fak.Maschinenbau, Dez.1989
- [45] L.Könczöl, W.Döll, H.H.Kausch, K.Jud:  
Interferenzmikroskopische Untersuchungen von verschweissten PMMA-Proben  
Kunststoffe, Vol.72 (1982) 46
- [46] J.Steffen, A.Neyer, E.Voges:  
Direct Measurement of Refractive Index Profiles of Ti:LiNbO<sub>3</sub> Planar and Stripe  
Waveguides by Reflectivity Profiling  
Integ.and Guided-Wave Optics, Techn.Dig.Series, Vol.4 (1989) 121
- [47] L.McAdams, J.A.Gannon  
Epoxy Resins  
Encyclopedia of Polym.Sci. and Eng., Vol.6, J.Wiley, 1986
- [48] W.W.Parkinson, O.Sisman  
The Use of Plastics and Elastomers in Nuclear Radiation  
Nucl.Eng. and Design, Vol.17 (1971) 247
- [49] M.Shen  
Plasma Chemistry of Polymers  
Decker, New York, 1976
- [50] J.R.Hall, C.A.L.Westerdahl, A.T.Devine, M.J.Bodnar:  
Activated Gas Plasma Surface Treatment of Polymers for Adhesive Bonding  
Appl.Polym.Sci., Vol.13 (1969)
- [51] G.Cancellieri, U.Ravaioli:  
Measurements of Optical Fibers and Devices  
Artech House, 1984
- [52] G.Grau:  
Optische Nachrichtentechnik  
Springer, Berlin,1986
- [53] D. Lutzke:  
Lichtwellenleitertechnik  
Pflaum, München, 1986
- [54] I.N.Bronstein,K.A.Semendjajew:  
Taschenbuch der Mathematik  
Deutsch, Thun

- [55] W.T. Welford:  
Optical Calculations and Optical Instruments, an Introduction  
Handbuch der Physik, Bd.29, Springer,Berlin,1967,S.1
- [56] T.Namioka:  
Theory of the Concave Grating  
J.Opt.Soc.Am., Vol. 49/5 (1959) 446
- [57] T.Namioka:  
Theory of the Ellipsoidal Concave Grating  
J.Opt.Soc.Am., Vol.51/1 (1961) 4
- [58] G.Hass, L.Hadley:  
Optical Properties of Metals  
American Institute of Physics Handbook, McGrawHill, New York, 1972
- [59] Meinke, Gundlach:  
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik  
Springer, Berlin, 1986
- [60] G.H. Spencer, R.K.Murty:  
General Raytracing Procedure  
J.Opt.Soc.Am. 52/6 (1962) 673

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines vom Kernforschungszentrum Karlsruhe gewährten Doktorandenstipendiums und wurde am Institut für Mikrostrukturtechnik der Universität und des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt.

Wir bedanken uns bei den Mitarbeitern der Röntgentiefenlithographie, der Abformtechnik, der feinwerktechnischen Abteilung, des Elektroniklabors und der Werkstatt für die gute Zusammenarbeit.

Außerdem danken wir den Mitarbeitern des Bonner Synchrotrons, der Firma Steag, Abteilung Mikrotechnik, des Instituts für Hochfrequenztechnik in Dortmund, der Hoechst AG, der Firma Optocom sowie der Schott-Glaswerke für die freundliche Unterstützung, die wesentlich zur erfolgreichen Durchführung dieser Arbeit beigetragen hat.